

02.75.04

UNIVERSIDAD DE CUYO
INSTITUTO DE FISICA J.A. BALSEIRO

PROPIEDADES DE ISOMEROS DE ALTO SPIN OBTENIDOS

POR REACCIONES (α, xn) Y TECNICAS PARA SU

OBSERVACION POR HAZ PULSADO

ALBERTO FILEVICH

TESIS

1975

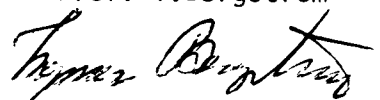
PROPIEDADES DE ISOMEROS DE ALTO SPIN OBTENIDOS
POR REACCIONES (α, xn) Y TECNICAS PARA SU
OBSERVACION POR HAZ PULSADO.

Alberto Filevich

Tesis presentada para optar al título de
Doctor en Física de la Universidad
Nacional de Cuyo.

Asesor Científico

Prof. I. Bergström



A mi esposa, a mis hijos.

E R R A T A

pag	linea	dice	debe decir
10	26	admitidos	emitidos
11	26	$^{204}\text{Hf}(\alpha, xn)$	$^{204}\text{Hg}(\alpha, xn)$
20	3.4.2	μ_n	μ_N
33	7	0.01 mm	0.01 m
34	4	poleas	placas
54	(6.6)	$g_s - g_1$	$\delta g_s - \delta g_1$
55	Tabla 6.4	Estado <div style="border: 1px solid black; padding: 5px; display: inline-block; margin: 5px;"> $13/2$ </div>	Estado <div style="border: 1px solid black; padding: 5px; display: inline-block; margin: 5px;"> $13/2$ f $5/2$ p $1/2$ </div>
67	11	$T_{1/2} \gg T_B$	$T_{1/2} \ll T_B$
67	9.1	N	μ_N
76	35	Fig 45	Fig 44
92	17	PFa	PFr
95	Ref 49	(1970)	(1970) 574

INDICE

1.- Introducción	1
2.- Generación Pulsada de Estados Isoméricos.	4
3.- Métodos Usados en Espectrometría y en Haz Pulsado.	12
4.- Sistema de Pulsado Para el Haz Externo del Ciclotrón de 225 cm de Estocolmo.	26
5.- Polarización de Carozo E2 en ^{206}Pb por Neutrones $i_{13/2}$.	42
6.- Factor Giromagnético del Estado 12^+ en ^{206}Pb y Factor Giromagnético Orbital Efectivo del Neutrón.	48
7.- Evidencia de Estados Isoméricos 15^- y 11^- con Configuraciones $\{\pi(h_{9/2}^2 i_{13/2})_{29/2} \nu(p_{1/2}^{-1})\}$ y $\{\pi(h_{9/2}^3)_{21/2} - \nu(p_{1/2}^{-1})\}$ en ^{210}At .	57
8.- Dispositivo Para Mantener Blancos Fundidos Para Determinaciones en Haz de Factores Giromagnéticos.	63
9.- Factor Giromagnético del Estado 15^- en ^{210}At .	66
10.- Estados con Tres Agujeros de Neutrón en ^{205}Pb con Configuraciones que Incluyen el Orbital $i_{13/2}$.	72
11.- Factor de Retardo en la Transición $6^+ \rightarrow 4^+$ en ^{146}Gd .	87
12.- Referencias.	93

1. Introducción

Los haces pulsados, producidos por los aceleradores de partículas, constituyen un medio muy conveniente para poblar estados nucleares excitados. Con este sistema es posible estudiar las relaciones de energía entre los distintos estados por los que pasa el núcleo en su proceso de desexcitación y también es factible la observación del período de tiempo que transcurre entre la formación de un determinado estado excitado y la detección del rayo γ que proviene de su decaimiento.

Desde los trabajos de Morinaga y Gugelot ¹⁾ la espectroscopía y en reacciones de tipo (partícula, xn) ha sido fructífera para la investigación del isomerismo nuclear. En este trabajo se denominará estado isomérico a aquel cuya vida media es no menor que algunos ns. Los autores mencionados, en Amsterdam y también el grupo del HILAC en Berkeley ²⁾, estudiaron numerosos estados isoméricos con vidas medias del orden de los ms. Una posterior extensión al rango de los μ seg fue realizada en varias investigaciones ³⁾, usando haces artificialmente pulsados.

El advenimiento de los detectores de Ge(Li) permitió un notable aumento de la resolución en la medida de las energías de los rayos γ . Estos detectores presentan además, buenas características temporales, lo que ha permitido a Yamazaki y Ewan ⁴⁾ desarrollar la extensión de los estudios mencionados al orden de los nseg, utilizando los haces naturalmente pulsados de los ciclotrones.

En los últimos años han sido publicados numerosos estudios realizados por medio de estas técnicas, formando un valioso caudal de nueva información referente a la estructura del núcleo. Muchos laboratorios han tratado de adecuar sus facilidades experimentales a este tipo de investigaciones, dedicando en muchos casos considerables esfuerzos al pulsado artificial de los haces externos producidos por sus aceleradores.

Las reacciones del tipo (partícula, xn) se desarrollan vía núcleo compuesto, el cual puede adquirir un momento angular muy elevado. Como los neutrones emitidos no llevan, en general, un momento angular grande, estas reacciones son capaces de poblar estados de gran spin en el núcleo residual. Esto implica, además, que este tipo de reacciones produce núcleos residuales que poseen un alto grado de alineamiento con respecto a la dirección del haz, ya que los momentos angulares estarán orientados, preferentemente, en el plano perpendicular a esa dirección. Si este alineamiento se conservase, lo cual puede esperarse en los casos en que la atenuación debida a la interacción con campos extranucleares es pequeña, sería posible observar distribuciones

anisotrópicas en este tipo de reacciones. En efecto, Ejiri et al.⁵⁾ observaron marcadas anisotropías en los electrones de conversión interna emitidos en reacciones inducidas por protones y partículas α y Diamond et al.⁶⁾ encontraron también marcadas anisotropías en la emisión de los rayos γ provenientes de la desexcitación de estados poblados con partículas α .

El estudio de este alineamiento ha constituido una poderosa herramienta para la determinación de las secuencias de momentos angulares de los estados excitados nucleares en las cascadas radiactivas y de la multipolaridad de la radiación asociada.

Otra consecuencia importante del alineamiento producido por estas reacciones es que es posible hacer interactuar al magnetismo nuclear asociado a los estados excitados con campos externos de tal manera que ese alineamiento sea reforzado no ya en un plano sino en una dirección, produciendo precesión de Larmor que se manifestará externamente en la rotación de las distribuciones angulares de los rayos γ emitidos en la desexcitación. Se tiene así un método para la medición del momento magnético de estados excitados de vida corta, que no estaban anteriormente al alcance de la determinación experimental.

Otra característica interesante de las reacciones de tipo (partícula, xn) sobre blancos monoisotópicos es que es posible, eligiendo adecuadamente la energía de bombardeo, producir selectivamente un determinado isótopo que generalmente es formado en un estado de gran excitación.

El interés de estos experimentos se ha centrado fuertemente en años recientes alrededor de aquellos núcleos que poseen pocas partículas fuera de capa cerrada. En estos casos los modelos nucleares son aplicables con un apreciable grado de exactitud y entonces los experimentos mencionados son muy adecuados para probar estos modelos. Así, la región de la tabla periódica situada alrededor del ^{208}Pb , doblemente mágico, es particularmente interesante y ha sido extensivamente estudiada.

Es conocido el fracaso del modelo de capas para predecir los momentos magnéticos que se observan en la región del Pb. Estas discrepancias estimularon numerosos trabajos teóricos para explicar las desviaciones y también el intento experimental de obtener una completa información sobre éste tema.

Esta tesis analiza ocho trabajos que se refieren a los temas arriba mencionados realizados en el Research Institute for Physics, Estocolmo, Suecia.

Los capítulos 2 y 3 constituyen una descripción de los métodos generales usados en los estudios en haz de estados isoméricos. Estos métodos han sido usados en los trabajos presentados en detalle en los capítulos 5, 6, 7, 9, 10 y 11. Los capítulos 4 y 8 se refieren a desarrollos experimentales

que permitieron la realización de los otros trabajos.

El ciclotrón de 225 cm de Estocolmo es una máquina versátil, capaz de acelerar un gran número de partículas hasta energías adecuadas para la producción de reacciones nucleares del tipo (partícula,xn). Recientemente esta máquina ha sufrido un extenso programa de reformas destinadas a obtener mayor energía y corriente de los distintos haces y para adaptarla a la aceleración de iones pesados. Tanto el sistema de radio frecuencia como la óptica del haz han sido sometidos a profundos cambios.

El sistema de pulsado externo, discutido en el punto 4 de este trabajo es una de las innovaciones que convirtieron al haz externo de esta máquina en una herramienta actualizada, capaz de contribuir significativamente a la realización de investigación en física.

En los experimentos que se detallan en este trabajo fueron encontrados numerosos estados excitados de alto spin, los que han sido fructíferos en cuanto a la prueba de la validez de la extensión del modelo de capas a estados de varias partículas. Esos experimentos han permitido recopilar valiosa información sobre niveles de energía, probabilidades de transición, cargas cuadrupolares efectivas, factores giromagnéticos, factores de retardo, etc.

Se puede decir que el método del haz pulsado ha abierto un gran campo aún poco explorado. Es de esperar que la proliferación de resultados experimentales cada vez más finos y precisos estimule el desarrollo de nuevas teorías que nos ayuden a una mejor comprensión del núcleo atómico.

2. Generación Pulsada de Estados Isoméricos

Destacaremos en esta sección algunos aspectos que muestran la utilidad de las reacciones de tipo (partícula, xn) en estudios espectroscópicos.

2.1 Funciones de Excitación

El proceso involucrado en las reacciones nucleares en las que el núcleo compuesto (NC) es seguido por la evaporación de una o más partículas, es ya bien conocido. Dostrovsky et al.⁷⁾ desarrollaron un método de cálculo aplicable a reacciones de baja energía de excitación ($E^* \lesssim 50$ MeV), que fue posteriormente completado y perfeccionado⁸⁾. El problema general consiste en conocer la abundancia relativa con que son producidos los distintos procesos posibles de evaporación de partículas que siguen a la formación del núcleo compuesto. Suponiendo que cuando la emisión es energéticamente posible, ella es gobernada por la expresión de Weisskopf⁹⁾, que da la probabilidad de emisión por unidad de tiempo $P_j(\epsilon)$ de una partícula j con energía cinética comprendida entre ϵ y $\epsilon + d\epsilon$, se tiene:

$$P_j(\epsilon) d\epsilon = \gamma_j \sigma \epsilon [W(f)/W(i)] d\epsilon \quad (2.1.1)$$

siendo $\gamma_j = (2s_j + 1) m_j / \pi^2 \hbar^3$

s_j = spin de la partícula j .

m_j = masa de la partícula j .

σ = sección eficaz para la reacción inversa (captura).

$W(f), (i)$ = densidad de estados final, inicial.

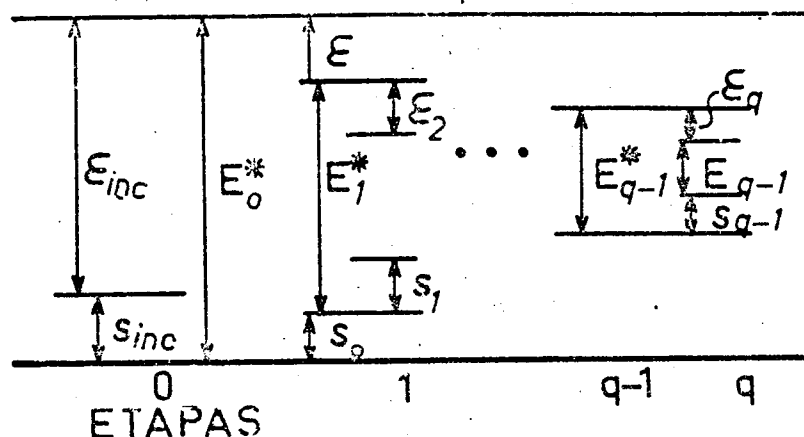


Figura 1. Esquema del proceso de Evaporación de Neutrones

En cada caso, la probabilidad de emisión se obtendrá como resultado de la integración de (2.1.1) entre apropiados límites. Los parámetros σ y W pueden ser calculados teóricamente o a partir de información empírica en la región de interés.

La Figura 1 muestra la energética del proceso de evaporación de neutrones sucesivos. Las energías de separación están designadas con s y los subíndices se refieren a las distintas etapas por que va pasando el núcleo residual a medida que emite los sucesivos neutrones a partir de la etapa 0 del núcleo compuesto.

Adoptando una expresión empírica para la sección eficaz de captura y usando la densidad de niveles propuesta por Bethe¹⁰⁾, se obtiene una ecuación para la probabilidad de emisión de neutrones.

$$P_n(\epsilon)d\epsilon = g_n \frac{m_n r_o^2 A_n^{2/3}}{\pi h^3} \exp \left\{ -2 [a_o (E - \delta_o)]^{1/2} \right\} \epsilon^\alpha (1 + \beta/\epsilon) \cdot \exp \left\{ 2 [a_n (E - Q_n - \delta_n - \epsilon)]^{1/2} \right\} d\epsilon \quad (2.1.2)$$

Los índices o y n se refieren a los núcleos inicial y final, Q_n es la energía de separación del neutrón, el parámetro δ representa una corrección por apareamiento y es 0 para núcleos impar-impar y ≥ 0 en los demás casos. La máxima energía disponible para un proceso de evaporación es

$$(\epsilon_n)_{\max} = E - Q_n - \delta_n \quad (2.1.3)$$

y este valor fijará, en primera aproximación, el límite superior de integración de la ecuación (2.1.2). Los parámetros α y β relacionan la sección eficaz de captura σ_c con la sección eficaz geométrica $\sigma_g = \pi R^2$ en la forma siguiente

$$\frac{\sigma_c}{\sigma_g} = \alpha (1 + \beta/\epsilon) \quad (2.1.4)$$

y han sido ajustadas empíricamente⁷⁾ según

$$\alpha = 0.76 + 2.2 A^{1/3}$$

$$\beta = (2.12 A^{-2/3} - 0.050) / (0.76 + 2.2 A^{-1/3}) \text{ MeV}$$

Para el cómputo de las secciones eficaces es necesario seguir el proceso en la forma en que se presenta en la realidad, es decir antes de cada paso hay que disponer de una estimación de la probabilidad relativa de su ocurrencia con respecto a los procesos competitivos. Se usó el programa (APG 15) desarrollado para el computador TRASK ¹¹⁾, que hace uso del método de Montecarlo aplicado a reacciones de tipo (partícula,xn). La información de entrada está constituida por energías y tipo de partícula incidente, carga Z y masa A del núcleo blanco y las sucesivas energías de separación de neutrones.

En primer lugar se hace una selección, en cada etapa, de la energía del neutrón emitido. Para esto, a partir de la distribución dada por la (2.1.2), se elige un valor particular de la energía del neutrón por medio de un número al azar generado internamente. El programa computa la energía de excitación dejada en el núcleo residual y entonces otro número al azar selecciona la energía cinética del nuevo neutrón a ser emitido. Así se continúa hasta terminar con la emisión de los x neutrones de la reacción (partícula,xn). Un número grande, usualmente 500, de tales procesos son calculados en cada caso y finalmente los resultados son resumidos por el mismo programa, que entrega un listado de la frecuencia relativa con que se produce cada proceso particular y para cada una de las condiciones iniciales dadas. Estas frecuencias son proporcionales a las secciones eficaces correspondientes.

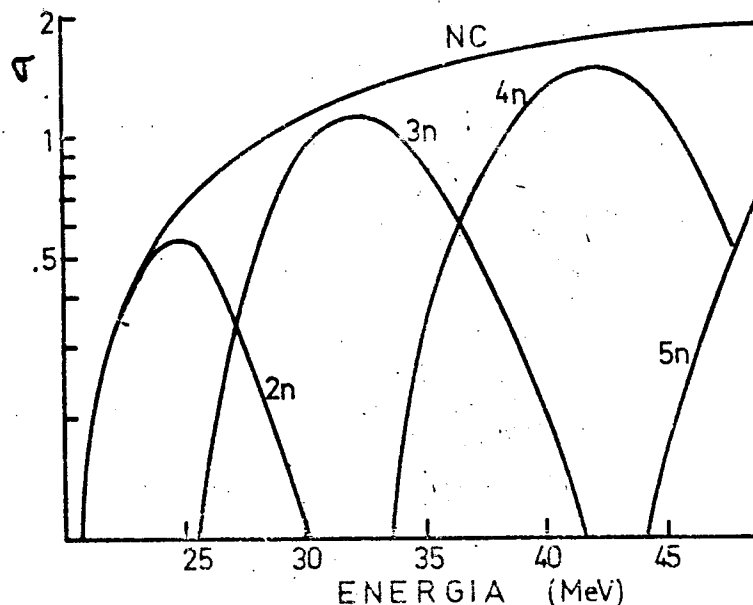


Figura 2. Funciones de Excitación para la reacción $^{204}\text{Hg}(\alpha, xn)^{208-x}\text{Pb}$

En la Figura 2 se ilustra un caso típico para la producción de las sucesivas reacciones $(\alpha, 2n)$, $(\alpha, 3n)$, etc., sobre el blanco ^{204}Hg . Este comportamiento permite enfatizar la producción de una determinada reacción, ya que, eligiendo convenientemente la energía de bombardeo, se logran factores del orden de 10 entre la sección eficaz del proceso deseado con x neutrones y la de las reacciones de fondo, en las cuales se emiten $x+1$ y $x-1$ neutrones. Existe así la posibilidad de alcanzar numerosos núcleos, aunque su ubicación en la tabla periódica esté notablemente alejada de la línea de estabilidad. El límite de esto se alcanza precisamente en regiones alejadas cuando los procesos (partícula, $(x-1)np$), etc., empiezan a ser competitivos con la simple emisión de x neutrones.

Estas reacciones son particularmente favorables en la región del Pb. Por ejemplo, partiendo de isótopos de Hg, Tl, Pb o Bi, es posible alcanzar un total de 29 isótopos distintos de Pb, Bi, Po y At, respectivamente, usando reacciones (α, xn) con $1 \leq x \leq 4$. Evidentemente, con aceleradores capaces de proporcionar haces de iones pesados de alta energía, el número de posibles reacciones y de núcleos susceptibles de ser alcanzados es notablemente superior. Recientemente ¹²⁾, el grupo de Estocolmo ha logrado observar reacciones del tipo $(^{12}\text{C}, 8n)$ a $E_{^{12}\text{C}} = 120$ MeV. El blanco ha sido ^{164}Dy y se observó el conocido conjunto de rayos γ que se produce en el decaimiento del ^{168}Hf .

2.2 Transferencia de momento angular

Las reacciones de tipo (partícula, xn) se realizan por la vía del núcleo compuesto, el cual puede desexcitarse por varios canales, siendo uno de ellos la sucesiva emisión de neutrones con energías de separación relativamente pequeñas seguida por decaimiento γ .

La transferencia de momento angular es considerable. Una simple aproximación clásica muestra que para un blanco de ^{208}Pb , la cantidad de momento angular ΔL , adquirido por el núcleo compuesto por captura en su periferia de una partícula α de masa m y energía $E=50$ MeV, es

$$\Delta L \approx p \cdot r \approx m \sqrt{\frac{2E}{m}} \cdot r_0 A^{1/3} = 25 \hbar$$

Los neutrones que se evaporan poseen energías cuyo valor máximo es del orden de 1 MeV. La cantidad de momento angular extraída del núcleo compuesto por la evaporación de unos pocos neutrones, es pequeña y el momento angular remanente en el núcleo residual es, necesariamente, alto.

La posterior, desexcitación nuclear se realiza por emisión γ .

Como las transiciones electromagnéticas favorecen la baja multipolaridad y alta energía de transición, se puede esperar que la cascada γ siga una secuencia conectando los estados posibles con mayor spin y menor energía. Esto recibe el nombre de cascada "yrast", (del sueco: yrse, mareo; yrast, la más mareada).

2.3 Alineación de Momentos Angulares

Hemos mencionado en 2.2 que en las reacciones tipo (partícula, xn) los núcleos finales tienen momentos angulares particularmente altos. Dada la geometría del proceso, donde existe un eje de cuantificación fijado por la dirección del haz, (ver Figura 3a), los momentos angulares estarán preferentemente dirigidos en un plano perpendicular a la dirección del haz incidente ($m=0, \pm 1/2$).

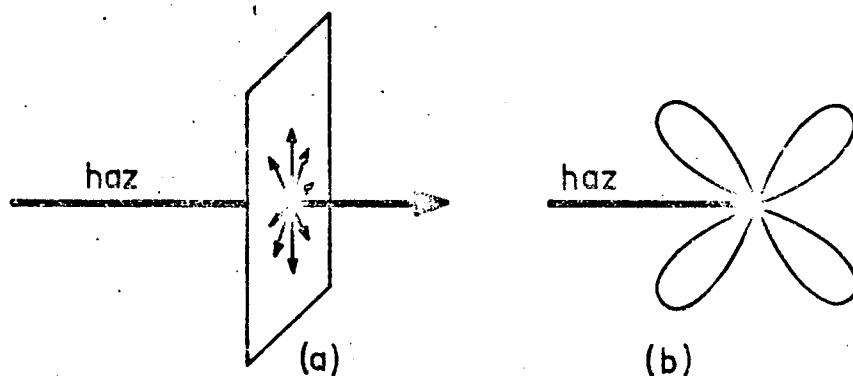


Figura 3. a) Alineamiento producido en las reacciones con iones pesados.
b) Distribución de rayos γ que provienen de una desexcitación cuadrupolar.

Definiremos ¹³⁾ como

estado orientado a aquel donde los estados magnéticos m están desigualmente poblados.

estado alineado a aquel donde las poblaciones $+m$ y $-m$ son iguales.
La desexcitación por radiación γ es, preferentemente, de tipo $\Delta J=L$.

Esto implica que los estados subsecuentes de menor excitación estarán aún alineados en un grado considerable.

En una transición entre dos estados inicial y final $|J_i\rangle \rightarrow |J_f\rangle$, la distribución angular del rayo γ está dada por la expresión

$$W(\theta) = 1 + A_2 P_2(\cos \theta) + A_4 P_4(\cos \theta) \quad (2.3.1)$$

donde

$$A_k(J_i, L_1, L_2, J_f) = \rho_k(J_i) \frac{1}{1+\delta^2} \{ F_k(J_f, L_1, L_1, J_i) + 2\delta F_k(J_f, L_1, L_2, J_i) + \delta^2 F_k(J_f, L_2, L_2, J_i) \}$$

$$\delta = \frac{\langle J_f || L_2 || J_i \rangle}{\langle J_f || L_1 || J_i \rangle}$$

y siendo L_1 y L_2 las multipolaridades de dos posibles rayos γ que conectan los mismos estados inicial y final, (i,f).

Es simple el caso de alineamiento completo, cuando $m=0$ ó $m=\pm 1/2$.

Entonces $B_2 F_2 = \rho_2^{\max} F_2$ $B_4 F_4 = \rho_4^{\max} F_4$

ρ_k son los tensores estadísticos, dados por

$$\rho_k(J) = \sqrt{2J+1} \sum_m (-)^{J-m} (J \ m \ J-m \ | \ k \ 0) P_m(J)$$

donde $P_m(J)$ son los parámetros de población, que para una distribución gaussiana valen

$$P_m(J) = \frac{\exp(-\frac{m^2}{2\sigma^2})}{\sum_{m'=-J}^J \exp(-m'^2/2\sigma^2)}$$

Es entonces conveniente usar la siguiente expresión para la distribución angular:

$$W(\theta) = 1 + \alpha_2 B_2 F_2 P_2(\cos \theta) + \alpha_4 B_4 F_4 P_4(\cos \theta) \quad (2.3.2)$$

Yamazaki ¹³⁾ ha tabulado las cantidades $B_2 F_2$ y $B_4 F_4$.

La Figura 3b muestra esquemáticamente la distribución de rayos γ que siguen a una desexcitación cuadrupolar. El estudio de las distribuciones angulares de los rayos γ emitidos por estados alineados producidos por reacciones nucleares permite la asignación de multipolaridades a esos rayos γ y proporciona criterios para decidir el spin y la paridad de los estados intermedios involucrados.

Los factores de atenuación α_2 y α_4 constituyen una medida de la destrucción del alineamiento con las sucesivas transiciones. Suponiendo una distribución gaussiana de los parámetros de población $P_m(J)$, se encuentra que es posible poner α_4 en función de α_2 . Además α_4 decrece rápidamente con el decrecimiento de α_2 . El término de orden superior α_6 es despreciable en la mayoría de los casos prácticos.

En los casos en que coexistan una transición pura y otra con un cierto grado de mezcla, provenientes de un mismo estado, se podrá hacer una estimación de la relación de mezcla si es posible conocer el alineamiento inicial. Una de las más interesantes posibilidades que esto brinda es que es posible observar momentos electromagnéticos nucleares a través de su interacción con el ambiente, por el método de las distribuciones angulares perturbadas. Para esto se presenta el problema de preservar el alineamiento durante un tiempo suficiente, para poder observar la precesión del momento nuclear que interactúa con los campos externos aplicados. Han sido propuestas varias técnicas para estos estudios las que serán descritas en el capítulo 3; diremos aquí que la vida media del estado isomérico en cuestión gobierna la elección del tipo de experimento y del medio ambiente en que deberá introducirse el núcleo estudiado mientras se observa la distribución angular-temporal de los rayos γ admitidos en su desexcitación.

2.4 Isomerismo, Distribuciones de Spin

Se dijo en 2.1 que es posible producir reacciones del tipo (partícula, xn) en forma notablemente selectiva mediante una apropiada elección de la energía de la partícula incidente. De este modo se podrá elegir el núcleo producto de la reacción, el cual, en general, no será dejado en su estado fundamental, sino que poseerá un cierto grado de excitación. Para poder producir un núcleo en un estado excitado de energía elevada, no sólo será necesario proporcionar esa energía al sistema, sino que habrá que transferir una cantidad suficiente de momento angular, para satisfacer las reglas de conservación. Se vio en 2.3 que esta transferencia es efectivamente realizada en reacciones de tipo (partícula, xn), siendo así posible alcanzar estados de gran energía y elevado momento angular. Típicamente, las reacciones con formación de núcleo

compuesto se llevan a cabo en tiempos del orden de 10^{-18} seg. Después de este lapso, una vez evaporadas las partículas que se emiten en la reacción, los nucleones sufren un proceso de reordenamiento, produciéndose la emisión de radiación γ a medida que el núcleo residual se desexcita.

Muchos de los estados intermedios poseen una vida muy corta, (estados no isoméricos), y su decaimiento da origen a la intensa radiación γ rápida que sigue a la formación del núcleo final. Sin embargo, algunos estados tendrán una vida media más larga, serán aquellos cuyo decaimiento por emisión γ se encuentra retardado por las reglas de selección. Por ejemplo aquellos estados que deben desexcitarse por rayos γ de baja energía y alta multipolaridad poseerán vidas medias particularmente largas.

Las técnicas experimentales actuales permiten la medición de vidas medias en un rango que abarca muchos órdenes de magnitud. Para experiencias en haz, Yamazaki y Ewan ⁴⁾ desarrollaron un método que extiende el rango hasta los nseg. Por medio del corrimiento Doppler de la energía de los rayos γ se alcanza a medir vidas medias en el orden de 100 pseg.

Es posible hacer una estimación teórica de la probabilidad relativa de población de los distintos estados de spin en una reacción de tipo (partícula, xn); Vandebosch y Huizenga ¹⁴⁾ desarrollaron un formalismo que permite estimar la población relativa de los estados excitados de los núcleos residuales en reacciones en las que el núcleo compuesto es seguido por la evaporación de una o varias partículas. El método se basa en una aplicación del modelo estadístico y es adecuado para la aplicación del método de Montecarlo. El programa APG 11 ¹⁵⁾, desarrollado para el computador TRASK está basado en el formalismo mencionado. En la Figura 2.3 se ilustra una aplicación de este programa para el caso $^{204}\text{Hf}(\alpha, xn)^{208-x}\text{Pb}$ para $E=37$ MeV. Se puede observar que los máximos de la probabilidad relativa aumentan levemente y se corren hacia menores valores de momento angular a medida que aumenta el número de neutrones emitidos.

3. Métodos usados en Espectrometría y en haz pulsado

3.1 Generalidades

La excitación de estados isoméricos por medio de reacciones nucleares producidas con un haz pulsado (HP) y el estudio de las distribuciones temporales de los rayos γ que siguen a la desexcitación de esos estados isoméricos, constituyen un poderoso método de análisis en espectroscopía nuclear. Sus ventajas frente a otros métodos son las siguientes:

- a) es posible la producción de estados isoméricos de alto spin mediante reacciones nucleares, especialmente del tipo (partícula,xn). Generalmente es difícil alcanzar estos estados por otros métodos, por ejemplo por radiactividad inducida. La alta energía de excitación y la gran magnitud del momento angular que debe transferirse, prohíben la población de estos estados en procesos radiactivos.
- b) el método de las coincidencias retardadas (CR) presenta una probabilidad relativamente alta de coincidencias accidentales, ya que la tasa de decaimientos que pueblan los estados isoméricos es constante en el tiempo (fuente radiactiva de larga vida). El método HP no presenta este inconveniente: los estados son poblados únicamente durante el pulso de haz que bombardea el blanco y la medición de tiempos se realiza durante los intervalos en que no hay haz. El experimento progresa rápidamente y en forma muy económica; a esto contribuye el hecho de que en el método HP se utiliza un sólo detector, mientras que en el CR se estudian las coincidencias de dos de ellos, siendo la eficiencia de la combinación de detectores menor que la de cada uno de ellos.
- c) el método HP proporciona información sobre el isomerismo de los estados que se desexcitan y constituye una valiosa ayuda para la construcción de los esquemas de niveles. En efecto:
 - una transición isomérica no presenta componente rápida.
 - un estado no isomérico, decae inmediatamente y debe mostrar una componente rápida.
 - una transición no isomérica, poblada por una transición isomérica de vida τ debe mostrar una componente rápida, (alimentación lateral), combinada con un decaimiento de vida τ .
 - las intensidades relativas de estas componentes rápidas proporcionan información sobre el posible orden de ocurrencia de las distintas transiciones. En general los estados excitados inferiores son poblados más fácilmente por el flujo rápido que los estados de alta energía.

- las relaciones entre las intensidades retardadas proporcionan información sobre la relación genética entre las transiciones observadas y sobre el orden de su aparición.
- d) en el capítulo 2 se describió cómo las reacciones (partícula,xn) dejan el núcleo residual con grandes valores de momento angular y marcado alineamiento con respecto a una dirección. Mediante una natural extensión del método HP es posible estudiar la variación del alineamiento en función del tiempo, lo que da la posibilidad de observar la interacción de los momentos nucleares con los campos que existen en el ambiente en el que el núcleo está colocado. Inversamente, si los momentos nucleares son conocidos, se podrán inferir los campos externos que actúan sobre el núcleo (interacción hiperfina).
- e) en reacciones del tipo (ión pesado,xn) se produce una elevada transferencia de momento lineal. Esto permite separar de su blanco de origen a los núcleos producto, aún cuando estén excitados en estados de vida corta y es posible su medición en condiciones de bajo fondo. La velocidad relativamente elevada que adquieren esos núcleos permite su implantación en ambientes apropiados con el objeto de observar la interacción de sus momentos nucleares con campos hiperfinos. La técnica del émbolo ^{16,25)} permite la observación de estas interacciones, aún en los casos en que las vidas medias involucradas sean tan cortas como unos pocos ps.

3.2 Haz Naturalmente Pulsado

Los ciclotrones producen esencialmente haces pulsados. Esto se debe a que sólo son aceleradas aquellas partículas que atraviesan el espacio entre las "Des" en los instantes en que el campo es acelerador y su pendiente negativa (principio de estabilidad en fase). El resultado es que son extraídas partículas que poseen una dispersión de energía relativamente pequeña, agrupadas en paquetes cuya duración es una fracción del período de la onda R.F. con la cual están sincronizados. La Figura 4 muestra una estructura como la descrita.

Desde el punto de vista del pulsado nos interesan los siguientes parámetros para definir el haz de un ciclotrón que opera a frecuencia f : el período $T=1/f$, el ancho del paquete ΔT y la corriente máxima I_0 .

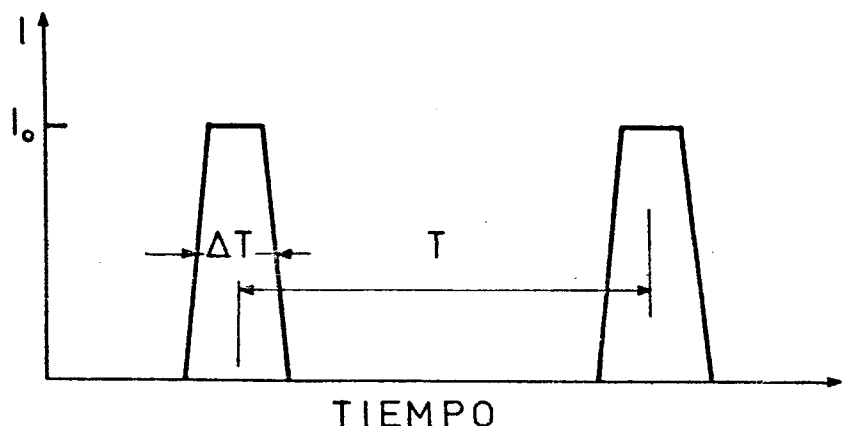


Figura 4. Parámetros de un haz pulsado interesantes para el presente análisis.

La fracción $\eta = \Delta T / T$ es el factor de utilización. Supongamos que este haz bombardea un blanco formando A_0 estados isoméricos por segundo cuya vida media es $\tau = 1/\lambda$. Sea ϵ la eficiencia total del sistema detector usado para observar los rayos γ que provienen de la desexcitación de esos estados isoméricos. Para detectores de Ge(Li), el conteo máximo está normalmente limitado a unas 10^4 c/s por razones de apilamiento. Así, la separación media T_d entre pulsos no debe ser mucho menor que $100 \mu\text{s}$. Si el período del haz es $T \ll T_d$, entonces desde el punto de vista del detector, no habrá diferencia entre un haz pulsado y un haz continuo de la misma intensidad media.

Si $\Delta T \gtrsim T_d$ y se quiere mantener el valor $T_d \gtrsim 100 \mu\text{s}$, aún dentro de cada intervalo ΔT , será necesario reducir la intensidad del haz en un factor η , en comparación con un haz continuo equivalente.

Si los rayos γ son registrados solamente durante los instantes de bombardeo ΔT , las componentes del fondo de larga vida se reducirán con respecto a los eventos rápidos en una proporción igual al factor de utilización.

Veamos las consecuencias de las posibles relaciones entre τ , T y ΔT . La tasa de conteo diferencial $N(t)dt$ de un rayo γ retardado es

$$N(t)dt = \epsilon A_0 \lambda \exp(-\lambda t) dt$$

donde A_0 es el número promedio de núcleos excitados formados por cada paquete de haz. En el caso en que el estado decaiga apreciablemente entre pulsos sucesivos, es decir cuando $T \gg \tau \gtrsim \Delta T$, el conteo total será:

$$N = \int_0^{\infty} N(t) dt = \epsilon A_0$$

Sin embargo, la vida media τ a observar puede ser comparable o mayor que el intervalo entre paquetes, es decir $\tau \gtrsim T$. En este caso la contribución de los pulsos de haz precedentes deberá ser tomada en cuenta, resultando

$$N(t) = \epsilon A_0 \sum_{n=0}^{\infty} \lambda e^{-\lambda(t+nT)} = \epsilon A_0 \frac{\lambda e^{-\lambda t}}{1 - e^{-\lambda T}}$$

y podemos concluir que si se mide un rayo γ particular, los sucesivos paquetes del haz no alteran la constante de decaimiento observada. Afortunadamente, éste es el caso normal, ya que con detectores de Ge(Li) y usando modernos analizadores multicanales, es posible observar, en general, cada rayo γ totalmente resuelto de sus vecinos.

Sin embargo, cuando la vida media es tal que $\tau \gg T$, resulta difícil observar el decaimiento puesto que la actividad permanece substancialmente

constante entre paquetes. En tal caso conviene suprimir un número de paquetes sucesivos del haz hasta tener una estructura pulsada tal que $\tau \ll T$, siendo ahora T el intervalo entre paquetes del haz pulsado.

3.2 Haces Artificialmente Pulsados

En la Figura 5 se ilustran las situaciones descritas en 3.1. En a) se muestra el pulsado natural, en b) el comportamiento de un decaimiento cuya vida media τ es menor que el tiempo de repetición T del haz. En c) τ y T son aproximadamente iguales. En d) y e) se observa la conveniencia de suprimir un cierto número de pulsos sucesivos del haz para permitir que la población de estados excitados disminuya apreciablemente antes que un nuevo paquete de partículas incida sobre el blanco. Si esto no ocurriera, sería imposible distinguir si un determinado rayo γ proviene de estados poblados por el último paquete, o por alguno previo.

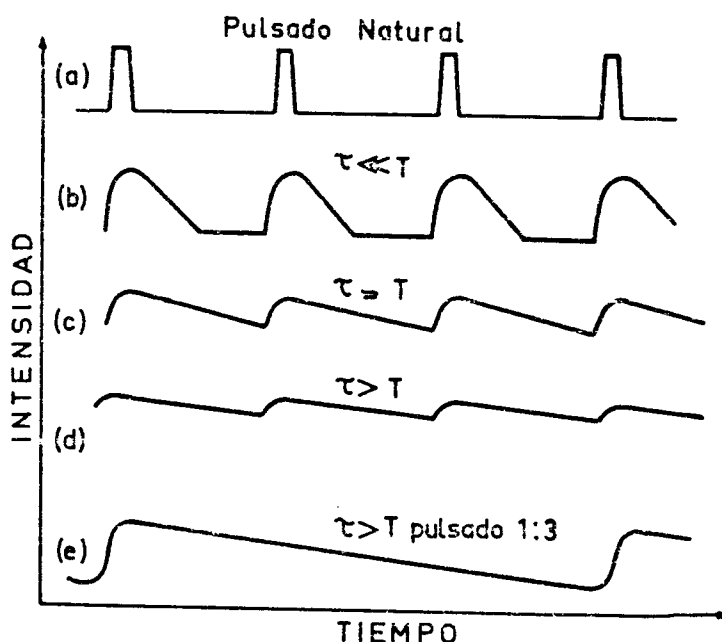


Figura 5. Esquema de las posibles relaciones entre τ y T en un haz pulsado.

En experiencias de tiempo de vuelo de neutrones es también conveniente disponer de una facilidad de haz artificialmente pulsado. En efecto, en general junto con la detección de un neutrón se observa un fondo de rayos γ originado por paquetes de haz posteriores al que originó el neutrón, a menos que esos paquetes del haz estén suficientemente espaciados.

Han sido diseñados muchos sistemas para pulsar los haces de partículas de los distintos aceleradores. El método generalmente usado consiste en deflectar periódicamente el haz transversalmente a su dirección de propagación y permitir su paso a través de un colimador sólo durante el tiempo deseado y con la frecuencia requerida por el experimento.

En ref.¹⁷⁾ se describe un sistema pulsador para el haz del tándem Van de Graaf de Erlangen que usa este sistema, actuando sobre el extremo de alta energía.

El acelerador tándem Van de Graaf del Instituto Niels Bohr, Dinamarca, posee un equipo que pulsa el haz en ambos extremos en forma sincronizada.

Para ciclotrones se han realizado distintos sistemas de pulsado. Es posible realizar un pulsado lento deflectando el haz por medio de un campo magnético periódico ¹⁸⁾ en combinación con un colimador. El haz atravesará a este último y alcanzará el blanco sólo cuando el valor promedio del campo magnético durante el tiempo de tránsito del paquete, sea nulo.

También se ha realizado pulsado lento del haz, en forma muy simple, interponiendo en un plano perpendicular al haz un disco giratorio ranurado ¹⁹⁾.

Interrumpiendo el voltaje de R.F. en forma periódica se logra un pulsado lento, (μs - ms) ^{3b,d)}. En este caso la extinción del haz no es rápida porque la energía entretenida en el tanque resonante del ciclotrón no se disipa instantáneamente y las oscilaciones de R.F. se mantienen durante un tiempo que depende del Q del circuito.

También es posible pulsar la fuente de iones ^{3g,21)}, pero debido a que el plasma sigue existiendo durante algún tiempo después que se corta la alimentación del arco, la extinción de la corriente no es brusca y sólo se logra un pulsado lento.

Para obtener un pulsado rápido es menester recurrir a la deflexión electrostática del haz. Esto puede ser realizado interna o externamente al ciclotrón. Si la geometría de la región central permite la introducción de elementos de pulsado se pueden aprovechar las ventajas de deflectar un haz de menor energía y de tener una gran separación entre órbitas sucesivas.

Recientemente Rotter et al. ²⁰⁾ realizaron un sistema de pulsado (μs) que emplea el deflector electrostático del ciclotrón como elemento pulsante. Para ésto superpusieron un voltaje rectangular a la tensión constante de deflexión.

Cuando la disponibilidad de espacio en el interior del ciclotrón es reducida, no es posible la introducción de elementos pulsantes. Entonces es necesario pulsar el haz externo. En el capítulo 4, se describe un sistema que fue construido para suprimir un número k ($2 \leq k \leq 9$) de pulsos sucesivos del haz del ciclotrón de 225 cm de Estocolmo. El sistema fue diseñado para trabajar en combinación con un sistema lento (descrito en 4.3) capaz de extender el intervalo de pulsado a tiempos arbitrariamente largos. Usando este sistema han sido realizados varios experimentos cuyos resultados se describen en los capítulos 5 - 10.

3.3 Sistemas Para Medición de Distribuciones de Tiempo en Haz.

En los últimos años se ha encontrado un gran número de estados isoméricos mediante técnicas de medición en haz para lo cual fueron usados diversos sistemas. Uno de los más simples (3d,22), consiste en hacer un muestreo de una tensión diente de sierra sincronizada con los paquetes del haz, cuando se detecta un evento interesante. El voltaje obtenido es una medida del tiempo transcurrido desde el instante de bombardeo, es decir, desde la formación del estado excitado.

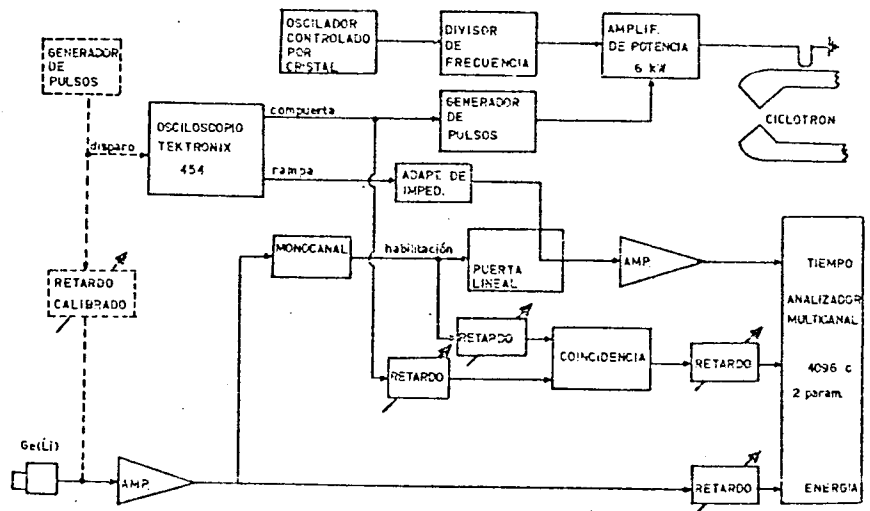


Figura 6a. Circuitos de medición de tiempo en haz con presentación de varios espectros registrados en tiempos distintos.

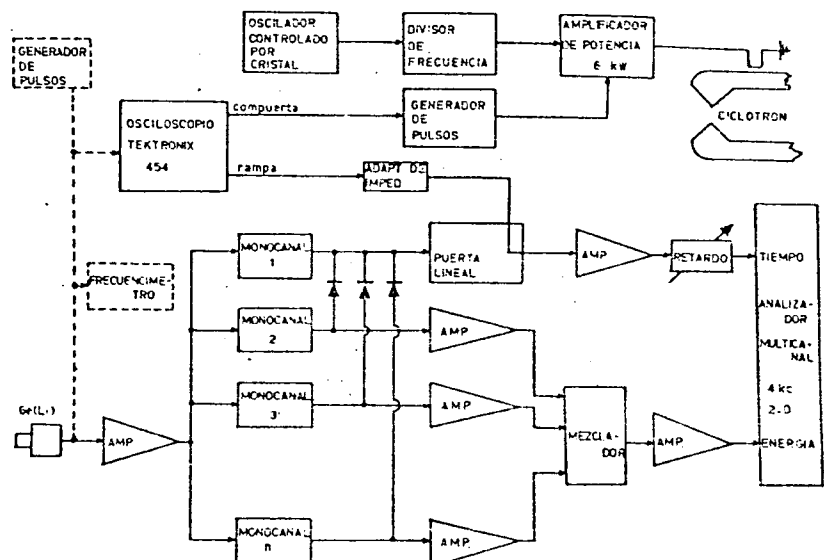


Figura 6b. Circuito de medición de tiempo en haz con presentación de distribuciones temporales de rayos y monoenergéticos cuya energía se determina en los monocanales 1...N.

La figura 6 muestra dos circuitos basados en este principio que han sido tomados de Ref. 22). En ambos sistemas la conversión tiempo-amplitud se realiza en la compuerta lineal donde se toma una muestra del voltaje rampa cada vez que el detector recibe un rayo γ de energía apropiada, determinada por los analizadores monocanal.

Las Figuras 7 y 8 muestran el resultado de un experimento realizado con el circuito de Figura 6a, en el cual se pobló el estado 8^+ en ^{88}Y por medio de la reacción $^{88}\text{Sr}(\alpha, n)^{88}\text{Y}$ en el haz pulsado de un ciclotrón isócrono. Se observa el decaimiento de los rayos γ de 232 keV y 443 keV provenientes del estado 8^+ en comparación con el pico de 511 keV cuya vida es larga en relación al período del haz. Los rayos de 232 keV y 443 keV muestran substancialmente la misma vida media (13.5 ± 0.5) ms sugiriendo un decaimiento en cascada de los dos rayos γ .

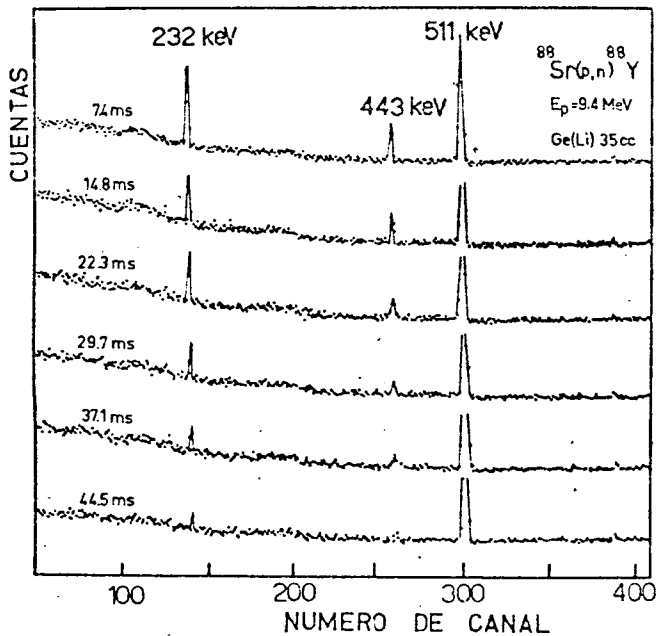


Figura 7. Espectro tiempo-energía para la reacción $^{88}\text{Sr}(p,n)^{88}\text{Y}$ obtenida con el circuito de Figura 6a.

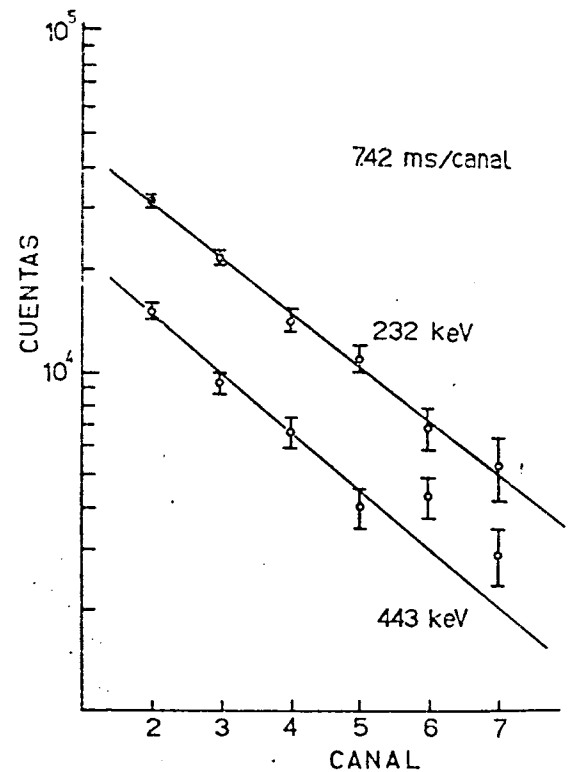


Figura 8. Decaimiento de los rayos γ de 232 keV y 443 keV. El valor promedio de la vida media es $\tau = (13.5 \pm 0.5)$ ms.

Existen otros métodos para obtener espectros de tiempo, por ejemplo mediante el uso de un reloj generador de pulsos que permite medir el tiempo transcurrido entre el bombardeo y la detección de un rayo γ determinado.

Yamazaki y Ewan⁴⁾ extendieron la medición de tiempos a la región de los ns. Su método, ver Figura 9, es esencialmente similar a los descritos, pero hace uso de las características temporales de los detectores de Ge(Li) y del procesamiento rápido con convertidores tiempo-amplitud, aprovechando el pulso natural de los haces de los ciclotrones. Típicamente estos haces están constituidos por paquetes de 2 - 3 ns de duración separados por intervalos del orden de los cientos de ns.

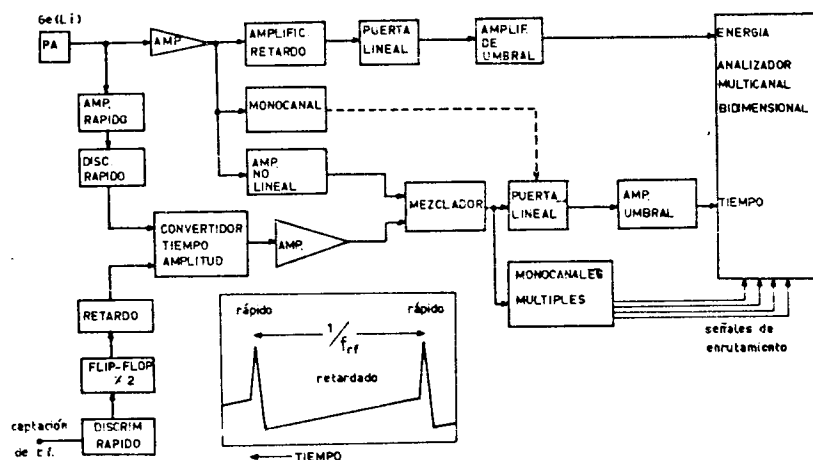


Figura 9. Sistema de medición biparamétrica E-T de Yamazaki y Ewan (Ref. 4).

La señal del detector se bifurca y es analizada en energía y en tiempo con referencia a una señal sincronizada con la R.F. del ciclotrón. Uno de cada dos pulsos es usado para detener el convertidor, proporcionando dos picos rápidos en la zona de análisis y permitiendo una buena calibración de la escala de tiempos. En el sistema ilustrado se compensó la alinealidad del análisis de tiempos por medio de amplificadores no lineales; actualmente, usando discriminadores de fracción constante, se evita la necesidad de esta corrección.

3.4 Medición de Factores Giromagnéticos en Haces Pulsados.

El método clásico para observar las interacciones hiperfinas de estados nucleares excitados consiste²⁴⁾ en perturbar la correlación angular (PAC) de dos rayos γ sucesivos, provenientes de un decaimiento radiactivo.

El uso de reacciones nucleares con el mismo propósito⁴⁾ aprovecha el alineamiento que se produce en los núcleos residuales con respecto a la

dirección del haz. Ahora nos referiremos más propiamente a Distribuciones Angulares Perturbadas (PAD). Este método presenta varias ventajas con respecto a PAC que han sido mencionadas en 3.1.

3.4.1 Distribuciones Angulares Perturbadas

En experimentos con haz pulsado la dirección de cuantificación está dada por el haz incidente. En este caso, como se explicó en 2.3, la distribución angular no perturbada de los rayos γ provenientes de un estado poblado en la reacción presenta lóbulos del tipo esquematizado en la Figura 3b), que pueden describirse por

$$W(\theta) = \sum_{k \text{ par}} A_k P_k(\cos\theta) \quad (3.4.1)$$

donde A_k son los coeficientes de la correlación y $P_k(\cos\theta)$ son polinomios de Legendre.

Consideremos un caso simple de perturbación. Si μ es el momento magnético estático del núcleo y se aplica un campo magnético de intensidad H , normal a la dirección del haz, (ver Figura 10), entonces el momento μ precesionará alrededor de H con frecuencia de Larmor

$$\omega_L = -g \frac{\mu_n \hbar}{\hbar} = -gH(\text{Oersted}) \times 4.7896 \times 10^3 \left(\frac{\text{rad}}{\text{s}} \right) \quad (3.4.2)$$

siendo g el factor giromagnético y μ_N el magnetón nuclear: $\mu_N = 5.050 \frac{e\hbar}{2Mc}$

El momento magnético nuclear es

$$\mu = g \frac{I}{\mu_N} \quad (3.4.3)$$

donde I es el spin del núcleo.

Con la geometría indicada en Figura 10 y haz pulsado, la intensidad γ que se observa en el detector está dada por

$$\begin{aligned} \omega(\theta, \omega_L, t) &= \sum_{k \text{ par}} g_k(t) A_k P_k(\cos(\theta \pm \omega_L t - \phi)) = \\ &= \exp(-\lambda t) \sum_{k \text{ par}} B_k \cos(k(\theta - \omega_L t - \phi)) \end{aligned} \quad (3.4.3)$$

El detector está colocado a un ángulo θ y el haz gira un ángulo ϕ debido al campo magnético H , (ver Figura 10). Los $g_k(t)$ son funciones del tiempo y describen la atenuación de los coeficientes A_k . Los B_k son coeficientes del desarrollo en cosenos.

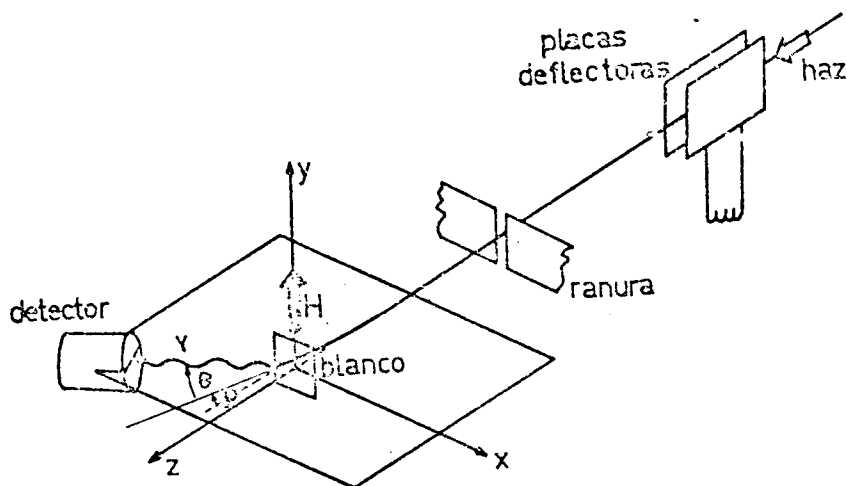


Figura 10. Geometría de observación de una distribución angular perturbada por un campo H en haz pulsado.

Se puede poner

$$g_k(t) = \exp(-\lambda_k t) \quad (3.4.4)$$

siendo λ_k la correspondiente constante de relajación.

Si $\tau = \frac{1}{\lambda}$ es la vida media del estado isomérico que se estudia, la tasa de contaje diferencial es

$$N(\theta, t) = \frac{N_0}{\tau} e^{-t/\tau} W(\theta, t) \quad (3.4.5)$$

Cambiando el sentido del campo magnético se invierten el sentido de la precesión y la dirección de desviación del haz:

$$\omega_L \rightarrow -\omega_L$$

$$\phi \rightarrow -\phi$$

Para eliminar la dependencia temporal del decaimiento en la (3.4.5) es usual evaluar la relación

$$R(\theta, t) = \frac{N(\theta, t)^\uparrow - N(\theta, t)^\downarrow}{N(\theta, t)^\uparrow + N(\theta, t)^\downarrow} \quad (3.4.6)$$

donde \uparrow y \downarrow indican sentidos opuestos del campo magnético.

Para $\theta=45^\circ$ o 135° y reemplazando (3.4.4) y (3.4.5) en (3.4.6) se obtiene

$$N(\theta, t)\uparrow = A_0 P_0 + A_2 P_2 \{ \cos[\theta - (\omega_L t - \phi)] \} + \\ + A_4 P_4 \{ \cos[\theta - (\omega_L t - \phi)] \}$$

$$N(\theta, t)\downarrow = A_0 P_0 + A_2 P_2 \{ \cos[\theta + (\omega_L t - \phi)] \} + \\ + A_4 P_4 \{ \cos[\theta + (\omega_L t - \phi)] \}$$

y finalmente

$$R(45^\circ, t) = \frac{(12A_2 + 5A_4) \text{ sen } 2(\omega_L t - \phi)}{8 + 2A_2 + \frac{A_4}{8} [9 - 35 \cos 4(\omega_L t - \phi)]} \quad (3.4.7)$$

En muchos casos A_4 puede ser despreciado y como $A_2 < 1$ podremos poner:

$$R(45^\circ, t) \approx \frac{3}{2} A_2 \text{ sen } (2\omega_L t - 2\phi) \quad (3.4.8)$$

que muestra que la rotación del haz en el campo magnético introduce un desfase de 2ϕ en el comportamiento sinusoidal de la distribución, cuya frecuencia es el doble de la de Larmor.

En el análisis de un experimento real, se ajusta usualmente una función del tipo (3.4.7) o (3.4.8) a los datos experimentales y el mejor valor de ω_L obtenido del ajuste servirá para el cálculo del factor g , usando la fórmula (3.4.2).

En el capítulo 6 se describe la medición del factor giromagnético del estado 12^+ en ^{206}Pb que fue realizada usando el método de las distribuciones angulares perturbadas, aquí descripto.

3.4.2 Método Estroboscópico

La precesión de Larmor es observable si la duración del pulso de haz es corta en relación al período de rotación $\frac{\pi}{\omega_L}$. Este, a su vez, no debe ser mucho mayor que el intervalo T entre paquetes de haz, es decir debe ser

$$\Delta T \ll \frac{\pi}{\omega_L} \sim T \quad (3.4.9)$$

Si la vida media del estado isomérico es mayor que T habrá interferencia con los decaimientos de estados formados por paquetes previos al

último. La distribución angular podrá destruirse ya que, en general los movimientos de precesión no estarán en fase.

Sin embargo, existe una situación particular (ver Figura 11) en la cual se consigue un notable refuerzo de la anisotropía aunque la vida media del estado sea mayor que T . Esto se produce cuando se cumple la relación

$$\frac{n\pi}{\omega_L} = T, \quad n \text{ entero} \quad (3.4.10)$$

En este caso existe resonancia entre la rotación de Larmor y el tiempo de llegada de los paquetes de haz, produciéndose interferencia constructiva. La anisotropía presenta un valor extremo y se puede obtener el factor giromagnético de la relación

$$g = \frac{\hbar \omega_L (\text{Res})}{\mu_N H} \quad (3.4.10)$$

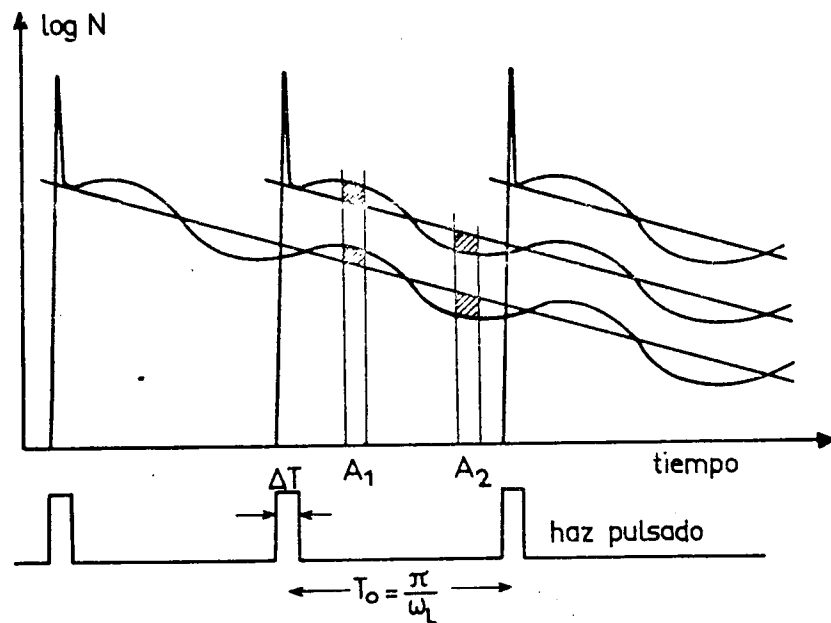


Figura 11. Ilustración del principio de precesión sincrónica. En resonancia la relación de los contajes A_1/A_2 es sensible a la anisotropía de la correlación angular perturbada.

La anisotropía puede ser medida por la sensible relación

$$R(t) = \frac{I(T/4) - I(3T/4) \exp(\lambda T/2)}{I(T/4) + I(3T/4) \exp(\lambda T/2)} \quad (3.4.11)$$

donde $I(t)$ denota la intensidad γ observada en el tiempo t ; el factor $\exp(\lambda T/2)$ tiene en cuenta el decrecimiento en intensidad debido al decaimiento

radiactivo, siendo λ la constante correspondiente.

Si se varía el campo magnético (o la frecuencia del haz pulsado) alrededor del valor dado por la ecuación (3.4.10), la intensidad γ varía de acuerdo con ²⁷⁾:

$$I(\theta, t) = \exp(-\lambda t) \sum_k \text{par } B_k R_k \cos[\Gamma_R^{(k)} + k(\omega_L t - \theta)] \quad (3.4.12)$$

donde B_k son los coeficientes del desarrollo en cosenos (3.4.3)

$$R_k = [1 - 2 \exp(-\lambda T) \cos k\omega_L T + \exp(-2\lambda T)]^{-1/2}$$

$$\Gamma_R^{(k)} = \text{tg}^{-1} \left(\frac{\exp(-\lambda T) \text{sen } k\omega_L T}{1 - \exp(-\lambda T) \cos k\omega_L T} \right)$$

En la Figura 12 se muestra un resultado típico de la aplicación de la ecuación (3.4.12) en la aproximación de haz formado por paquetes de pequeña duración, perfectamente periódicos y con un tiempo de observación (en $T_{B/4}$ y $2T_{B/4}$) pequeño en comparación con el período de Larmor. Se graficó la relación \bar{B}_2/B_2 entre el segundo y el primer término de la ecuación (3.4.12) en función de la frecuencia del haz pulsado, obteniéndose una curva de campanas múltiples cuyos máximos se presentan cada vez que se cumple la relación (3.4.10).

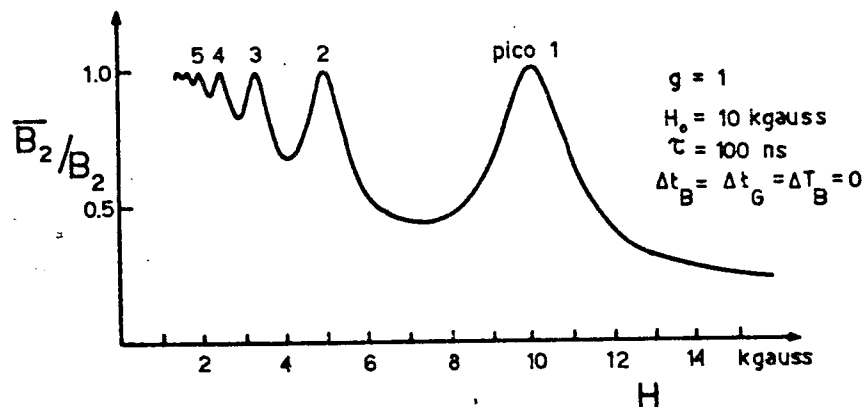


Figura 12. Curva de resonancia estroboscópica. El máximo-n significa que T es n veces el semiperíodo de precesión de Larmor.

Para encontrar la resonancia puede variarse la frecuencia del haz pulsado o la intensidad del campo magnético de acuerdo a la conveniencia experimental.

Este método recibe el nombre de estroboscópico ^{26,27)} por su similitud con el proceso en el cual una observación repetitiva con frecuencia baja permite el estudio de un fenómeno que se produce a alta frecuencia, no observable en forma convencional.

En el capítulo 9 se describe un experimento realizado para medir el factor giromagnético del isómero δ^+ en ^{210}At usando el método estroboscópico.

4. Sistema de Pulsado para el Haz Externo del Ciclotrón de 225 cm de Estocolmo ⁸¹⁾.

4.1 Introducción.

Hace algunos años fué desarrollado un método muy conveniente para el estudio de las distribuciones temporales en la región de los ns ^{1,4)} el cual se aplica con ventaja en mediciones "en haz". En este método se aprovechan las excelentes características de los detectores de Ge(Li) y el carácter naturalmente pulsado de los haces de los ciclotrones.

Sin embargo el tiempo disponible para la medición de eventos retardados quedaba limitado al intervalo entre sucesivos paquetes de haz, usualmente unos 100 ns. Para experimentos tales como medición de vidas medias de estados excitados, distribuciones angulares perturbadas, tiempo de vuelo, etc., es imprescindible suprimir un cierto número de paquetes sucesivos del haz con el objeto de evitar interferencia y disminuir el nivel del contaje de fondo.

En el laboratorio del ciclotrón de 225 cm de Estocolmo se realizaron medidas de distribuciones temporales usando el pulsado natural del ciclotrón ²⁸⁾ y también un sistema pulsador lento por campo magnético ¹⁸⁾. En la región de los núcleos pesados fue encontrado un número considerable de estados isoméricos con vidas medias del orden de los cientos de ns. Estos resultados estimularon la realización de investigaciones más detalladas y originaron una fuerte necesidad de un sistema de pulsado versátil, capaz de cubrir el rango que va de los ns a los s.

En este capítulo se describe un sistema de pulsado rápido para el haz externo del ciclotrón mencionado. La relación de pulsado es variable entre 1:3 y 1:10 de la frecuencia de resonancia natural (ciclotrón de frecuencia fija).

Este sistema constituye la primera etapa de un equipo capaz de pulsar el haz externo desde el modo 1:3 hasta un pulsado arbitrariamente lento ³⁴⁾.

4.2 Sistema Rápido.

4.2.1 Consideraciones Generales

El ciclotrón de 225 cm fue abierto en abril de 1971 por un año con el objeto de efectuar modificaciones de importancia tendientes a mejorar sus características ³⁰⁾. Pevio a esto, el sistema de pulsado había estado en operación durante medio año. En su diseño se habían considerado las necesidades de los nuevos parámetros del ciclotrón, que se indican en Tabla 4.1.

Tabla 4.1

Energías esperadas de partículas a ser aceleradas con el ciclotrón de 225 cm modificado.

Ion	Energía (MeV)
p	9-12.5
d	18-25
α	36-50
$^{12}_C^{4+}$	110
$^{14}_N^{5+}$	125
$^{16}_O^{5+}$	145
$^{20}_{Ne}^{4+}$ (3° armónica)	20-30
$^{40}_{Ar}^{8+}$ (3° armónica)	40-60

Además del pequeño rango consignado en Tabla 4.1 es posible obtener haces externos con energía variable entre anchos límites por medio de un sistema convencional de láminas degradadoras de Al instaladas en S_1 (Figura 13). Esta variación se consigue a expensas de un cierto incremento en la dispersión de energía.

El ciclotrón de 225 cm es de tipo convencional y posee dos "des" que limitan de tal modo el espacio interior que hacen muy difícil la realización de cualquier tipo de pulsado interno. La frecuencia de operación puede ser ajustada entre 7.8 MHz y 10 MHz, proporcionando un pulsado natural cuyo tiempo de repetición es 130 - 100 ns y en operación en tercera armónica 390 - 300 ns.

Por razones económicas no resultó realizable un sistema de pulsado rápido magnético. Por otra parte, un sistema deflector basado en un voltaje de onda cuadrada impone severas condiciones de trabajo a los elementos interruptores ³¹⁾. Por estas razones se decidió la construcción de un sistema compuesto por dos partes: una rápida que trabaja con una tensión sinusoidal sincronizada con la RF del ciclotrón ^{31,33)} y una parte lenta con forma de onda cuadrada (ver 4.3). Ambos equipos comparten el mismo par de placas deflectoras que, para el sistema rápido, forman parte de un circuito resonante LC.

El voltaje sinusoidal aplicado a las placas produce una deflexión transversal del haz. Solamente aquellos paquetes que atraviesan las placas en un intervalo de tiempo cuyo centro es el instante de cruce de cero del voltaje de RF, no sufrirán desviación y atravesarán la ranura, alcanzando el blanco. Los 2 - 10 paquetes de haz siguientes chocarán contra el colimador siendo suprimidos del haz. Cuando esto ocurre, se produce un elevado nivel de radiación siendo necesario blindar adecuadamente el área experimental. Por este motivo el sistema rápido fue colocado dentro del recinto del ciclotrón (ver Figura 13).

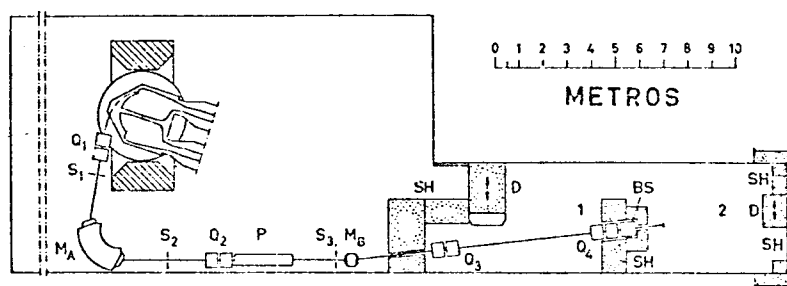


Figura 13. Plano del recinto del ciclotrón de 225 cm y área experimental. Q: cuadrupolos, S: ranuras, M: imanes analizadores, P: sistema de pulsado, SH: blindaje, D: puertas y BS: blanco.

Es conveniente disponer de una gran longitud de tubo de transporte de haz después de las placas deflectoras para obtener desviaciones grandes con economía de voltaje. Por eso se instaló el sistema de pulsado inmediatamente a continuación del 2º cuadrupolo de enfoque, donde se disponía de 4 metros libres en el tubo de transporte del haz.

Se midió por autoradiografía el área del haz transportado por el tubo de 10 cm. Al salir del 2º cuadrupolo el haz presentaba una sección transversal aproximadamente elíptica de unos 10 cm de diámetro vertical y 5 cm horizontal.

La ranura de pulsado de 2 mm de abertura se colocó en posición horizontal en el foco de Q_2 . Sobre el plano de la ranura el haz presenta una sección aproximadamente circular con un diámetro no mayor de 7 mm.

4.2.2 Modos de Operación.

Consideremos el esquema mostrado en Figura 14 y limitemos la discusión a aquellas partículas que recorren el espacio comprendido entre las placas deflectoras en un tiempo corto en relación al período del voltaje de RF. En estas condiciones los sucesivos paquetes encontrarán diferentes valores de campo eléctrico y por consiguiente experimentarán distintas desviaciones. Sólo las que pasen durante el cruce de cero del voltaje no serán desviadas y pasarán a través de la ranura.

La relación

$$n = \frac{\text{frecuencia del ciclotrón}}{\text{frecuencia de la tensión de deflexión}}$$

fijará la fracción de pulsos del haz primario transmitidos a través de la ranura.

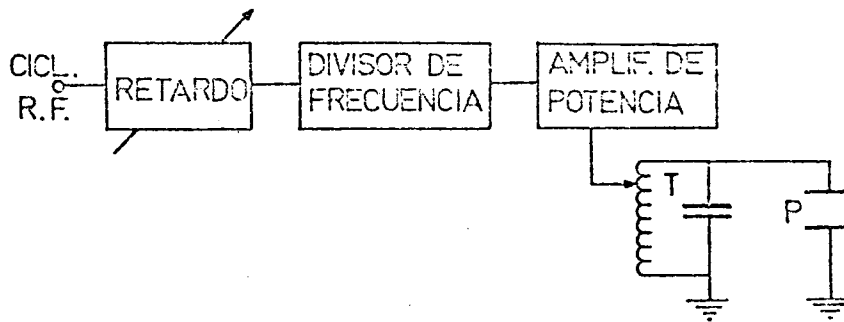


Figura 14. Esquema simplificado del sistema pulsado.

En la Figura 15 se ilustran los casos posibles. En este esquema N está dado por la relación:

$$N = \frac{\text{intervalo entre pulsos que pasan}}{\text{intervalo entre pulsos del haz original}}$$

Podremos poner

$$\left. \begin{aligned} N &= \frac{n}{2} && \text{para } n \text{ par} \\ N &= n && \text{para } n \text{ impar} \end{aligned} \right\} \quad (4.1)$$

Reuniendo ambas expresiones (4.1) en una fórmula única resulta:

$$N = \frac{n}{4} \left(3 - (-1)^n \right) \quad (4.2)$$

que representa todos los posibles modos de operación del sistema.

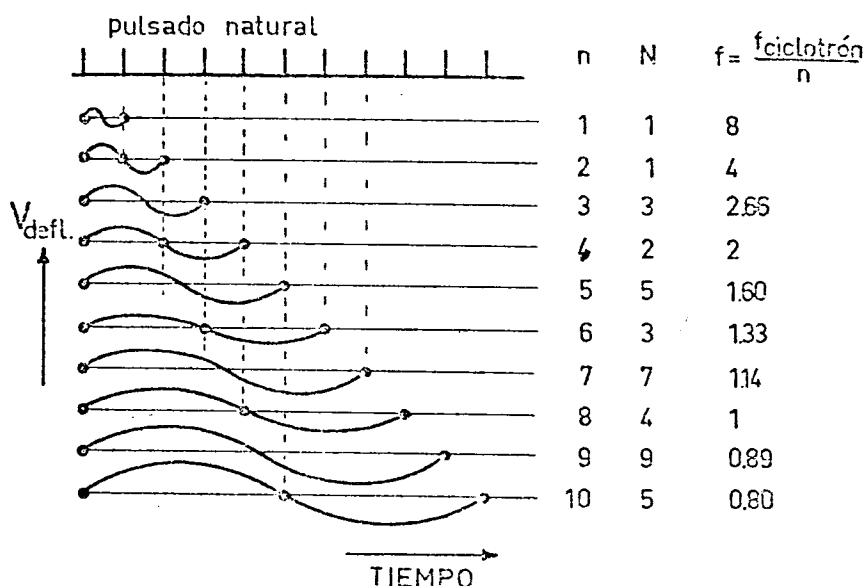


Figura 15. Posibles modos de Pulsado.

El tiempo de extinción de los paquetes de haz y el tiempo finito de resolución de los detectores de Ge(Li) fijan el valor mínimo de vida media que puede ser observable en haz. En el capítulo 11 se describe una medición de la vida media del isómero 6^+ de 13.5 ns en ^{146}Gd . En este caso no se encontraron dificultades especiales aunque debió efectuarse una substracción muy cuidadosa del fondo.

Con un ancho típico de los paquetes de 3 - 4 ns y pendientes de las curvas de coincidencia para los detectores del orden de 7 ns, el valor de la mínima vida media observable resultó de unos 8 - 9 ns.

El propósito inmediato del sistema de pulsado ha sido extender el período de tiempo libre de haz a la región 100 - 1000 ns en la que fueron encontradas numerosas vidas medias en la zona del ^{208}Pb .

Se han escogido por razones económicas los modos 1:3; 1:4 y 1:5 como formas posibles de operación para el sistema rápido. El modo 1:2 implicaría una frecuencia demasiado alta. Modos de mayor orden que 1:5 requieren voltajes de deflexión demasiado elevados.

Esta elección de los modos de operación parece limitar considerablemente el rango de utilización del sistema. Sin embargo existe otra forma de funcionamiento que permite extender al doble el intervalo de pulsado; en lugar de usar los puntos de cruce de cero para permitir el paso del haz, se emplea la condición de máxima deflexión. Para esto el haz es desviado levemente mediante el imán M_A (Figura 13) y se tendrá la situación ilustrada en Figura 16. Sólo un paquete de haz por cada ciclo de la tensión de deflexión puede atravesar la ranura.

De esta forma son posibles los modos 1:6, 1:8 y 1:10 proporcionando un tiempo máximo de 1.250 μ s libre de haz. Este es un intervalo muy satisfactorio ya que el sistema de pulsado lento (ver 4.3) probablemente alcanzará a pulsar hasta el orden de los microsegundos.

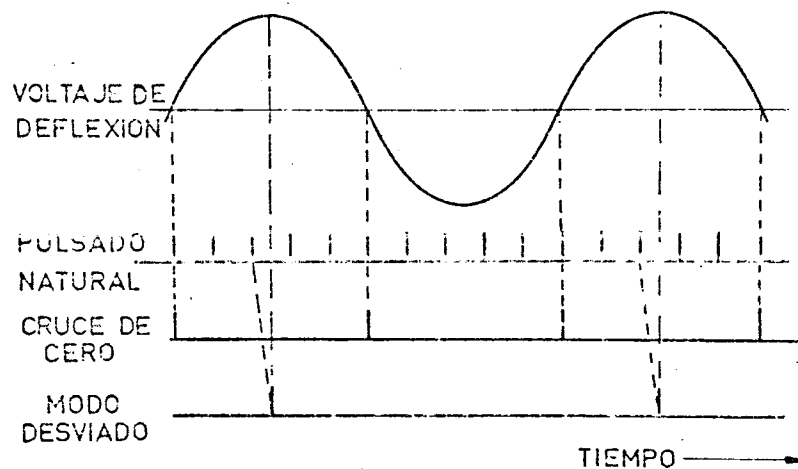


Figura 16. Ilustración de la posibilidad de alcanzar el modo 1:10.

4.2.3 Voltaje Requerido y Geometría del Deflector

Supongamos una partícula de masa m y carga q que se mueve entre las placas de un condensador plano en la forma indicada en Figura 17. Si se aplica al condensador una tensión sinusoidal, la fuerza instantánea que actúa sobre la partícula será:

$$m \cdot \frac{d^2 y}{dt^2} = \frac{Uq}{md} \operatorname{sen} \left(\Gamma + \frac{\omega x}{v} \right) \quad (4.3)$$

donde

$u = U \operatorname{sen} \omega t$ es el voltaje aplicado a las placas

- d es la distancia entre las placas
 v es la velocidad de la partícula
 Γ es la fase del voltaje cuando la partícula entra a las placas
 $\frac{\omega x}{v}$ es el ángulo eléctrico en el instante en que la partícula se encuentra en el punto x .

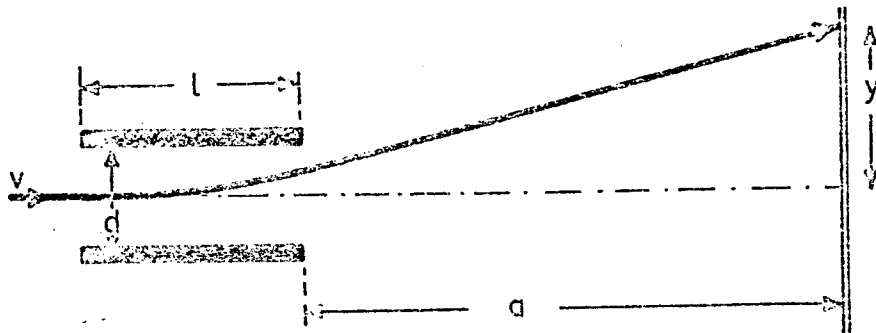


Figura 17. Geometría de deflexión.

Integrando la ecuación (4.3) con las condiciones de contorno $\frac{dy}{dx} \Big|_{t=0} = y(0) = 0$ y tomando en cuenta la geometría indicada en la Figura 17, resulta

$$\begin{aligned}
 y(l+a) &= y(l) + \frac{dy}{dx} \Big|_l \cdot a = \\
 &= \frac{qU}{mdv^2} \left(\sin \Gamma \left[\frac{1 - \cos \frac{\omega l}{v}}{\omega^2} + \frac{a}{\omega v} \sin \frac{\omega l}{v} \right] + \right. \\
 &\quad \left. + \cos \Gamma \left[\frac{\omega l}{v} - \frac{\sin \omega l}{\omega^2} + \frac{a}{\omega v} (1 - \cos \frac{\omega l}{v}) \right] \right) \quad (4.4)
 \end{aligned}$$

Si la velocidad v es elevada entonces el tiempo de tránsito es pequeño. Para el ciclotrón de 225 cm resulta $\frac{\omega l}{v} \approx 0.256 \text{ rad} = 14.3^\circ$ y, con aproximación mejor que 1 % será:

$$y(1+a) \approx \frac{qU}{md} \left(\text{sen } \Gamma \left[\frac{1-1+\frac{\omega^2 l^2}{2!v^2}}{\omega^2} + \frac{a}{\omega v} \frac{\omega l}{v} \right] + \right. \\ \left. + \text{cos } \Gamma \left[\frac{\frac{\omega l}{v} - \frac{\omega l}{v}}{\omega^2} + \frac{a}{\omega v} (1-1) \right] \right) \\ = \frac{qU}{md} \text{sen } \Gamma \left[\frac{l^2}{2v^2} + \frac{al}{v^2} \right]$$

$$y(1+a) = \frac{qUl}{2mdv^2} \text{sen } \Gamma (1 + 2a) \quad (4.5)$$

Los valores de voltaje tabulados en Tabla 4.2 fueron calculados mediante la ecuación (4.5) para partículas α de 50 MeV con la geometría siguiente: $l = a = 2$ m, $d = 0.1$ m, deflexión en el plano de la ranura $y(1+a)=0.01$ mm.

Tabla 4.2

Voltaje pico para distintos modos de operación del sistema de pulsado con partículas alfa de 50 MeV

MODO 1:N	n	FRECUENCIA DEL DEFLECTOR MHz	kV pico
1:3	6	1.33	8.3
1:4	8	1.00	10.1
1:5	10	0.80	12.2

El espacio total disponible para el sistema de pulsado estaba limitado a 4 metros sobre el tubo de transporte de haz. Como compromiso entre la posibilidad de voltajes bajos (placas largas) y tiempos de tránsito cortos (placas cortas) se eligió $l=a=2$ m.

El ancho y la separación de las placas fueron adoptadas en base a las dimensiones transversales del haz. La separación se hizo ajustable en cada extremo desde 4 hasta 10 cm en forma independiente.

El ancho de las placas se fijó en 6 cm para mantener baja la capacidad. Las placas se hicieron de plancha de cobre pulido y se enfrían con

agua que circula a través de los pasantes de vacío que proveen la conexión eléctrica al exterior, (ver Figura 18).

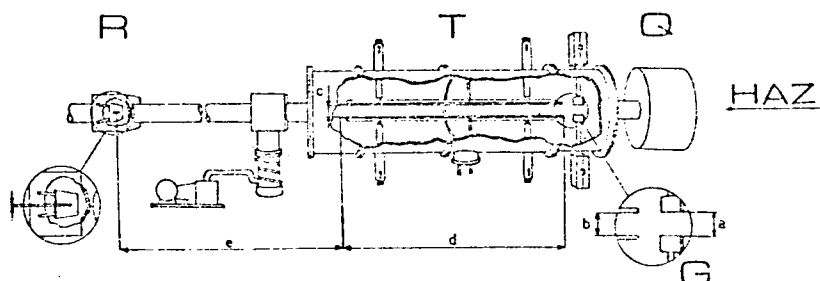


Figura 18. Esquema del tanque de deflexión. T: tanque, Q: cuadrupolo, R: ranura, G: bloques de grafito.

Un par de bloques de grafito aislados y enfriados por agua protege los bordes de entrada de las poleas para evitar que la emisión secundaria arrancada por el haz produzca descargas indeseables. El diámetro del tanque es de 40 cm, lo que asegura baja capacidad placa-tierra. La placa viva fue aislada para 30 kV placa-placa y placa-tanque, la otra para 2 kV placa-tanque.

El circuito resonante L-C fue instalado debajo del tanque de deflexión. La inductancia está formada por una bobina de 50 cm de largo formada por 31 vueltas de tubo de cobre de 9.5 mm de diámetro por el cual circula agua del circuito de refrigeración. El diámetro de la bobina es de 30 cm, con una inductancia total de 120 μ Hy.

Las placas deflectoras están conectadas en paralelo con la bobina y con un capacitor variable tipo Jennings (25 - 450 pF) (para sintonía por control remoto). La capacidad total máxima es de 600 pF. Los elementos del tanque de resonancia se instalaron dentro de una caja de cobre de grandes dimensiones cuya función es blindar la radiación de RF.

El valor del Q del circuito resonante, con la caja cerrada, resultó mayor que 300 para todas las posibles condiciones de operación.

4.2.4 Electrónica

En la Figura 19 se muestra un diagrama del sistema rápido. La señal de excitación del preamplificador se genera por división de la RF del ciclotrón. Los pulsos generados son enviados al preamplificador a través de una

línea de retardo variable controlada por voltaje por medio de la cual se puede ajustar la fase entre el voltaje de salida y los paquetes del haz.

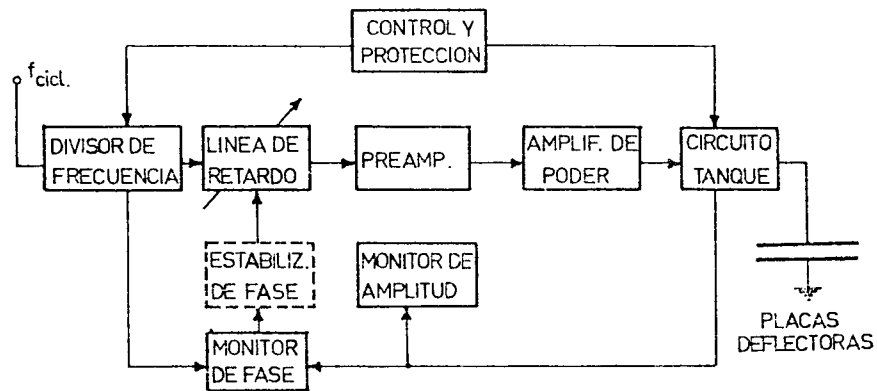


Figura 19. Sistema de pulsado rápido.

El divisor de frecuencia es del tipo contador sincrónico y se emplearon en su construcción circuitos integrados rápidos TTL de la serie 74H. Para lograr alta estabilidad de fase los pulsos de disparo se generan por detección del cruce de cero del voltaje de RF del ciclotrón. La forma sinusoidal es reconstituída en la etapa de salida del preamplificador. La señal generada por el divisor de frecuencia se usa como referencia en las mediciones de tiempo, (detención del convertidor tiempo-amplitud).

El preamplificador es convencional y está acoplado por RC. Solamente el circuito de salida es sintonizado. La potencia total llega a 12 W. El circuito resonante es energizado por un amplificador de potencia cuyo esquema se muestra en la Figura 20. Consiste en un tetrodo de haz radial trabajando en clase C. El circuito LC de placa es sintonizado y la alimentación de potencia se realiza en paralelo. Con el objeto de evitar descargas continuas en caso de chispas en las placas deflectoras, se acopló el tanque de resonancia a través de un condensador.

La potencia requerida para un circuito LC es

$$P = \frac{\hat{U}^2}{2Q(L/C)^{1/2}} \quad (4.6)$$

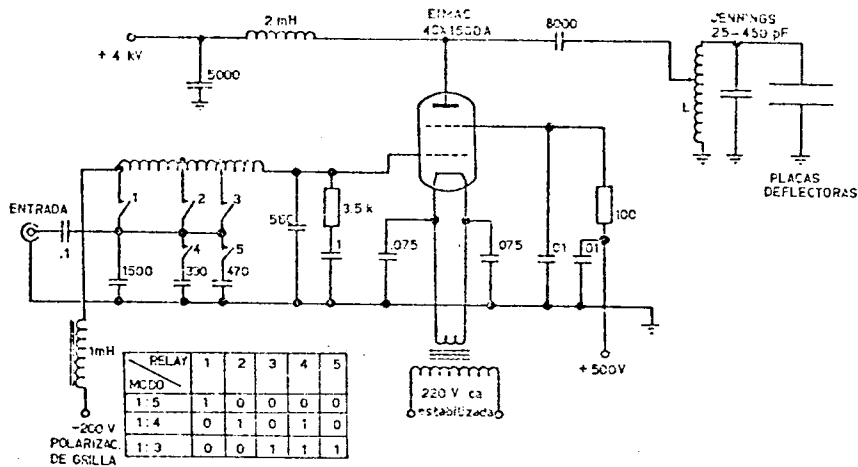


Figura 20. Circuito del amplificador de potencia.

Se puede poner $Q \approx (L/C)^n$ con $n \approx 1/4$. La forma más económica de sintonizar el sistema es minimizar la capacidad C variando simultáneamente la inductancia y el punto de alimentación, lo cual disminuiría la corriente circulante. Sin embargo, este método presentaría dificultades mecánicas considerables por lo que se decidió sintonizar sólo con el condensador variable a expensas de cierta potencia adicional.

Para el caso de pulsado de haz de 160^{5+} a máxima energía es necesaria una potencia de 3 kW, con 27 kV pico en las placas deflectoras. El amplificador de potencia es capaz de entregar 3.5 kW al circuito tanque.

El circuito resonante de grilla está presintonizado en los valores medios de las tres frecuencias de los modos de pulsado. El cambio de frecuencia se realiza por medio de relevadores controlados remotamente. Se procuró mantener bajo el valor del Q del circuito de grilla ($Q \sim 5$) para tener así una resonancia ensanchada y evitar la necesidad de sintonizado de precisión. Debido a este valor bajo del Q no se requiere neutralización, pero aumenta la potencia de entrada del amplificador de salida.

4.2.5 Protecciones

Han sido tomadas numerosas precauciones para evitar accidentes y daño a los operadores del sistema de pulsado. Las zonas donde existe alta tensión fueron protegidas por microinterruptores colocados en las puertas de los gabinetes respectivos y por llaves especialmente construídas que descargan los condensadores y cortocircuitan sus bornes.

Los sistemas de enfriamiento por aire y agua, las corrientes de placa y pantalla y el voltaje de grilla del tubo de potencia, son continuamente controlados por discriminadores que actúan sobre la lógica de control.

Las chispas en el tanque deflector, que se detectan por la caída de voltaje asociado, producen el bloqueo del preamplificador durante un corto tiempo. Si la descarga se produce más de 3 veces en un intervalo de tiempo prefijado, entonces el amplificador de potencia es desenergizado y al mismo tiempo la electrónica de medición es bloqueada.

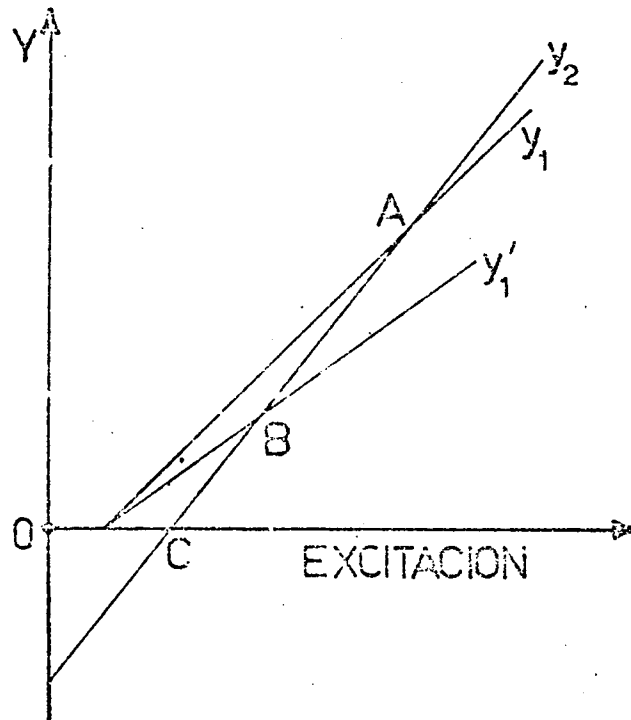


Figura 21. Control de sintonía en el circuito resonante. y_1 corresponde a perfecta sintonía, y_1' a sintonía pobre.

Los voltajes de deflexión, la tensión de excitación de grilla y la sintonía del tanque de resonancia son controlados por el método ilustrado en Figura 21. Dos señales, una proporcional al voltaje pico de deflexión $y_1 = C_1 \hat{U}$ y la otra a la tensión de excitación más una constante $y_2 = C_2 \hat{U} + C_3$, se comparan en un discriminador diferencial, el que bloquea la excitación por medio de la lógica de control cada vez que $y_1 < y_2$. En un gráfico de y en función de

la tensión de excitación, y_1 puede ser aproximada por una recta cuya pendiente depende de la exactitud de la sintonía del tanque de resonancia. Los puntos A, B y C en la Figura 21 son puntos de disparo de la protección ($y_1=y_2$):

- A para un sistema perfectamente sintonizado corresponde al máximo voltaje permitido.
- B para un sistema mal sintonizado.
- C para un sistema completamente fuera de sintonía: apreciable excitación sin voltaje de salida.

Los valores de las constantes $C_{1,2,3}$ son introducidas por medio de potenciómetros.

4.2.6 Resultados.

El sistema ha operado desde su construcción sin mayores problemas.

En la Figura 22 se muestra una fotografía de las trazas producidas por el haz sobre una placa fosforescente colocada en el plano de la ranura. Además se indica cómo esas trazas fueron producidas: el haz de partículas α de 43 MeV fue pulsado en el modo 1:5, siendo el valor pico del voltaje de deflexión 20 kV. Los puntos luminosos tenían un diámetro de 7 mm y la distancia entre el punto central y los próximos era de 12 mm (normalmente se usa una abertura de colimador de 2 mm).

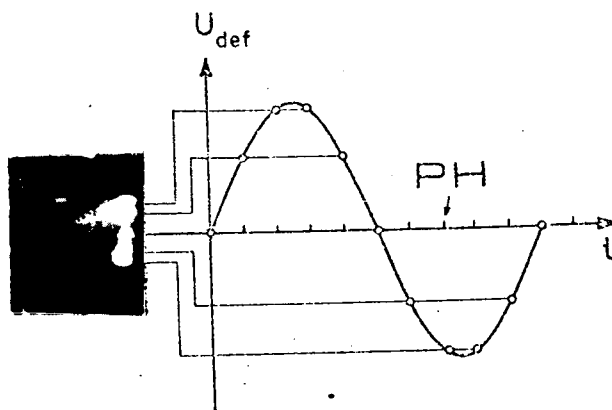


Figura 22. Trazas producidas por el haz artificialmente pulsado sobre una placa fosforescente colocada sobre el plano del colimador. $E_{\alpha} = 43$ MeV, modo 1:5. $U = 20$ kV.

La estabilidad del voltaje de deflexión es satisfactoria; después de la puesta en marcha se observa una variación de un 5 %, probablemente debido a efectos térmicos. Esta variación se hace despreciable después de una hora de operación. No se hizo ningún intento de estabilización de voltaje.

La fase de la tensión de deflexión sufre un cierto corrimiento debido, probablemente a variaciones en la sintonía del circuito resonante por efectos térmicos. Para corregir este problema es que se ha instalado la línea de retardo variable controlada por voltaje (Figura 19), el cual es producido por un simple detector de fase que produce una tensión continua proporcional a la fase.

Se explicó en 4.2.2 que, además de los modos 1:3, 4, 5 es también posible operar el equipo en 1:6, 8, 10. En estos modos el haz es desplazado por medio del imán deflector M_A (ver Figura 13) de modo que pasan por la ranura aquellos paquetes de haz que sufren el máximo de deflexión por parte del equipo pulsador. Sólo un pulso por período llega a la zona experimental. Esta forma de trabajo exige fuertes condiciones de estabilidad de fase y tensión las que son ampliamente cubiertas por el equipo.

En la Figura 23 se muestra un espectro de tiempo obtenido con pulsado natural y en los modos 1:5 y 1:10. La electrónica usada en esta medición fue descrita en Ref. 18). El factor de supresión de picos no deseados fue mejor que 10^{-4} en todos los casos probados.

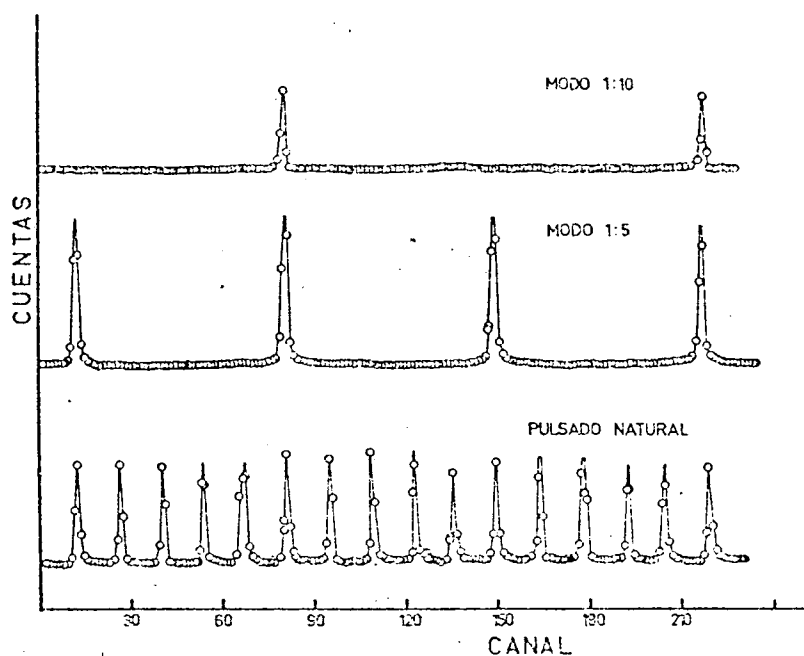


Figura 23. Espectro de tiempo obtenido con pulsado natural y en los modos 1:5 y 1:10.

4.2.7 Aplicaciones del Sistema.

Han sido realizados numerosos experimentos usando el sistema de pulsado aquí descrito. Algunos de ellos se presentan en los capítulos 5 - 10 de este trabajo. En la Figura 24a) se muestra el resultado de una medición de la vida media del estado isomérico 15^- en ^{210}At poblado en la reacción $^{209}\text{Bi}(\alpha, 3n)^{210}\text{At}$, a través del rayo γ de 675 keV. Se observa el decaimiento de (750 ± 10) ns con una componente de 27 ns debida al estado 11^+ (ver Figura 38).

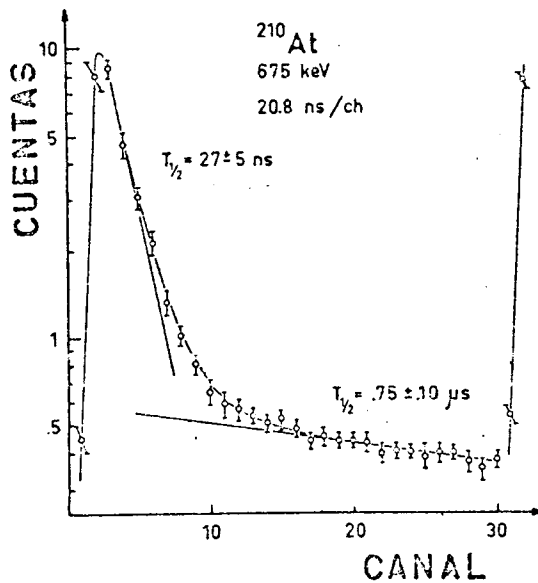


Figura 24a)

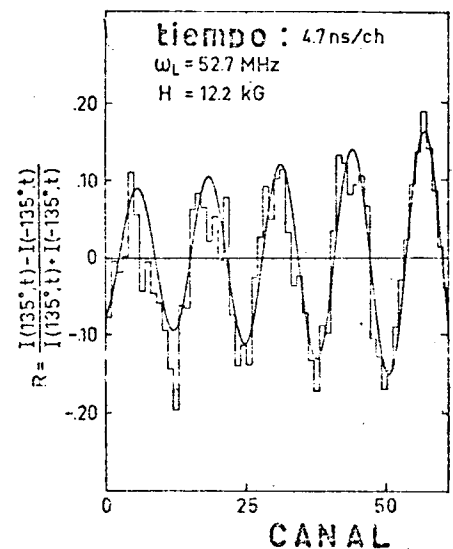


Figura 24b)

Figura 24. Aplicaciones del sistema de pulsado.

- decaimiento del estado isomérico de 0.8 μs en ^{210}At reflejado en rayo γ de 675 keV.
- rotación de Larmor del estado $17/2^-$ en ^{209}Po observada mediante el rayo γ de 782 keV.

En la Figura 24b) se graficó la precesión de Larmor del momento magnético del estado isomérico $17/2^-$ (100 ns) en ^{209}Po , observada por medio del rayo γ de 782 keV (47).

El estado isomérico fué poblado en la reacción $^{208}\text{Pb}(\alpha, 3n)^{209}\text{Po}$. En esta medición se obtuvo el valor $g = 0.90 \pm 0.05$ que, si bien no representa

ninguna mejora respecto al valor conocido de 0.88 ± 0.05 ⁴⁷⁾ sirvió para comprobar su correcto funcionamiento. La principal fuente de error se debió a incertidumbre en el campo magnético.

Estos experimentos no habrían sido posibles sin el pulsado del haz efectuado mediante el sistema descrito.

4.3 Sistema Lento.

El sistema lento no ha sido aún construído. Estará compuesto por dos llaves L_1 y L_2 (Figura 25) para carga y descarga de la placa viva, la que operará así con una tensión de forma rectangular. Para compartir el mismo par de placas con el sistema rápido se ha provisto de un simple sistema de desconexión del circuito resonante de salida.

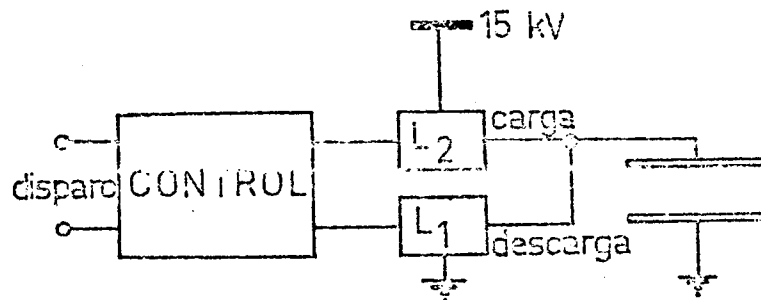


Figura 25. Sistema de pulsado lento.

Con tiratrones rápidas (conteniendo deuterio) se espera obtener un tiempo corto de crecida ($0.5 \mu s$) y frecuencias máximas de hasta 100 kHz. Como ilustra la Figura 25, una placa estará conectada a tierra y la otra será cargada y descargada a través de L_1 y L_2 actuadas independientemente por el sistema de control. La potencia estimada será de varios kW.

5. Polarización de Carozo E2 en ^{206}Pb producida por neutrones $(i_{13/2})^{-2}$ 82).

Se discuten aquí algunas propiedades de la configuración $\nu(i_{13/2}^{-2})$ reflejadas en los niveles 10^+ y 12^+ en ^{206}Pb . Los estados de dos agujeros de neutrón en ^{206}Pb han sido calculados por Herling y Kuo ^{29,35)}, teniendo en cuenta la polarización del carozo y usando elementos de matriz de reacción deducidos del potencial de Hamada - Johnston.

Algunos de los niveles predichos por este cálculo, interesantes para la discusión del decaimiento de estados de spin alto se muestran en la Figura 26.

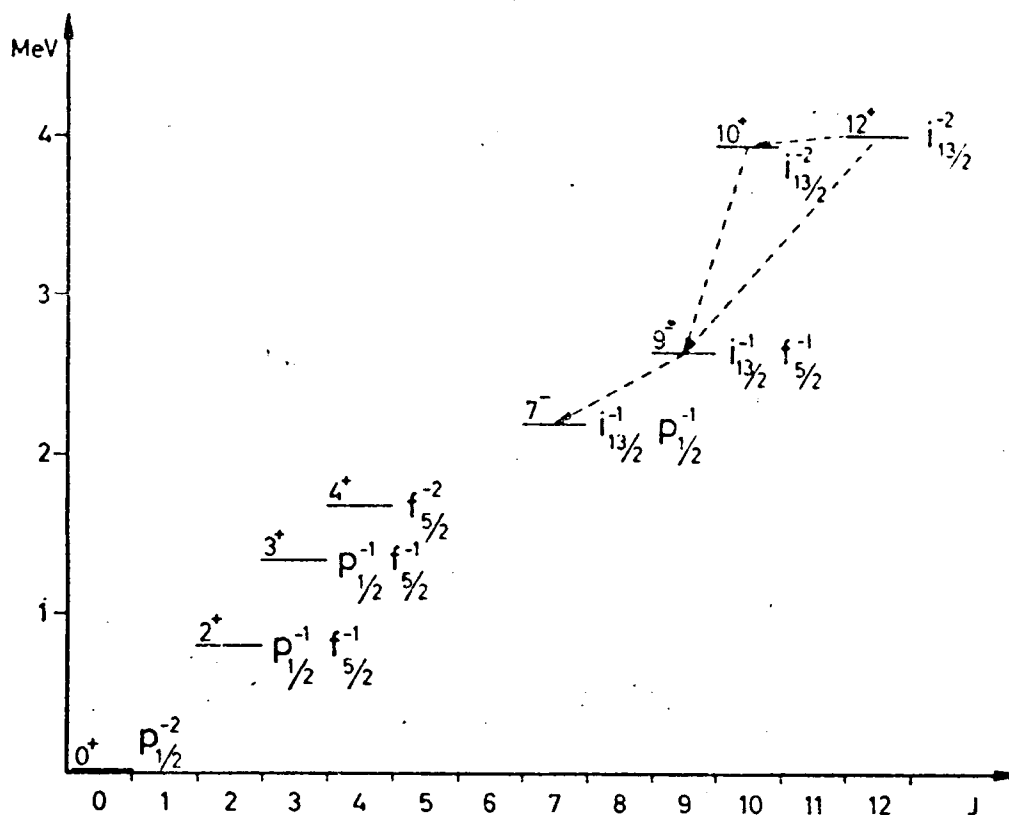


Figura 26. Decaimiento esperado del estado 12^+ en ^{206}Pb según Herling y Kuo.

El estado 12^+ debería ser isomérico y decaer al estado previamente conocido 7^- (2200 keV, 125 μs) a través del nivel 10^+ por medio de una transición E2 cuya energía sería, presumiblemente, menor que 100 keV; otra rama decaería directamente al nivel $(i_{13/2}^{-1} f_{5/2}^{-1})_9^-$ por un rayo γ y de multipolaridad M_4 . Como probablemente el estado 9^- contiene algo de mezcla con $(i_{13/2}^{-1} f_{7/2}^{-1})_9^-$, podría esperarse una componente E3 en competición con la E2.

La vida media del estado 12^+ , desexcitado en la forma indicada, debería ser del orden de los cientos de ns, observable entonces con el sistema "en haz" del ciclotrón de Estocolmo (ver capítulo 5).

Con esta máquina, usando partículas α de 20 - 43 MeV para bombardear un blanco de ^{204}HgO enriquecido al 80 % se han estudiado los rayos γ , rápidos y retardados emitidos en la desexcitación de estados poblados en la reacción $^{204}\text{Hg}(\alpha, 2n)^{206}\text{Pb}$.

De acuerdo a las predicciones de Herling y Kuo se buscaron rayos γ con energías cercanas a 450, 1200 y 1300 keV.

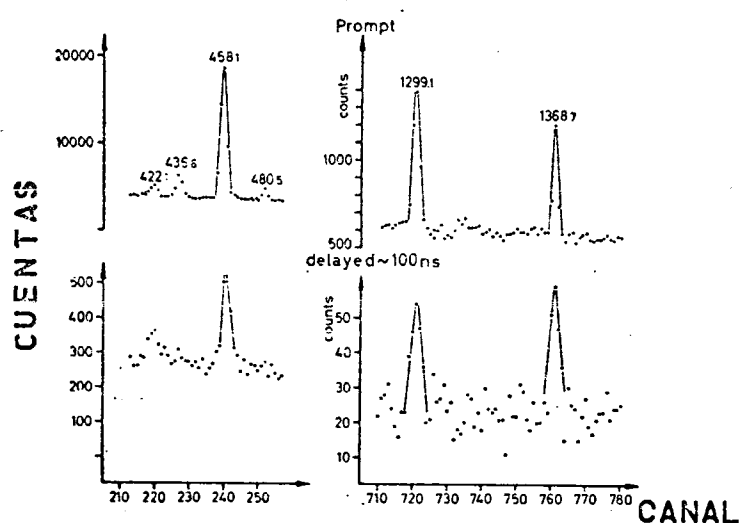


Figura 27. Espectros γ rápidos y retardados por 100 ns en las regiones de energía de 450 y 1200 keV.

En un experimento preliminar usando el sistema de pulsado descrito en el capítulo 4, se observaron tres rayos γ retardados con energías aproximadamente iguales a las predichas por Herling y Kuo: 458.1, 1299.0 y 1368.7 keV, respectivamente. En la Figura 27 se muestran estas zonas del espectro γ , obtenidas tanto durante el bombardeo como después de un retardo de 100 ns. Una medición cuidadosa permitió observar que los decaimientos de esos tres rayos presentan la misma vida media, dentro del error experimental (ver Figura 28). El promedio pesado de las tres vidas medias es $\tau = (200 \pm 14)$ ns.

Las intensidades rápidas varían en la forma que se podría esperar según el esquema de decaimiento propuesto. La pequeña componente rápida no contemplada en el esquema que se observa en el decaimiento del rayo de

1369 keV pueda deberse a un rayo γ de baja intensidad y energía próxima, que no fue resuelto por el detector.

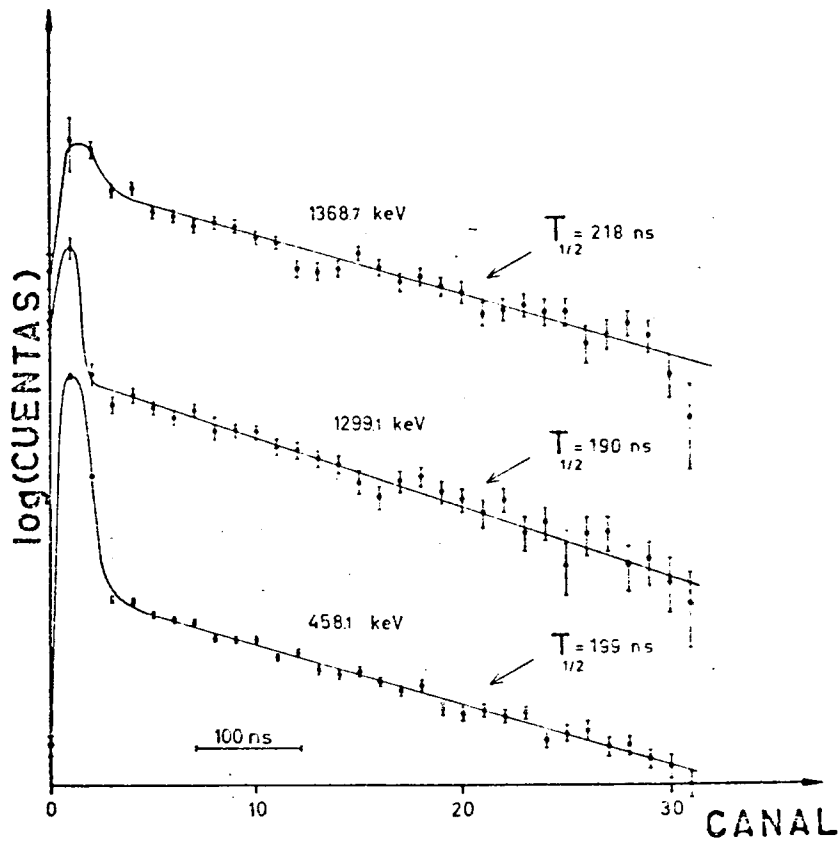


Figura 28. Decaimiento de los rayos γ de 458, 1299 y 1369 keV.

Las intensidades retardadas, corregidas por la variación de eficiencia del detector de Ge(Li) empleado, muestran las siguientes relaciones en unidades arbitrarias:

$$I(1299) + I(1369) = \{100 \pm 7\} + \{112 \pm 6\} = 212 \pm 9$$

$$I(458) = 216 \pm 9$$

así, las intensidades retardadas cumplen con los requerimientos del esquema sugerido en Figuras 26 y 29. Falta ahora una evidencia experimental de la conexión entre el decaimiento de 200 ns y el de 125 μ s previamente conocido. Para esto se puede observar que las funciones de excitación de los tres rayos γ indican alto spin y apoyan el esquema dado en Figura 29.

Además, otros autores ³⁶⁾ sugieren que la energía del estado $(i_{13/2} f_{5/2})_9^-$ es 2650 keV, lo que está en buen acuerdo con el valor 2658 keV

obtenido en este trabajo.

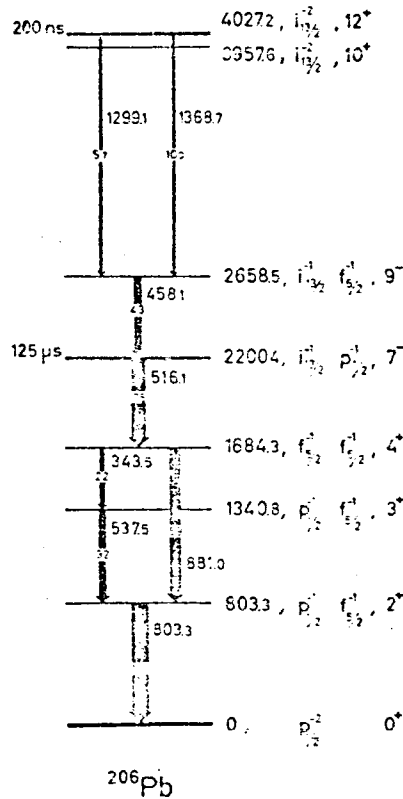


Figura 29. Esquema parcial de decaimiento del estado 12^+ en ^{206}Pb , de acuerdo con la presente medición.

Debe agregarse que han sido observadas todas las líneas previamente conocidas en el decaimiento del estado 7^- con intensidades que están en buen acuerdo con experimentos previos.

Sin embargo resulta difícil obtener, en base a esta medición, una confirmación numérica simple de la relación genética entre los isómeros de 200 ns y 125 μs . Pero son bastante convincentes las relaciones de las intensidades totales de los rayos γ dadas en Figura 29, que concuerdan cualitativamente con la población esperada en una secuencia de spines como la sugerida.

Se ha obtenido en este trabajo una evidencia experimental débil para la multipolaridad de los rayos γ de 1299 y 1369 keV. La vida media parcial para el rayo de 70 keV está en buen acuerdo con una asignación E2. E3 es la única asignación razonable para la multipolaridad del rayo γ de 1369 keV que, de acuerdo a la estimación de Weisskopf, da una probabilidad de decaimiento

compatible con la del rayo E2 de 70 keV.

Aceptando E2 y E3 para las transiciones de 70 y 1369 keV y usando el valor observado del factor de ramificación (1.12 ± 0.10) para los rayos de 1369 y 1299 keV, se encuentran las vidas medias parciales y los valores B(E2) y B(E3) dados en la tabla 5.1.

Tabla 5.1

E_{γ} (keV)	Multipolaridad	τ (ns)	B(EL)exp ($e^2\text{fm}^2L$)
69.6	E2	424 ± 35	22.9 ± 1.9
1368.7	E3	379 ± 31	356 ± 29

El valor de la probabilidad reducida de transición B(E2)exp puede ser obtenido mediante la fórmula

$$B(E2)_{\text{exp}} = \frac{0.566}{\tau(1+\alpha)(1+\beta)E_{\gamma}^5} e^2\text{fm}^4$$

siendo τ la vida media en ns

α el coeficiente total de conversión interna ³⁷⁾

β la relación total de ramificación.

E_{γ} es la energía de la transición en MeV.

Este valor puede ser estimado usando la expresión:

$$B(E2, j_i \rightarrow j_f)_{\text{teor}} = \frac{5}{4\pi} \left(j_i \frac{1}{2} \ 20 \ | \ j_f \ \frac{1}{2} \right)^2 \left\{ \int_0^{\infty} R_i(r) R_f(r) r^4 dr \right\}^2$$

Las integrales de las funciones radiales pueden ser calculadas usando, por ejemplo, funciones de Woods-Saxon ³⁸⁾ y se podrá obtener el valor de la carga efectiva ³⁹⁾ para un neutrón en el orbital $i_{13/2}$ mediante la relación entre los valores experimental y teórico de la probabilidad reducida de transición. Se encuentra en este caso

$$\frac{e_{\text{ef}}}{e} = \left\{ \frac{B(E2)_{\text{exp}}}{B(E2)_{\text{teor}}} \right\}^{1/2} = \sqrt{\frac{22.9}{26.1}} = 0.94 \pm 0.04$$

Comparando este valor con una carga efectiva de protón de 1.55 ± 0.08 obtenida del momento cuadrupolar del ²⁰⁹Bi y con siete valores B(E2) de estados de alto spin en Po y en At ⁴⁰⁾, se deduce que la carga de polarización del

neutrón es aproximadamente un 50 % mayor que la del protón. Tal diferencia, debida probablemente al potencial nuclear isovectorial ha sido sugerida por Bohr y Mottelson³⁹⁾.

La transición $E3\ 12^+ \rightarrow 9^-$ se hace probablemente por una pequeña mezcla de $i_{13/2}\ f_{7/2}$ en el estado $i_{13/2}\ f_{5/2}$. El valor observado $B(E3)$ puede ser reproducido usando las funciones de Herling y Kuo y una carga octupolar efectiva de aproximadamente 2.

6. Factor Giromagnético del Estado 12^+ en ^{206}Pb y Factor Giromagnético Efectivo Orbital del Neutrón ⁸³⁾.

6.1 Introducción.

El valor de los momentos magnéticos de los estados de una partícula en la región del ^{208}Pb ha resultado interesante para probar la validez del modelo de capas.

Aunque se hicieron numerosos intentos para interpretar la gran desviación del momento magnético del estado fundamental del ^{209}Bi con respecto al valor de Schmidt ⁴¹⁻⁴⁶⁾, recién desde hace poco tiempo se dispone de la posibilidad de atacar el problema en forma experimental ⁴⁷⁾.

Los estados de varias cuasipartículas y alto spin que pueden ser poblados en reacciones del tipo (partícula, xn) nos proporcionan muchos ejemplos interesantes. Puesto que las funciones de onda de dichos estados son, en general, muy puras y las configuraciones bastante simples, en muchos casos es posible deducir el factor giromagnético g a partir de valores medidos en otros estados aplicando las relaciones de adición ⁴⁸⁾. En particular es posible proceder de esta manera para estimar los factores giromagnéticos de estados de alto spin, que son muy sensibles a la parte orbital del operador M_1 . En cambio, los estados de momento angular pequeño son más influenciados por la contribución de spin.

Recientemente Yamazaki et al. ⁴⁹⁾ establecieron la existencia de una anomalía de alrededor de 10 % en el factor g orbital del protón. Esta anomalía se debe probablemente a efectos mesónicos y por esto podría resultar interesante la investigación de la anomalía del factor g orbital del neutrón, si ésta existiera.

El estado 12^+ de 2 agujeros de neutrón en ^{206}Pb es un caso adecuado para este estudio. La configuración del estado es $\nu(i_{13/2}^{-2})_{12^+}$ y ha sido encontrado en el trabajo descrito en el capítulo 5 en experimentos con reacciones del tipo (α, xn) .

La Figura 29 muestra el esquema parcial del decaimiento del estado 12^+ cuya vida media (200 ns), es adecuada para hacer experimentos tipo PAD en haz pulsado.

6.2 Experimentos y Resultados.

El estado isomérico 12^+ fue poblado por medio de la reacción $^{204}\text{Hg}(\alpha, 2n)^{206}\text{Pb}$ en el haz pulsado del acelerador tandem Van de Graaf del Instituto Niels Bohr, Risø, Dinamarca.

El blanco fue preparado en la forma siguiente: 10 mg de ^{204}HgO ,

enriquecido al 85 % fue disuelto en HCl al 5 % y entonces reducido por electro-deposición en un pequeño hueco (3.5 mm de diámetro y 0.5 mm de profundidad) cavado en una placa de cobre. El agujero fue previamente atacado con HNO_3 diluído para facilitar la adherencia del Hg al cobre. Así se obtuvo un blanco grueso formado por una película de ^{204}Hg metálico cuyo espesor medio era 100 mg/cm^2 .

El uso de blanco líquido permite preservar el alineamiento nuclear obtenido en la reacción (ver capítulos 2.3 y 8). Se cubrió la superficie del Hg con una lámina de mica (1.5 mg/cm^2) para evitar salpicaduras y pérdidas de material durante el bombardeo con partículas alfa.

La precesión de Larmor fue observada mediante el método convencional TDPAD (ver capítulo 3.4).

El haz pulsado fue obtenido por medio de un equipo pulsador electrostático instalado en el extremo de baja energía, entre la fuente de iones y el tanque del acelerador. La duración de los pulsos era de 20 ns, aproximadamente y llegaban al blanco con un intervalo de $1.5 \mu\text{s}$.

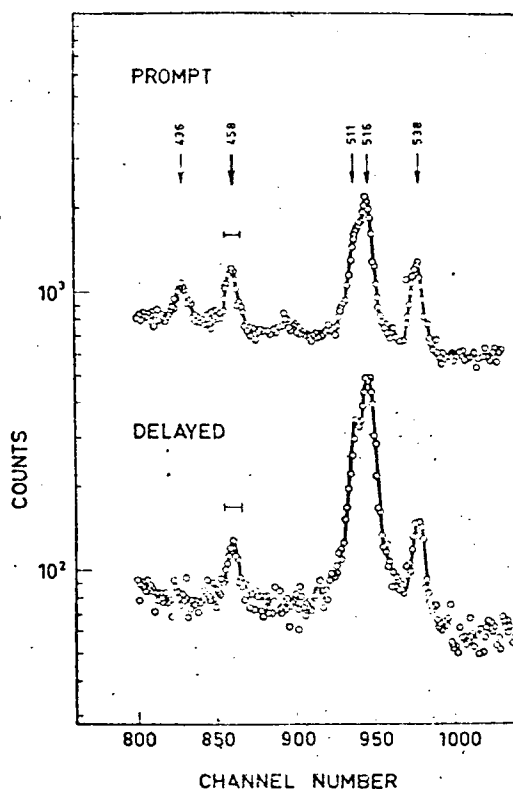


Figura 30. Rayos γ rápidos y retardados (20 ns) entre 400 y 600 keV.

En la Figura 30 se muestra una parte del espectro γ obtenida tanto durante el bombardeo como en el intervalo entre pulsos del haz, con un retardo de 20 ns. La precesión de Larmor del estado 12^+ se observó por medio del rayo γ de 458 keV ($9^- \rightarrow 7^-$), usando un detector de Ge(Li) colocado a 135° con respecto a la dirección del haz. Un electroimán proporcionó el campo magnético aplicado al blanco. Invertiendo su dirección se calculó para cada canal la relación

$$R_{135}(t) = \frac{N(t)\uparrow - N(t)\downarrow}{N(t)\uparrow + N(t)\downarrow} \quad (6.1)$$

donde los términos tienen el significado que se explicó en el capítulo 3.4. Siendo la transición E2, se esperaba obtener un valor pequeño del coeficiente A_4 , lo que fue confirmado por el experimento. En estas condiciones $R(t)$ debería presentar un comportamiento sinusoidal del tipo

$$R_{135}(t) = \frac{3A_2}{4 + A_2} G_2(t) \sin(2\omega_L t - 2\phi) \quad (6.2)$$

donde los términos han sido definidos en 3.4.

Maier et al. ⁵⁰⁾ mostraron que el tiempo de relajación para isómeros de Pb en Hg líquido es mayor que 100 μ s; así el coeficiente de relajación es $G_2(t) \approx 1$.

Se usó un fluxímetro de resonancia protónica para medir y estabilizar el campo magnético cuya estabilidad fue mejor que $1:10^4$ durante todo el experimento.

En la Figura 31 se muestra la rotación de spin obtenida usando tres valores distintos de campo magnético para detectar posibles errores sistemáticos. Los resultados están resumidos en la Tabla 5.1 y se obtiene como promedio pesado un valor

$$g_{(12^+, 206\text{Pb})} = -0.1547 \pm 0.0035 \quad (\text{no corregido}) \quad (6.3)$$

La corrección estimada por corrimiento de Knight para Pb en Hg es $(2.0 \pm 1.0)\%$. (El corrimiento de Knight en Hg es 2.5 % en Pb 1.5 % ⁵¹⁾).

Sin embargo la corrección diamagnética compensa el corrimiento de Knight. Recientes estimaciones relativistas ⁵²⁾ estiman una corrección para Pb del orden del -1.7 %. Se ha adoptado para el corrimiento de Knight el valor $(0.0 \pm 1.5)\%$, resultando

$$g_{(12^+, 206\text{Pb})} = -(0.155 \pm 0.004) \quad (\text{corregido}) \quad (6.4)$$

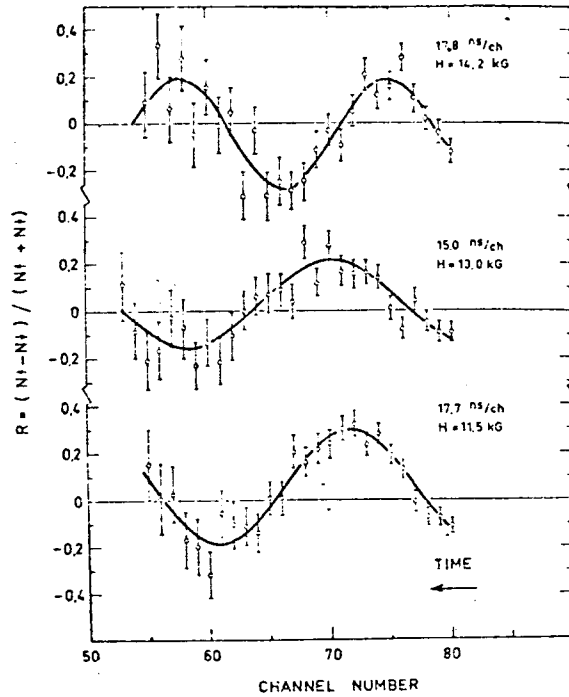


Figura 31. Rotación de Larmor del estado 12^+ en ^{206}Pb . Las curvas llenas son los ajustes por cuadrados mínimos de los puntos experimentales.

Tabla 6.1

Experimento	H(kG)	g	A_2
1	14.2	-0.157 ± 0.006	0.25
2	13.0	-0.147 ± 0.007	0.24
3	11.5	-0.161 ± 0.005	0.26
Promedio		-0.1547 ± 0.0035	no corregido
$g(12^+)$		-0.155 ± 0.004	corregido

En la tabla 6.2 se compara el valor obtenido en este trabajo con factores giromagnéticos de neutrones en el orbital $i_{13/2}$ previamente conocidos.

El buen acuerdo obtenido confirma la asignación de la configuración del nivel 12^+ en ^{206}Pb $\nu(i_{13/2}^{-2})$ (capítulo 5). El valor encontrado es, probablemente el mejor valor para el factor g, ya que el estado posee una configuración muy pura. Resulta bastante sorprendente que los factores giromagnéticos de los isómeros de Hg sean tan cercanos a $g(12^+, ^{206}\text{Pb})$ y que presenten tan pequeña

dependencia isotópica.

Tabla 6.2

Nucleo	Estado	g	Referencia
^{206}Pb	$12^+ (i_{13/2})^{-2}$	-0.155 ± 0.004	este trabajo
^{205}Pb	$13/2^+$	-0.150 ± 0.006	68
^{197}Hg	$13/2^+$	-0.158	53
^{195}Hg	$13/2^+$	-0.162	53
^{193}Hg	$13/2^+$	-0.162	53

6.3 Comparación de los Momentos Magnéticos para Protón y Neutrón en el Orbital $i_{13/2}$.

El momento magnético del protón $i_{13/2}$ puede ser deducido a partir de los factores giromagnéticos conocidos del estado $[\pi(h_{9/2})\pi(i_{13/2})]_{11^-}$ en ^{210}Po (49), y del estado $[\pi(h_{9/2})]_{9/2^-}$ en ^{209}Bi (53). En la tabla 6.3 se hace una comparación entre los momentos magnéticos de protón y neutrón. Se puede observar que ambos momentos difieren substancialmente de los valores de Schmidt.

Tabla 6.3

Momentos Magnéticos de partículas $i_{13/2}$.

	μ_{exp}	μ_{Schmidt}	$\mu_{\text{exp}} - \mu_{\text{Schmidt}}$
μ_p	8.07 ± 0.19 a)	8.79	-0.72 ± 0.19
μ_n	-1.01 ± 0.05 b)	-1.91	0.90 ± 0.05
Suma	7.06 ± 0.20	6.88	0.18 ± 0.20
Diferencia	9.08 ± 0.20	10.70	-1.62 ± 0.20

a) deducido a partir de $g(^{210}\text{Po}, 11^- | (i_{13/2})(h_{9/2}) |)$ y de

$$g(^{209}\text{Bi}, 9/2^- | h_{9/2} |) \quad [\text{Ref. 49}]$$

b) deducido a partir de $g(^{206}\text{Pb}, 12^+ | i_{13/2}^{-2} |)$ [este trabajo]

El operador de isospin, en función de las matrices τ (τ_x , τ_y , τ_z) se escribe $t = \frac{1}{2}\tau$ siendo la componente z:

$$\tau_z = \begin{cases} +1 & \text{para neutrón} \\ -1 & \text{para protón} \end{cases}$$

El momento magnético puede escribirse, en función de isospin

$$\mu = \mu_0 + \mu_1 \tau_z$$

donde μ_0 es la parte isoscalar (independiente de isospin) y $\mu_1 \tau_z$ cambia de signo con τ_z (parte isovectorial). Se observa en Tabla 6.3 que, dentro de los errores experimentales, las sumas de los momentos magnéticos concuerdan, pero las diferencias muestran una notable discrepancia. Estos resultados indican que la desviación con respecto a los límites de Schmidt es causada principalmente por la parte isovectorial del momento magnético del nucleón.

Ha sido observado un efecto análogo en los momentos magnéticos de núcleos "espejo" en la región de masas $A \gtrsim 40$ (54).

Si se acepta como causa fundamental de las desviaciones de los momentos magnéticos a la polarización del carozo nuclear, se deberá admitir su carácter predominantemente isovectorial. A pesar de la gran diferencia que existe entre Z y N en la región del ^{208}Pb esto es razonable puesto que:

- el número k de spines no saturados en la región del ^{208}Pb es aproximadamente el mismo, tanto para neutrones, como para protones, por ejemplo $\pi(h_{9/2}, k = 12)$ $\nu(i_{13/2}, k = 14)$
- el número menor de spines no saturados de protón es compensado por el mayor valor de la magnitud $(g_s - g_l)$:
 $\{(g_s - g_l)_p = 4.59 ; (g_s - g_l)_n = - 3.83\}$

6.4 Factor Giromagnético Efectivo del Neutrón.

Se puede escribir el factor giromagnético de un estado de una partícula en función de las partes orbital (g_l) y de spin intrínseco (g_s) como

$$g(j = l \pm \frac{1}{2}) = g_l \pm \frac{g_s - g_l}{2l+1} \quad (6.5)$$

Debido a la fuerte anomalía encontrada para la parte de spin ha sido difícil estudiar la componente orbital. Sin embargo los estados de alto spin son más sensibles a la parte orbital puesto que la anomalía de la parte de spin se reduce en un factor $(2l+1)$. Por eso, en lo que sigue, se tratará de deducir el valor del factor efectivo g_l para el neutrón, estimando el factor efectivo g_s .

El modelo de mezcla configuracional permite calcular los efectos de la polarización de spin del carozo en forma dependiente del estado (41).

En un análisis realizado por medio de este modelo, Nagamiya y Yamazaki (59) usaron la información sobre momentos magnéticos para deducir el g_l

efectivo. Para esto compararon el momento magnético experimental μ_{exp} con un valor teórico $\mu_{\text{teor}} = (\mu_{\text{Schmidt}} + \delta\mu_{\text{carozo}} + \delta\mu_{\text{LS}})$ corregido por los efectos de la polarización de spin del carozo ($\delta\mu_{\text{carozo}}$) y por la fuerza LS ($\delta\mu_{\text{LS}}$), escribiendo la diferencia ($\Delta\mu$) como

$$\Delta\mu \equiv \mu_{\text{exp}} - \mu_{\text{teor}} = j \left(\delta g_1 \pm \frac{g_s - g_1}{2I+1} \right) \quad (6.6)$$

para $j = I \pm 1/2$.

Estos autores calcularon $\delta\mu_{\text{carozo}}$ por medio del modelo de mezcla configuracional y $\delta\mu_{\text{LS}}$ usando la fórmula de Chemtob⁵⁶). Además en base a los momentos magnéticos de $^{207}\text{Pb}(1/2^-, p_{1/2})$, $^{207}\text{Pb}(5/2^-, f_{5/2})$ y $^{197}\text{Hg}(13/2^+, i_{13/2})$, dedujeron el valor del g_1 efectivo del neutrón.

La presente medición del factor giromagnético del neutrón $i_{13/2}$ representa probablemente el valor más confiable de $g_{13/2}$, por lo cual se ha recalculado el valor de δg_1 (neutrón) (Ver Tabla 6.4) y Figura 32. El resultado es:

$$\delta g_1 \text{ (neutrón)} = g_1^{\text{ef}} \text{ (neutrón)} = -0.04 \pm 0.03$$

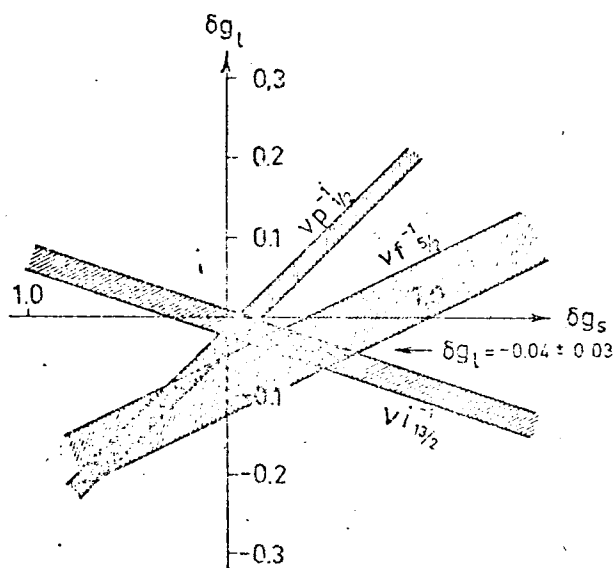


Figura 32. Deducción gráfica de δg_1 por medio del modelo de Arima y Horie.

Tabla 6.4

Cálculo de $\Delta\mu = (\mu_{\text{exp}} - \mu_{\text{teor}})$ [nm]

Estado	μ_{exp}	μ_{Schmidt}	$\delta\mu_{\text{carozo}}$	$\delta\mu_{\text{LS}}$	$\Delta\mu$
$i_{13/2}$	-1.01 ± 0.03 a)	-1.913	0.94 ± 0.10	0.03	-0.07 ± 0.10
	0.65 ± 0.05 b)	1.367	-0.44 ± 0.10 c)	-0.03	-0.25 ± 0.11
	0.589 ± 0.000 b)	0.638	0.01 ± 0.01 c)	-0.02	-0.02 ± 0.01

a) Resultado de esta medición; b) Ref. 53), c) Ref. 59).

En la referencia 83) se ha estimado el valor de δg_1 usando

- 1) el modelo de polarización de carozo M1 (Bohr y Mottelson) que se basa esencialmente en suponer largo alcance de la interacción.
- 2) el modelo de mezcla configuracional (Arima y Horie) como ha sido descrito aquí.
- 3) por deducción empírica de g_s^{ef} a partir de la probabilidad reducida de transición M4 en $^{207}\text{Pb}(i_{13/2} \rightarrow f_{5/2})$.

Los resultados de estos tres métodos (-0.036 ± 0.010 ; -0.04 ± 0.03 y -0.034 ± 0.010 , respectivamente) están en buen acuerdo y dan un valor promedio

$$\delta g_1 (\text{neutrón}) = g_1 (\text{neutrón}) = (-0.04 \pm 0.03)$$

donde el error ha sido tomado del resultado de mayor incertidumbre. Se puede concluir en que existe una apreciable evidencia de que el signo de δg_1 (neutrón) es opuesto a δg_1 (protón) y que su magnitud es menor (δg_1 (protón) = 0.10). Esto podría significar que una parte apreciable de la anomalía del factor g orbital es dependiente de isospin. Esta conclusión coincide con el análisis semiempírico del valor de g_1^{ef} realizado por Nagamiya y Yamazaki ⁵⁹⁾ para varias zonas de la tabla de nucleidos.

La corriente de intercambio de piones (dependiente de isospin) ⁵⁵⁾ es, probablemente, el origen de la anomalía del factor giromagnético orbital. En cuanto a la parte de g_1 independiente de isospin, Nagamiya y Yamazaki atribuyeron su existencia al diferente número de protones y neutrones en los núcleos pesados, lo que da diferentes contribuciones a las corrientes $\pi^+(\delta g_1 (\text{protón}))$ y $\pi^-(\delta g_1 (\text{neutrón}))$. Una estimación aproximada de la relación $\delta g_1 (\text{protón}) / \delta g_1 (\text{neutrón})$ hecha por estos autores indicó que debería tener un valor igual a $-N/Z$. El resultado de la presente medición implica un valor de $g_1 (\text{neutrón})$ menor que el de esta estimación lo que podría significar una mayor contribución

de la parte independiente de isospin. Sin embargo, el valor empírico de δg_1 puede contener otros efectos además del intercambio mesónico. Se considera que los efectos de mayor orden compensan en parte el efecto mesónico ^{57,58,59}).

7. Evidencia de Estados Isoméricos 15^- y 11^+ con Configuraciones $\{\pi[h_{9/2}^2 i_{13/2}]_{29/2^+} \nu[p_{1/2}^{-1}]\}$ y $\{\pi(h_{9/2}^3)_{21/2^-} \nu p_{1/2}^{-1}\}$ en ^{210}At (84).

7.1 Introducción.

En la región de masas cercana al ^{208}Pb se ha obtenido recientemente una gran cantidad de información sobre estados de alto spin por medio de reacciones del tipo (ión pesado, xn). Esto ha permitido probar la utilidad del modelo de capas en la interpretación de estados cuyas configuraciones se deben a dos o tres nucleones o agujeros, o a combinaciones de ellos para las que el número total N de partículas y A de agujeros es $N + A \leq 3$. En muchos casos se ha obtenido buen acuerdo entre las predicciones del modelo y el resultado de los experimentos (ver capítulos 5, 6 y 10). Una de las razones para ésto es que el estado de menor energía para un particular valor del momento angular (yrast) es frecuentemente muy puro, lo que simplifica la comparación de la teoría con el experimento.

Podría ser interesante investigar cuántos nucleones se pueden "adherir" a un carozo doble-mágico de ^{208}Pb sin cambiar fundamentalmente su estructura. Como un primer caso de prueba se eligió el núcleo $^{210}_{85}\text{At}_{125}$ con $N + A = 4$. Se tomó como base para este estudio una investigación previa sobre estados de alto momento angular en ^{211}At (60,61) con configuraciones $\{\pi(h_{9/2}^3)\}$ y $\{\pi(h_{9/2}^2 i_{13/2})\}$, (reacción: $^{209}\text{Bi}(\alpha, 2n)^{211}\text{At}$, $N + A = 3 + 0 = 3$).

En el trabajo que se describe aquí, la idea fundamental ha sido determinar si el carácter isomérico de los estados "yrast" de 3 protones ($21/2^-$ y $29/2^-$) en ^{211}At , sobreviven a la adición de un agujero de neutrón. (No se esperaba que el isomerismo del estado 15^- se conservase, (ver Figura 32).

Además sería interesante estudiar los niveles (dobletes), formados cuando el agujero de neutrón $p_{1/2}$ es acoplado con niveles de 3 protones que poseen diferentes momentos angulares. El desdoblamiento de los estados de una configuración del tipo $[(j)_j^3, 1/2]$ ha sido discutido por Kharitonov et al. (62), quienes establecieron que la separación de los niveles (doblete) está dada por

$$\Delta E = \frac{2J+1}{2j+1} \cdot \Delta \epsilon \quad (7.1)$$

siendo $\Delta \epsilon$ la diferencia de energía de los componentes del doblete $(j, 1/2)$. $\Delta \epsilon$ depende del tipo de interacción de dos partículas que se considere ($= 0$ para fuerzas de Wigner y $\neq 0$ para fuerzas singulete). El estudio de los niveles del núcleo ^{210}At podría proporcionar una indicación de la validez de (7.1) en la región del Pb.

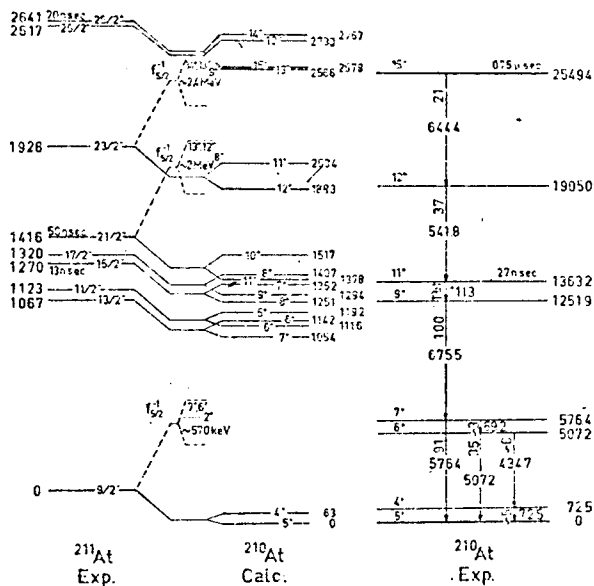


Figura 33. Esquema de niveles calculados y experimentales en ^{210}At .

Kharitonov y colaboradores dieron, también, la siguiente regla: "para un valor impar del número cuántico de Nordheim $N = 1+j_1+l_1+i_1$ (7.2) el nivel inferior de un doblete $l = J \pm 1/2$ es el de menor momento angular". Posteriormente, (L.K.Peker, no publicado), se encontró que esta regla debe ser invertida en la región del ^{208}Pb , lo que fue confirmado por Alpsten et al. (63) en un estudio de los niveles del ^{209}Po . Tanto en este caso, como en ^{210}At es $N = 5+9/2+1+1/2 = 11$; el miembro del doblete $p_{1/2}^{-1}$ con mayor spin debe estar en la posición inferior.

En el presente trabajo se estudiaron los niveles que pueden ser poblados en la reacción $^{209}\text{Bi}(\alpha, 3n)^{210}\text{At}$, los cuales han sido indicados en la Figura 32.

El valor de $\Delta\epsilon$ ha sido obtenido del ^{208}Bi (64), donde la diferencia de energías entre el estado fundamental (5^+) y el primer estado excitado (4^+) es de 63 keV. Así, para el doblete de configuración $\pi(h_{9/2})^3 \nu(p_{1/2})^{-1}$ el desdoblamiento resulta $\Delta\epsilon = 6.3 (2J+1)$ (7.2)

Las energías de los niveles $J \pm 1/2$ se pueden estimar de:

$$E_{J+1/2} = \bar{E} - (J-j) \frac{\Delta\epsilon}{2j+1} = \bar{E} - 6.3 (J-9/2) \quad (7.3)$$

$$E_{J-1/2} = \bar{E} + (J+j+1) \frac{\Delta\epsilon}{2j+1} = \bar{E} + 6.3 (J+\frac{11}{2})$$

donde \bar{E} puede ser obtenido de los niveles experimentalmente conocidos en ^{210}At

De esta manera ha sido construido el esquema de niveles indicado con Calc. en la Figura 33, donde el desdoblamiento de los niveles $9/2^+$ y $23/2^-$ en ^{211}At fue estimado como si esos estados pertenecieran a la configuración j^3 , es decir, usando la expresión (7.2), lo que constituye una buena aproximación.

Según este cálculo se puede esperar que se conserve el isomerismo de los estados $29/2^+$ y $21/2^-$ al agregar el agujero de neutrón.

7.2 Procedimiento Experimental y Resultados.

Un blanco de Bi metálico grueso ($\sim 70 \text{ mg/cm}^2$) fue bombardeado con partículas α (32-43 MeV), provenientes del ciclotrón de 225 cm de Estocolmo. Se realizaron varios experimentos de los cuales se han obtenido las funciones de excitación de los rayos γ provenientes de reacciones $\text{Bi}(\alpha, xn)$, con energías $E_\gamma = 80\text{-}2000 \text{ keV}$. También fueron estudiadas las distribuciones en cinco ángulos entre 90° y 140° . Para observar estados isoméricos de vida media mayor que 100 ns se usó el sistema pulsador del haz externo que ha sido descrito en el Capítulo 4.

Se emplearon detectores de Ge(Li) cuyos volúmenes y resoluciones son:

Detector	Volumen (cm^3)	Resolución (keV)
1	1	0.6 a 100 keV
		1.2 a 1332 keV
2	40	2.5 a 1332 keV

Con estos detectores se observó el decaimiento de los rayos γ de 644.4 y 111.3 keV (ver Figura 33). Como promedio de varias mediciones se encontraron las vidas medias $(0.75 \pm 0.10)\mu\text{s}$ y $(27 \pm 3)\text{ns}$, que han sido indicadas sobre las curvas de la Figura 34. Además fueron observados 5 rayos γ de energías 644.4, 541.8, 111.3, 675.5 y 576.4 keV que muestran claramente una componente retardada de $0.75 \mu\text{s}$.

Las intensidades retardadas de esas líneas son aproximadamente iguales, (medidas en la región de tiempo 200-500 ns después del paquete de haz). Se puede sospechar que esos rayos γ son miembros de una cascada isomérica. Para comprobar esta suposición se realizó un experimento en el cual se observaron las coincidencias γ - γ en el modo 4096×4096 canales, usando el equipo descrito en ⁽⁶⁶⁾. El resultado de este experimento apoya el esquema de niveles presentado en la Figura 33.

Las líneas de 644.4 keV y 111.3 keV no mostraron componentes rápidas,

lo cual indica que podrían provenir de estados isoméricos. El rayo γ de 111.3 keV es el único candidato razonable para una transición isomérica desde el nivel de 27 ns. La distribución angular de este rayo sugiere que su multipolaridad podría ser E2 pura. Esto permite calcular la carga cuadrupolar efectiva ⁴⁰⁾, llegándose al valor

$$\frac{e_{ef}}{e} = 1.85 \pm 0.10$$

que resulta cercano a los valores encontrados para otras transiciones E2 en la región del ²⁰⁸Pb.

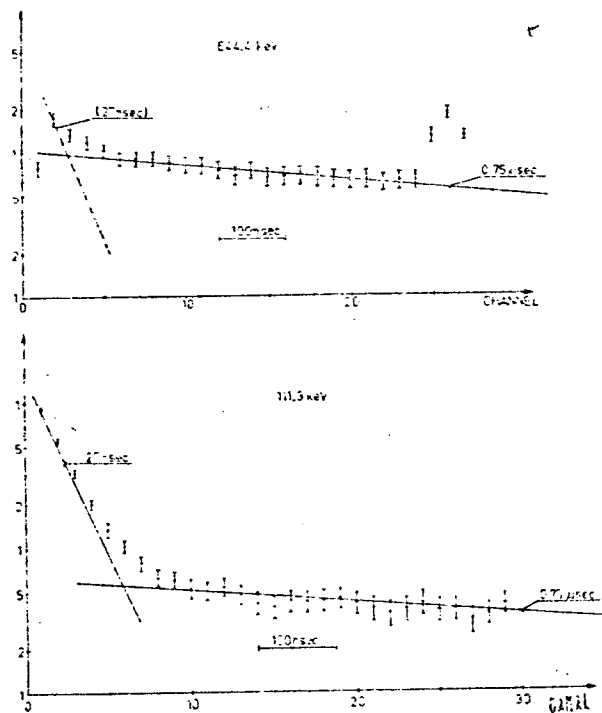


Figura 34. Decaimiento de las transiciones isoméricas $15^- \rightarrow 12^+$ (644.4 keV) y $11^+ \rightarrow 9^-$ (111.3 keV) en ²¹⁰At.

Es posible que el estado isomérico de 0.75 μ s decaiga principalmente de una manera similar al estado $29/2^+$ en ²¹¹At, con intensidades γ y totales (rápidas + retardadas) que se van incrementando a medida que el estado nuclear se aproxima al estado fundamental.

Las relaciones entre los coeficientes de la distribución angular A_2/A_0 para los rayos γ de 644.4 keV y 541.8 keV resultaron 0.30 ± 0.05 y -0.37 ± 0.10 , respectivamente, indicando que la primera transición es, de carácter cuadrupolar u octupolar y la segunda, dipolar. Considerando la vida media de 0.75 μ s, se podría esperar que el coeficiente A_2/A_0 se presente

apreciablemente atenuado, favoreciendo la asignación E3 antes que M2 para el rayo γ de 644.4 keV. La ausencia de una transición $15^- \rightarrow 11^+$ de $644.4 + 541.8 = 1186.2$ keV corrobora la suposición de que uno de los rayos γ debe poseer una multipolaridad $L \geq 2$.

La curva de decaimiento del rayo de 644.4 keV contiene una componente retardada, cuya vida media es también de 25-27 ns y que puede ser explicada por la existencia de otro rayo γ de energía próxima, no resuelto por el detector.

Los estados de baja energía están en buen acuerdo con una publicación de Mc Farlane et al. ⁶⁵⁾. No es fácil decidir, a partir de los presentes experimentos, si la energía del primer estado excitado es 69.2 keV o 72.5 keV. Alpsten et al. ⁶³⁾ excluyeron el rayo de 69.2 keV como proveniente del primer estado excitado en ^{210}At . El rayo γ de 434.9 keV se observa como doblete no resuelto, cuya otra componente pertenece al ^{211}At ⁶⁷⁾. Así resulta difícil obtener una buena medición de su intensidad.

Las sumas de energías y las intensidades rápidas y retardadas de los rayos γ permiten construir el esquema parcial de decaimiento sugerido en Figura 33. Los spines y las paridades consignadas están de acuerdo con los resultados de los experimentos, pero es conveniente destacar que no es ésta la única asignación posible y que sería interesante someterla a nuevos controles experimentales. En particular la medición del factor giromagnético podría proporcionar nueva evidencia sobre estos estados (ver capítulo 8).

7.3 Conclusiones.

Se pueden comparar los estados isoméricos de 2549.4 keV y 1363.2 keV en ^{210}At encontrados en este trabajo con los estados a 2641 keV y 1416 keV ($29/2^+$ y $21/2^-$) conocidos en ^{211}At . La similitud de energía favorece la interpretación de que se han encontrado los componentes de menor energía de los dobletes [$29/2^+, p_{1/2}^-$] y [$21/2^-, p_{1/2}^-$] en ^{210}At . Esta conclusión es apoyada por el valor de la probabilidad reducida de transición $B(E3) = (33600 \pm 4500) e^2 \text{fm}^6$ para la transición $15^- \rightarrow 12^+$, que no difiere mucho del valor $B(E3) = (51000 \pm 7000) e^2 \text{fm}^6$, encontrado para la transición correspondiente ($29/2^+ \rightarrow 23/2^-$) en ^{211}At . El hecho de que $B(E3)$ en ^{210}At sea levemente menor que en ^{211}At puede ser debido a transiciones tipo E2, M2 y E3, aún no observadas. Se podría esperar hallar estados 12^+ y 13^+ con configuración $\{\pi(h_{9/2})^3_{21/2^-} \nu(f_{5/2})^{-1}\}$ a unos 2 MeV y estados 14^+ , 13^+ y 12^+ con configuración

$$\{\pi[(h_{9/2})^2 f_{7/2}]_{23/2^-} \nu(f_{5/2})^{-1}\}$$

a una energía de excitación de unos 2.5 MeV (ver Figura 33). La competición E2 podría ser mucho más pequeña que en ^{211}At debido al distinto desdoblamiento de

los niveles $29/2^+$ y $25/2^+$. La carga cuadrupolar efectiva $e_{ef}/e = 1.85 \pm 0.10$ ⁴⁰⁾ para la transición $11^+ \rightarrow 9^+$ también apoya las conclusiones acerca de las configuraciones de esos estados.

Sería difícil entender los presentes resultados sin modificar la regla (7.2) que da el orden de los niveles de un doblete. La versión primitiva, como se explicó en 7.1, sugiere que el miembro del doblete que posee menor spin debe estar a menor energía y eso destruiría el isomerismo de los niveles 11^+ y 15^- .

El valor ΔE experimental para el doblete $\{\pi(h_{9/2})^3_{9/2^-} \nu(p_{1/2})^{-1}\}$ difiere sólo en unos 10 keV del valor dado por la (7.1). Sin embargo, es preciso realizar un cuidadoso análisis de todos los rayos γ presentes en el espectro de la reacción $^{209}\text{Bi}(\alpha, xn)$, así como en el del decaimiento del ^{210}Rn para poder obtener conclusiones cuantitativas acerca de la validez de las expresiones (7.1) y (7.4).

En el capítulo 9 se describe la medición del factor giromagnético del estado 15^- en ^{210}At . El valor obtenido está en buen acuerdo con el valor estimado a partir de otros estados de configuraciones más simples en la región del ^{208}Pb .

Estos resultados permiten concluir que los estados de elevado momento angular en ^{210}At constituyen un buen caso para probar el modelo de capas con cuatro partículas fuera de capa cerrada. Los resultados de este estudio no muestran una marcada discrepancia con respecto a las predicciones del modelo. Sería necesario generar estados de muy elevado momento angular y mayor número de partículas y agujeros ($N + A$) para obtener desviaciones de tal magnitud que fueran fácilmente observables. Probablemente esto podría lograrse usando como proyectiles iones pesados de energía apropiada.

8. Dispositivo para Mantener Blancos Fundidos para Determinaciones "En Haz" de Factores Giromagnéticos ⁸⁵⁾.

Cuando se realizan experimentos para medir momentos magnéticos nucleares puede suceder que la anisotropía de los rayos γ sea destruída por la relajación en el alineamiento debida a la interacción hiperfina entre el núcleo emisor y el campo propio del ambiente cristalino en que está implantado. En estos casos es recomendable el uso de blancos en estado líquido. Es un inconveniente el hecho de que el punto de fusión T_f de la mayor parte de las sustancias usadas comúnmente como blanco sea muy elevado. El sistema que se describe aquí resulta útil cuando T_f no es excesivamente elevado.

El portablancos fue diseñado para ser usado en la medición del factor giromagnético del estado 15^- en ^{210}At , poblado en la reacción $^{209}\text{Bi}(\alpha, 3n)^{210}\text{At}$ (ver capítulo 9).

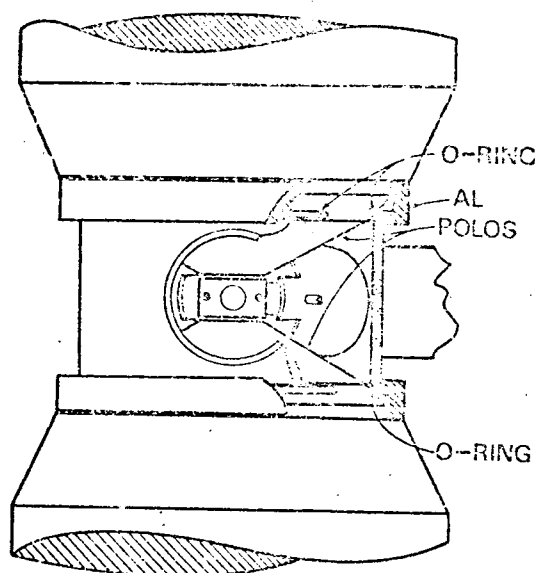


Figura 35. Soporte del blanco indicando su montaje en la cámara de dispersión entre las piezas polares del imán.

En las Figuras 35 y 36 se muestra el sistema empleado para mantener una gota de Bi fundido en posición de bombardeo.

Para soportar la gota y evitar pérdidas y contaminación por salpicaduras se usó una ventana de mica de 4 mg/cm^2 , que no produjo ningún incremento observable del fondo y al ser bombardeada con partículas α de 43 MeV.

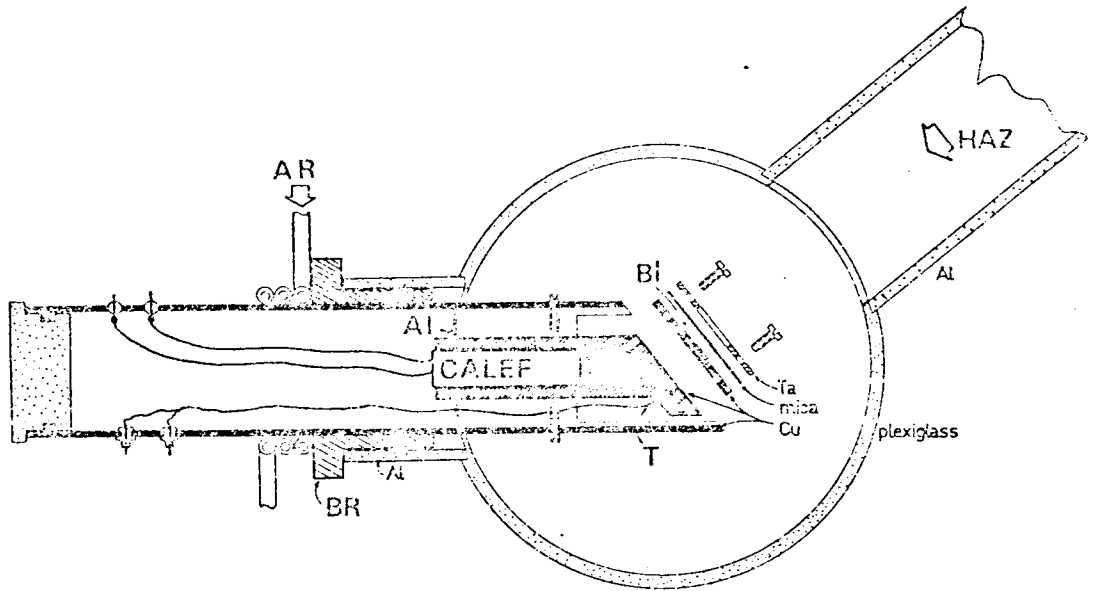


Figura 36. Detalles de construcción.

La pequeña cámara de dispersión tiene cierre de vacío contra las piezas polares del electroimán usado para producir rotación de Larmor en los núcleos producto de la reacción.

Se usó un tubo de cobre de pared gruesa, enfriado por agua, para sostener el portablanco y proteger la cámara de acrílico del calor irradiado.

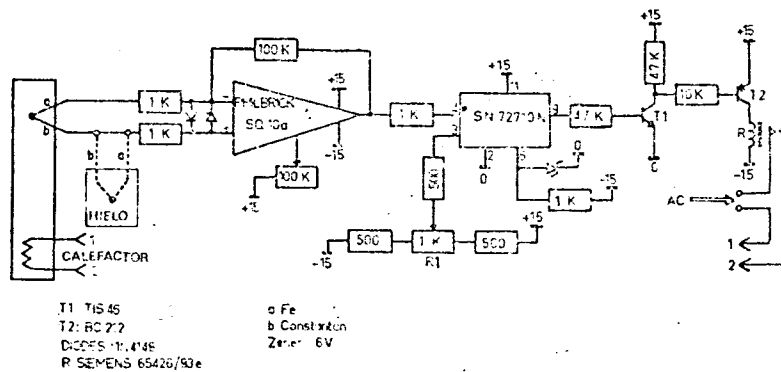


Figura 37. Sistema de Calefacción.

La Figura 37 muestra el sistema de calefacción y el regulador de temperatura.

La tensión generada por la juntura de Fe-Constantan se aplica a un amplificador operacional. El nivel de salida es controlado por un discriminador que acciona el relevador que alimenta al calefactor desde un transformador variable.

En este trabajo no se tuvo especial cuidado en conseguir un elevado grado de estabilización de la temperatura. Para nuestro propósito fue suficiente tener la seguridad de que el Bi permanecía continuamente en estado líquido, para lo cual la temperatura se fijó alrededor de $15\text{ }^{\circ}\text{C}$ por encima de T_f .

La estabilidad de la temperatura depende fuertemente del contacto térmico entre la juntura, el elemento a ser calentado y el calefactor: cuanto mejor es el contacto, menores son las oscilaciones de temperatura. Así, la juntura fue colocada lo más cerca posible del blanco. La potencia disipada era 130 W.

La temperatura puede ser variada entre anchos límites. En el equipo que se construyó, el rango se extiende desde T_{ambiente} hasta más de $700\text{ }^{\circ}\text{C}$. Con apropiada elección de materiales la temperatura máxima obtenible puede ser mayor que $1000\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Se obtiene independencia con respecto a variaciones del ambiente por medio de la rama indicada con línea de puntos en Figura 37 que toma una referencia estable.

La amplitud de las oscilaciones de temperatura resultó $2.5\text{ }^{\circ}\text{C}$ a $300\text{ }^{\circ}\text{C}$ y $3.8\text{ }^{\circ}\text{C}$ a $650\text{ }^{\circ}\text{C}$.

En el capítulo 9 se describe una aplicación de este dispositivo en la medición del factor giromagnético del estado 15^- en ^{210}At por el método estroboscópico. En esta medición se obtuvo un marcado efecto de resonancia, la que ciertamente habría sido destruída si hubiese estado presente en el blanco el fuerte gradiente de campo debido a la estructura romboédrica de cristalización del Bi.

9. Factor Giromagnético del Estado 15^- en ^{210}At (86).

9.1 Introducción

El estudio de los estados nucleares de alto momento angular es útil para obtener información sobre numerosas propiedades de la estructura del núcleo atómico. Así, es posible inferir el grado de polarización del carozo nuclear que se origina por su acoplamiento con 2 y 3 partículas externas, lo que conduce a la renormalización de la carga del nucleón ⁴⁰).

El magnetismo de los estados de alto spin es importante para el estudio de la aditividad de los factores giromagnéticos que contribuyen a la renormalización del operador M1. Asimismo se puede observar el bloqueo en el proceso de polarización M1.

Por estas razones resulta interesante disponer de los valores de los factores giromagnéticos de los estados de alto spin.

En este capítulo se describe una medición del factor g del estado isomérico de $0.75 \mu\text{s}$ en ^{210}At . El nivel posee una energía de excitación de 2549 keV y fue observado en el trabajo descrito en el capítulo 7, donde se le asignó la configuración

$$\{\pi (h_{9/2})^2 (i_{13/2})^{-1} (p_{1/2})^{-1}\}_{15^-}$$

y se sugirió el modo de decaimiento indicado en la Figura 38.

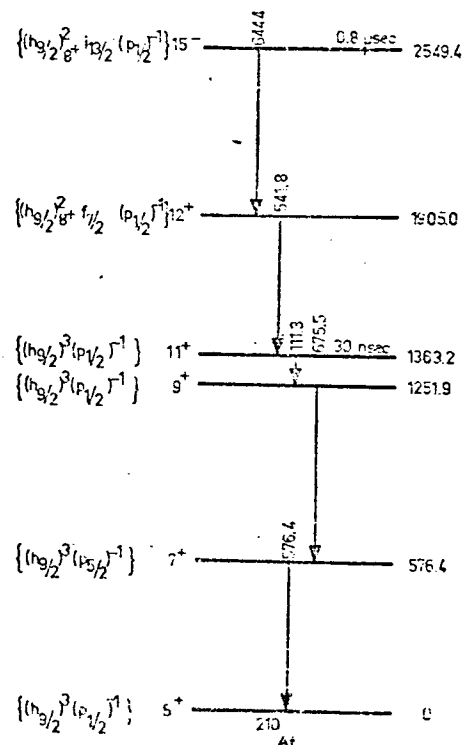


Figura 38. Decaimiento del estado 15^- en ^{210}At .

9.2 Método Experimental.

Para poblar el estado 15^- en ^{210}At se usó la reacción $^{209}\text{Bi}(\alpha, xn)^{210}\text{At}$ en el haz externo del ciclotrón de 225 cm de Estocolmo. Los experimentos preliminares (ver capítulo 7) mostraron que es posible poblar el estado 15^- en ^{210}At con razonable intensidad usando partículas α de 43 MeV (máxima energía del haz). La vida media del estado a observar es $0.75 \mu\text{s}$, siendo por lo tanto necesario pulsar artificialmente el haz, cuyo período natural es 125 ns. Con este propósito se usó el equipo pulsador descrito en el capítulo 4.

Como se ha explicado, cuando se desea efectuar una medición de g en haz pulsado, es necesario comparar la vida media del estado isomérico $T_{1/2}$ con el tiempo de repetición de los pulsos de haz T_B . Si $T_{1/2} \gg T_B$, entonces la distribución temporal de los rayos γ puede ser observada durante el tiempo T_B . Esta es la técnica convencional de correlaciones angulares perturbadas (diferencial), descrita, por ejemplo en referencia 47).

Si $T_{1/2} \lesssim T_B$, habrá interferencia entre los rayos γ provenientes de estados formados por paquetes sucesivos y la distribución angular se destruirá, a menos que exista la condición de resonancia estroboscópica^{26,27)}. En este caso la anisotropía será reforzada (ver Figura 39) y el factor giromagnético se obtiene de

$$g = \frac{\omega_L \hbar}{N B_{\text{res}}} = \frac{n \hbar}{N T_B B_{\text{res}}} \quad (9.1)$$

donde B_{res} es la intensidad del campo magnético externo en la condición de resonancia y n es un número entero. Si $n=1$ podemos definir la anisotropía por la cantidad

$$R = \frac{I(T_{B/4}) - I(3 T_{B/4}) \exp(\lambda T_{B/2})}{I(T_{B/4}) + I(3 T_{B/4}) \exp(\lambda T_{B/2})} \quad (9.2)$$

donde $I(t)$ indica la intensidad del rayo γ estudiado en el tiempo t y el factor $\exp(\lambda T_{B/2})$ toma en cuenta el decrecimiento de la intensidad debido al decaimiento radioactivo. La resonancia estroboscópica puede ser buscada variando la intensidad del campo magnético.

Se hicieron 3 experimentos independientes con modos de pulsado $k = 4, 4, 3$ (ver capítulo 6), para evitar posibles errores sistemáticos.

En la Figura 40 se muestra un diagrama de la electrónica empleada. Se obtuvieron espectros bidimensionales Tiempo-Energía en configuración de canales $32T \times 128E$. Se calibró la escala de tiempos en forma precisa usando pulsado natural para acumular un espectro de tiempos con espaciamientos de 125 ns

entre picos sucesivos.

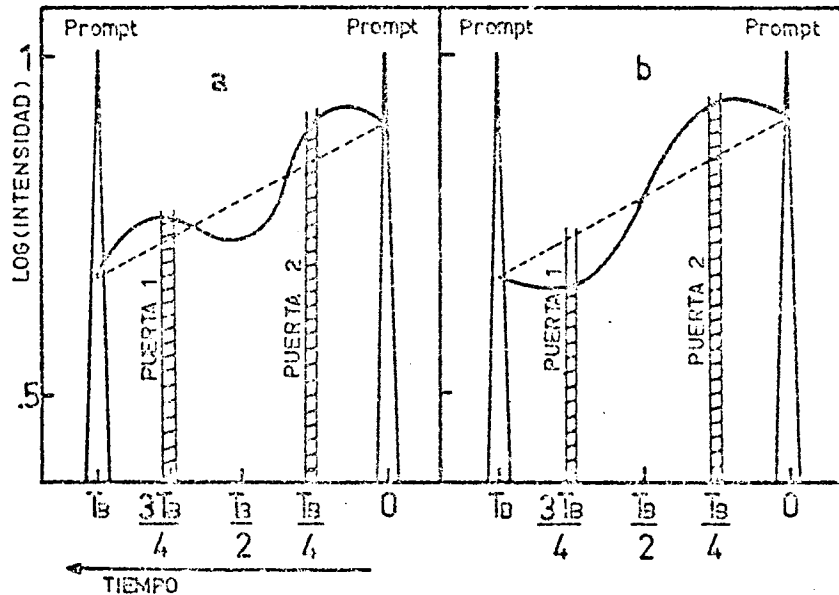


Figura 39. Método estroboscópico. La relación de intensidades de los rayos y retardados en $T_B/4$ y $3T_B/4$ es estudiada en función de la intensidad del campo magnético aplicado. Cuando un número entero de semiperíodos de la precesión de Larmor coincide con T_B , la anisotropía presenta un máximo y la distribución toma el aspecto ilustrado en b).

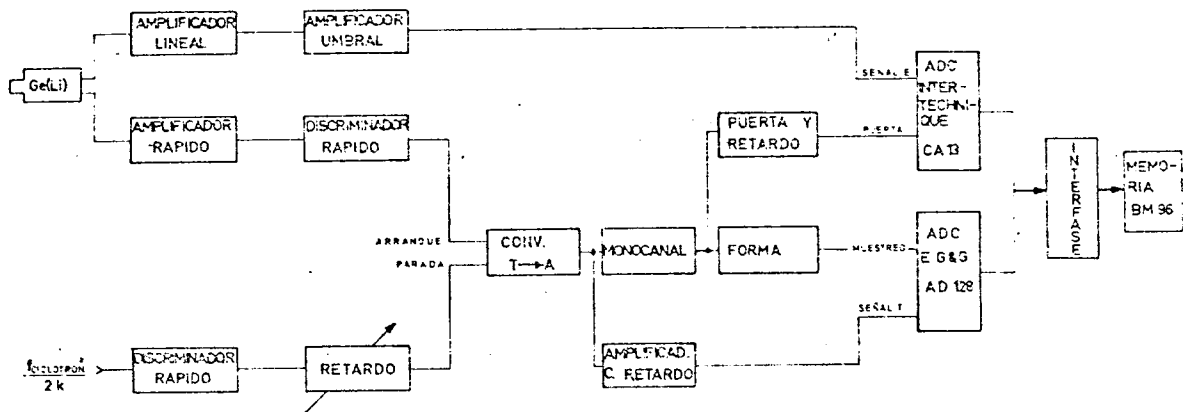


Figura 40. Electrónica.

En estas mediciones se usó un detector de Ge(Li) de 24 cm^3 colocado a 135° con respecto a la dirección del haz. La resolución en energía del sistema era 2.1 keV a 1332 keV.

El Bi posee estructura romboédrica, la cual puede presentar un campo hiperfino suficientemente fuerte como para destruir rápidamente el alineamiento de los núcleos. Por otra parte, el punto de fusión del Bi es relativamente bajo ($271.3\text{ }^{\circ}\text{C}$), lo que fue utilizado para mantenerlo en estado líquido y eliminar, de este modo el campo cristalino. Con este objeto se usó el porta-blancos descrito en el capítulo 8.

Se midió el campo magnético usando el método convencional de bobina móvil y se calibró el equipo contra un fluxímetro comercial de resonancia nuclear. El error total estimado en la determinación del campo magnético fue del orden del 0.5 %.

En la Figura 41 se muestra el valor de la anisotropía R definida por la (9.2) para el rayo γ de 541 keV , en función del campo magnético aplicado. Estos resultados se analizaron en la computadora RC4000 del Niels Bohr Institute, Risø, Dinamarca y el mejor ajuste a la curva de resonancia teórica ²⁷⁾ se muestra en la Figura 41 con trazo continuo.

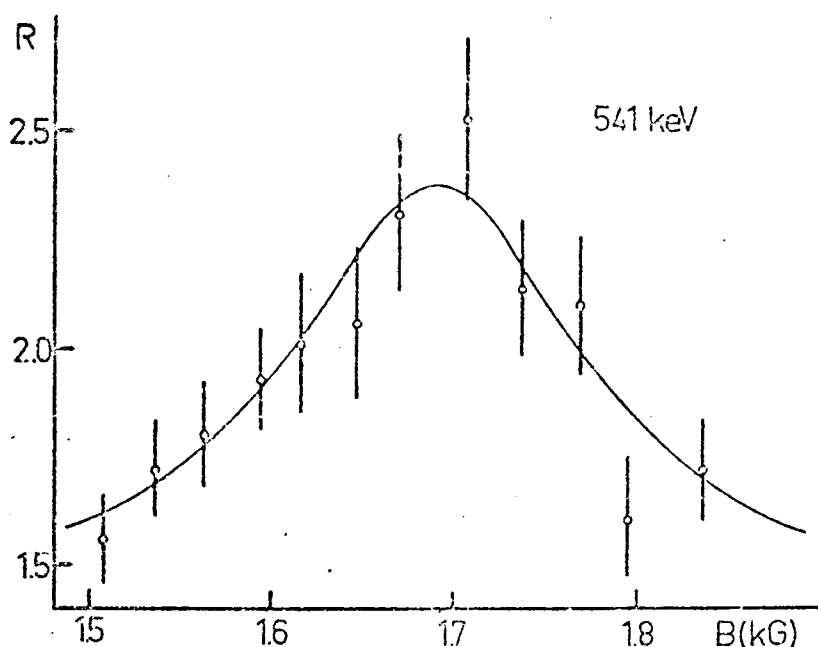


Figura 41. Anisotropía del rayo γ de 541 keV en función del campo magnético.

A partir del valor de la intensidad del campo magnético en el máximo de la resonancia y promediando los resultados para los rayos γ de 541 y 644.4 keV (ver Tabla 9.1) se obtiene

Tabla 9.1

Experimento	k	Energía γ (keV)	g (no corregido)
1	4	644	1.029 ± 0.026
2	4	644	1.029 ± 0.009
		541	1.046 ± 0.013
3	3	644	1.053 ± 0.007
		541	1.044 ± 0.006

$$g_{15^-} = 1.044 \pm 0.06 \quad (\text{no corregido})$$

$$g_{15^-} = 1.03 \pm 0.02 \quad (\text{corregido por efecto Knight})$$

La corrección de Knight fue tomada como $K = (1.41 \pm 0.02)\%$, que es el valor para Bi en Bi líquido⁵¹⁾. Se ha supuesto que el corrimiento de Knight para At en Bi es el mismo. A causa de esta incertidumbre se incrementaron los límites del error asignado al resultado.

9.3 Conclusiones.

De acuerdo al trabajo descrito en el capítulo 7, la configuración del estado 15^- en ^{210}At sería

$$\{\pi[h_{9/2}]^2 (i_{13/2})_{29/2^-} \nu(p_{1/2})^{-1}\}_{15^-}$$

Para la discusión del factor giromagnético esperado para este estado es conveniente escribir la configuración en la forma siguiente

$$\{\pi(h_{9/2})^2_{8^+} \pi(i_{13/2})_{13/2^+} \nu(p_{1/2})^{-1}\}_{15^-}$$

Se sugiere así que el estado 15^- tiene una configuración de tres partículas y un agujero con máximo momento angular (stretched). El momento angular será

$$8 + 13/2 + 1/2 = 15$$

Si la configuración propuesta fuese correcta, el momento magnético del estado sería la suma de los momentos magnéticos de las componentes y el factor giromagnético puede ser calculado en forma simple usando la definición

$$\mu(15^-) = \mu(8^+) + \mu(13/2^+) + \mu(1/2^-) \quad (9.3)$$

$$g_{(15^-)} \cdot 15 = (g_{(8)} \cdot 8 + g_{(13/2)} \cdot 13/2 + g_{(1/2)} \cdot 1/2) \quad (9.4)$$

En la Tabla 9.2 se consignan los factores giromagnéticos conocidos experimentalmente. Reemplazando los valores en (9.4), resulta

Tabla 9.2

Momentos Magnéticos Experimentales

Configuración	$\mu eh/2Mc $	Deducido de	Referencia
$\pi(h_{9/2})^2_{8^+}$	$+ 7.29 \pm 0.08$	$g(8^+, ^{210}\text{Po})$	47
$\pi(i_{13/2})$	$+ 8.07 \pm 0.19$	$g(11^-, ^{210}\text{Po})$	49
$\nu(p_{1/2})^{-1}$	$+ 0.59$	$g(1/2^-, ^{207}\text{Pb})$	43

$$g_{(15^-)} = 1.06 \pm 0.03$$

Este valor está en buen acuerdo con el resultado del experimento que se describe aquí 1.03 ± 0.02 . Se puede concluir que el resultado de este experimento apoya fuertemente la configuración sugerida en el capítulo 7. Además, la coincidencia de los resultados indicaría que la configuración del estado 15^- es muy pura.

10. Estados de Tres Agujeros de Neutrón en ^{205}Pb con Configuraciones que Incluyen el Orbital $i_{13/2}$ ⁸⁷⁾.

10.1 Introducción

Las energías de los niveles excitados en ^{206}Pb fueron calculados por J. Blomqvist⁶⁸⁾ usando elementos de matriz de Kuo y Brown³⁵⁾ y fueron estudiadas experimentalmente en el trabajo descrito en el capítulo 5. En este caso, la comparación entre la teoría y el experimento ha mostrado un excelente acuerdo.

En vista de estos resultados se decidió extender este tipo de estudios al caso del ^{205}Pb , agregando al ^{206}Pb un agujero de neutrón.

En un cálculo que se describe en referencia 70) J. Blomqvist obtuvo las energías de los niveles excitados de tres agujeros de neutrón en ^{205}Pb , con configuraciones $(i_{13/2})^{-2}$ e $(i_{13/2})^{-3}$. Estos resultados mostraron que, como en el caso del ^{206}Pb , los estados de alto spin en ^{205}Pb podrían ser convenientemente estudiados usando la reacción $^{204}\text{Hg}(\alpha, 3n)^{205}\text{Pb}$.

El Q de la reacción es -23 MeV. Para la máxima energía α del ciclotrón de 225 cm (43 MeV), restan sólo 19 MeV para la excitación del núcleo compuesto. Se calculó la probabilidad de poblar estados de alto spin en la reacción mencionada y se encontró que sería difícil alcanzar el estado $(i_{13/2})^{-3}_{33/2^+}$ en ^{205}Pb . Sin embargo, la probabilidad de poblar el estado $\nu\{(i_{13/2})^{-2}_{p_{1/2}}^{-1}\}_{25/2^-}$ resultó mucho mayor y se podía esperar que el estado fuera fácilmente observable en los experimentos.

Según el resultado teórico los estados $33/2^+$ y $25/2^-$ son isoméricos, con vidas medias de 50 y 200 ns, respectivamente, siendo conveniente realizar el estudio experimental por medio de un haz pulsado con el objeto de medirlas.

En la Figura 42 se muestra el modo de decaimiento esperado de los niveles isoméricos mencionados que deberían desexcitarse por transiciones E2 con energías comprendidas entre 50 y 100 keV en competencia con rayos gamma E3 de energías cercanas a 1.5 MeV.

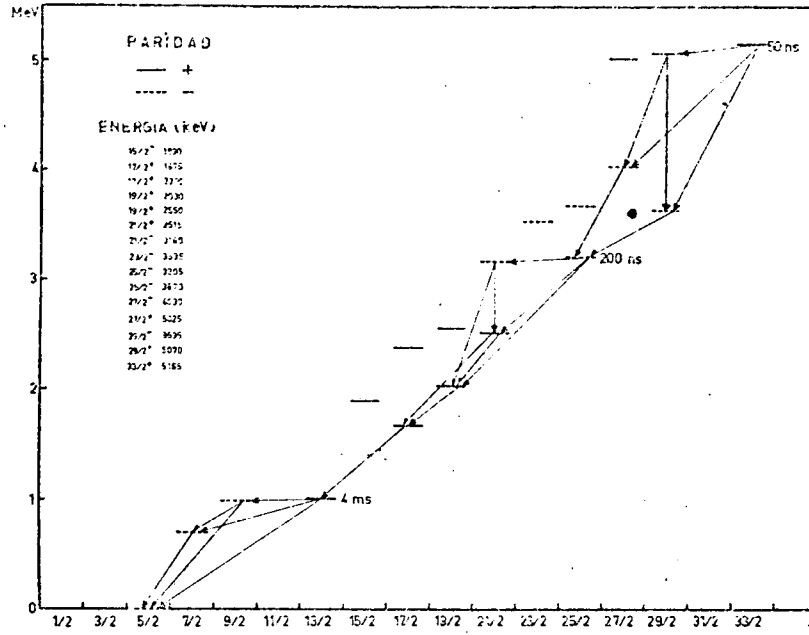


Figura 42. Esquema de niveles calculado. Los 4 niveles inferiores fueron tomados de referencia (69).

10.2 Experimentos.

Un blanco enriquecido (84%) de ^{204}HgO fue colocado entre dos películas delgadas de formvar y bombardeado en el haz externo de partículas α del ciclotrón.

El espesor del blanco era de 16 mg/cm^2 .

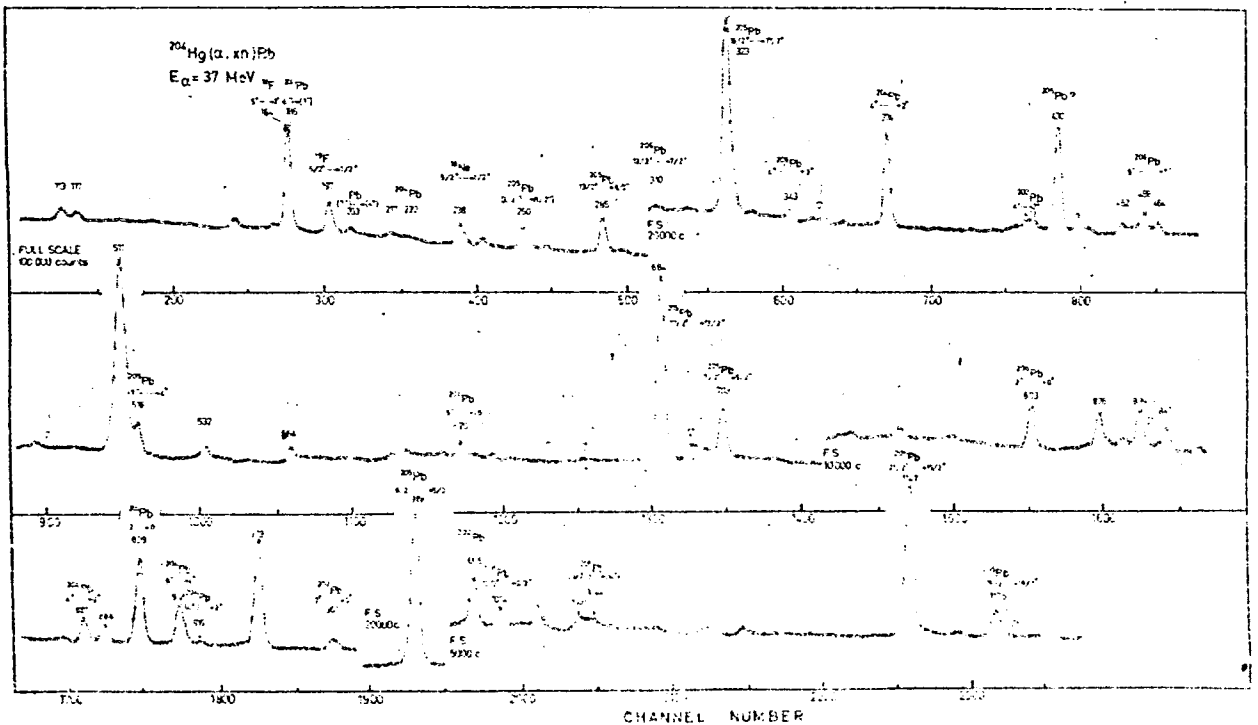


Figura 43. Espectro típico observado a $E_\alpha = 37 \text{ MeV}$.

Usando tres detectores de Ge(Li) cuyas características se indican en Tabla 10.1 se observaron rayos γ rápidos y retardados con energías comprendidas entre 0 y 2 MeV. La Figura 43 muestra un espectro típico observado a $E_{\alpha} = 37$ MeV usando el detector 1.

Tabla 10.1

Detectores usados en el experimento $^{204}\text{Hg}(\alpha, 3n)^{205}\text{Pb}$

Detector	Volumen cm ³	Tipo	Resolución en haz (keV)	Uso
1	43	Coaxial	3.0 a 1173	Funciones de excitación Distribuciones angulares Coincidencias
2	24	Coaxial	2.6 a 1173	Mediciones de tiempo
3	1	Plano	0,6 a 122	Baja energía γ Determinación precisa de energías

De acuerdo al cálculo presentado en Figura 42, se esperaban rayos γ y retardados provenientes del nivel $25/2^-$ con energías próximas a 50, 700, 650, 1180, 1130, 480, 840, 360 y 660 keV, alimentando el estado $13/2^+$ (1014 keV) previamente conocido.

Se usó el sistema de pulsado descrito en el Capítulo 4 para observar los rayos γ y retardados. Con la electrónica usada en referencia 18) se obtuvieron numerosos espectros bidimensionales tiempo-energía para distintas condiciones de pulsado del haz. Se calibró la escala de tiempos usando pulsado natural. En estas mediciones fueron observados cuatro rayos γ y retardados cuyo decaimiento se muestra en la Figura 44 los que, dentro del error experimental, mostraron la misma vida media. El valor de ésta, obtenida como promedio pesado resultó

$$\tau = (226 \pm 17)\text{ns}$$

Observando las curvas de decaimiento de Figura 44 se puede concluir, sin ambigüedad, que el rayo γ de 1175.1 keV proviene del decaimiento de un estado isomérico, puesto que no presenta componente rápida, la que está presente sin embargo en los otros tres rayos que tienen la misma vida media.

Se supuso tentativamente que el rayo de 1175.1 keV proviene del decaimiento del nivel $25/2^-$, siendo la transición esperada E3 que conecta este

estado con el nivel $19/2^+$. Resultó entonces natural colocar el rayo de 1147.4 keV (teoría 1130 keV) conectando los estados $21/2^-$ y $19/2^+$ y los rayos 323.2 keV y 683.5 keV (teoría 360 y 660 keV), conectando los estados esperados $19/2^+$, $17/2^+$ y $13/2^+$, respectivamente.

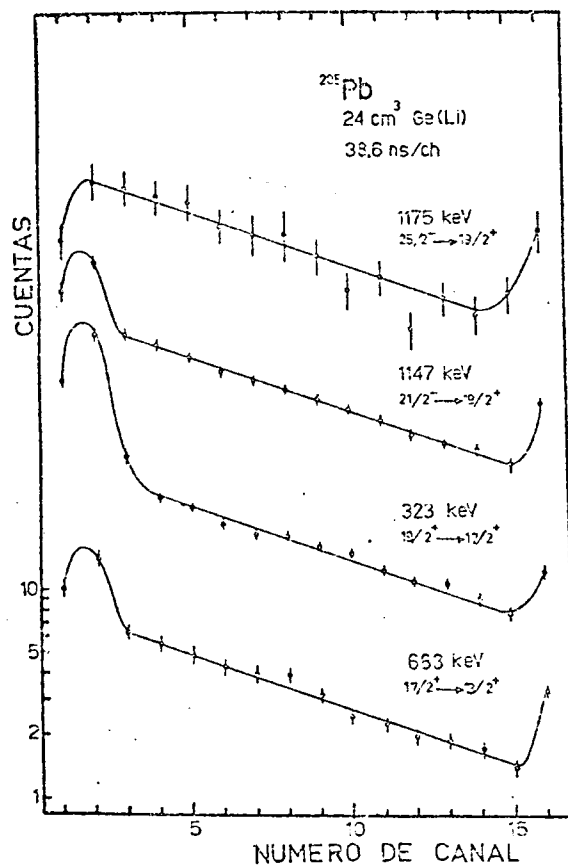


Figura 44. Curvas de decaimiento de los rayos γ que se desexcitan el estado $25/2^-$ en ^{205}Pb . La energía de bombardeo era 37 MeV.

Se esperaba además que los rayos γ asociados con el nivel $21/2^+$ fueran débiles (700 keV M2 + E3 en competición con 1180 keV E3).

Las mediciones de coincidencias, intensidades totales e intensidades rápidas y retardadas permitieron construir el esquema de niveles mostrado en la Figura 45.

En el decaimiento de Figura 44 y en la tabla 10.2 se observa que la contribución rápida al rayo de 1147 keV es menor que la de los rayos de 323 y 683 keV. Esto apoya la suposición de que el rayo γ de 1147 keV es emitido desde un nivel de mayor spin.

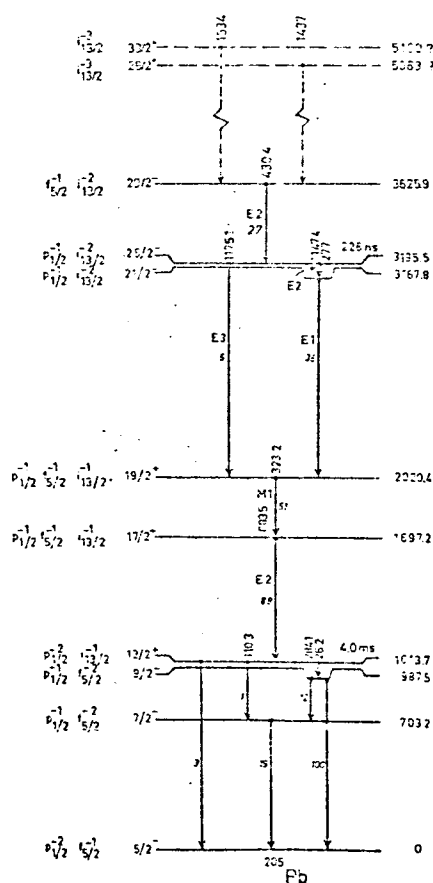


Figura 45. Esquema parcial de niveles propuesto para el ^{205}Pb de acuerdo a los experimentos descritos en este trabajo.

Tabla 10.2

Intensidades Relativas Rápidas y Retardadas

Energía γ keV	Intensidad Relativa		
	Rápida	Retardada	Total
1175	0 ± 5	12 ± 2	6 ± 3
1147	39 ± 10	96 ± 10	41 ± 15
323	73 ± 15	94 ± 9	58 ± 16
683	100 ± 20	100 ± 8	100 ± 20

Sin embargo de la medición esquematizada en la Figura 45 se obtiene una contribución rápida de 248 unidades al rayo de 323 keV. Puesto que este valor es mayor que la componente rápida del rayo de 683 keV (121 unidades), parecería errónea la secuencia de rayos γ mostrados en el esquema de niveles de Figura 45.

Sin embargo, repitiendo el experimento usando el detector 3 se encontró que el pico de 323 keV está compuesto por tres rayos y no resueltos por los detectores de mayor volumen. En la Figura 46 se muestra una región de este espectro conteniendo las componentes que contribuyen al pico de 323 keV. Suponiendo una contribución del 10 %, debida a los rayos γ de 324.6 keV y 325.3 keV (a $E_{\alpha} = 35$ MeV) y corrigiendo por la eficiencia de los detectores, se encuentran las intensidades rápidas listadas en la Tabla 10.2. Estas intensidades decrecen en la manera esperada para una secuencia de niveles de momento angular creciente.

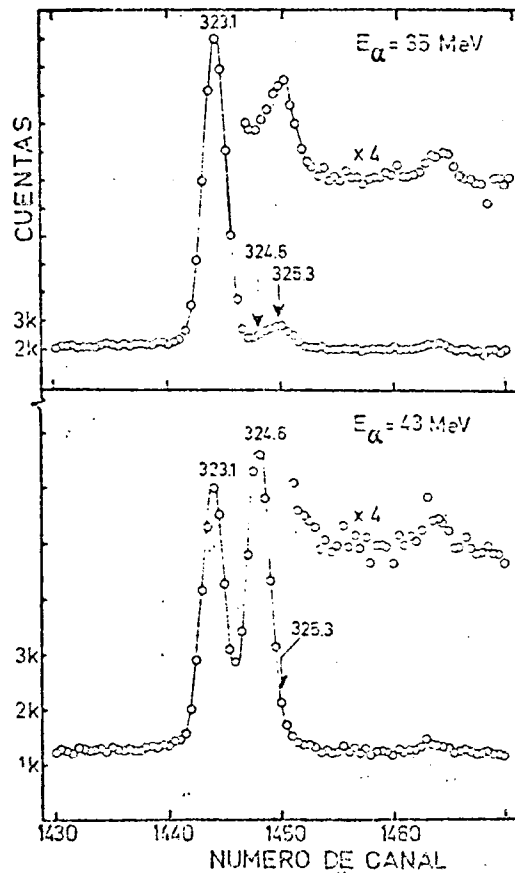


Figura 46. Espectro γ y de alta resolución obtenido por medio del detector 3 en la región del pico de 323 keV.

Los rayos γ de 324.6 keV y 325.3 keV no han sido identificados. De acuerdo a su función de excitación, el rayo γ de 324.6 keV podría deberse a alguna transición en ^{204}Pb .

El balance de las intensidades en el esquema de niveles propuesto requiere que las intensidades retardadas I^r cumplan la relación:

$$I_{1175}^r + I_{1147}^r = I_{323}^r = I_{683}^r$$

Las intensidades retardadas presentadas en la Tabla 10.2 cumplen satisfactoriamente con este requerimiento.

Los experimentos de coincidencia apoyan el esquema propuesto. Se usaron dos detectores de Ge(Li) tipo 1 (Tabla 10.1) en el dispositivo experimental descrito en ref. ⁶⁵⁾, con un tiempo de resolución $t_r \approx 100$ ns. La información de las coincidencias fue almacenada en modo evento x evento (4096 E x 4096 E) y analizadas fuera de línea en la computadora TRASK. La Figura 47 muestra los resultados de los experimentos de coincidencias que están en buen acuerdo con el esquema de niveles propuesto, al que dan un fuerte apoyo.

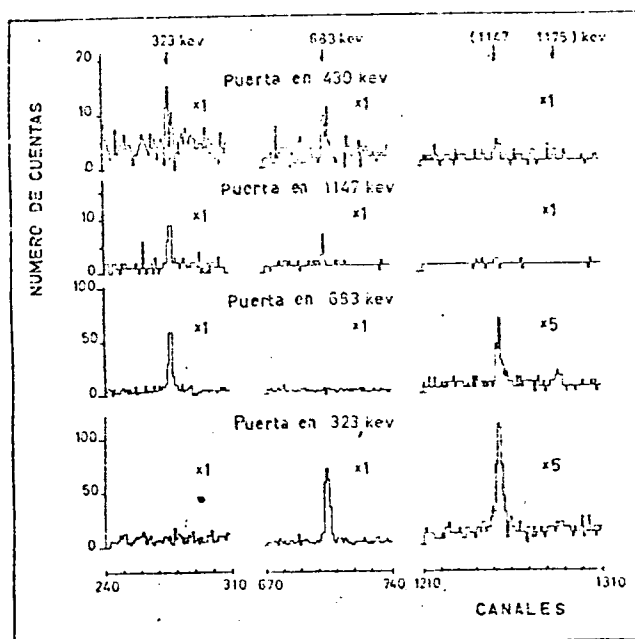


Figura 47. Porciones de los espectros de coincidencia interesantes para el esquema de niveles propuesto. El tiempo de resolución fue 100 ns.

Una evidencia adicional para la secuencia de niveles sugerida, se obtiene de las funciones de excitación de los rayos γ de 1175, 1147, 323 y 683 keV, presentadas en la Figura 48. Se normalizaron las intensidades y al rayo de 703.3 keV porque esta transición no es alimentada significativamente por el decaimiento de estados de alto spin.

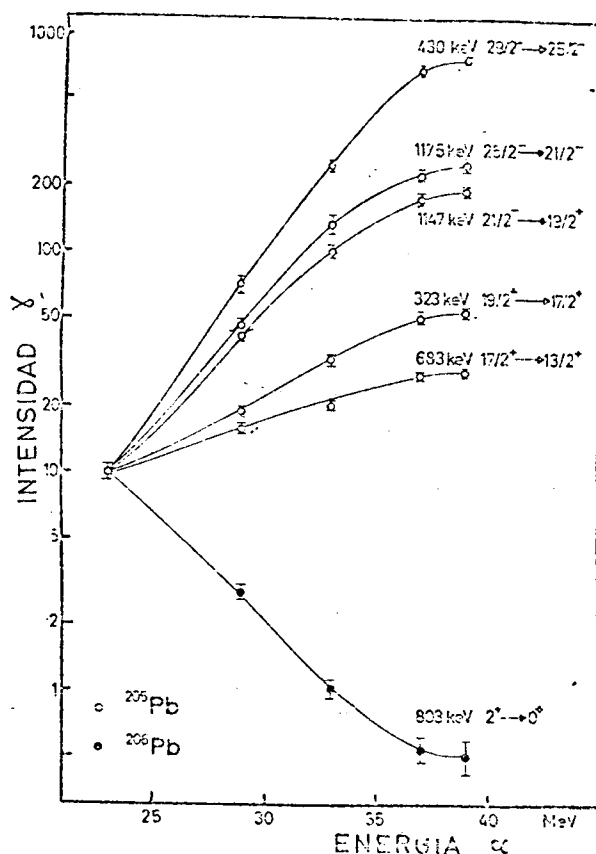


Figura 48. Funciones de excitación experimentales. Las intensidades χ' están normalizadas al rayo de 703.3 keV en ^{205}Pb . Se incluye para comparación la función de excitación del rayo γ de 803.3 keV en ^{206}Pb que muestra claramente que los restantes rayos γ no pueden asociarse a la reacción $(\alpha, 2n)$ en ^{204}Hg .

Los rayos γ de 1175 y 1147 keV muestran comportamientos análogos y sus pronunciadas funciones de excitación indican que son emitidos por estados de alto momento angular. Claramente, el rayo γ de 1175 keV proviene de un estado de spin ligeramente mayor que el de 1147 keV y los rayos de 323 keV y 683 keV de estados de spin menor, en ese orden.

El esquema de niveles propuesto en Figura 45 es probablemente correcto puesto que ha sido obtenido por medio de un número considerable de observaciones independientes, cada una de las cuales le da un apoyo parcial.

Cabe hacer notar que la evidencia experimental obtenida para las multipolaridades de los rayos γ es incompleta, excepto para la transición de 27.7 keV, la cual, aunque fue inferida indirectamente, puede ser sólo consistente con una asignación E2.

10.3 Conclusiones.

10.3.1 Energías de los niveles de Alto Spin.

Como se esperaba, la energía máxima de bombardeo $E_{\alpha} = 43$ MeV resultó demasiado baja para poblar en forma convincente el estado $(i_{13/2}^{-3})_{33/2}$ y sólo se logró obtener una evidencia experimental débil de la existencia de rayos γ que presumiblemente alimentan el nivel $25/2^{-}$ desde estados situados a mayor energía.

Tabla 10.3

Comparación de energías calculadas y observadas

Configuración	J^{π}	Energía Calculada keV	Energía Medida keV	Desviación
$p_{1/2}^{-1} \quad i_{13/2}^{-2}$	$25/2^{-}$	3207	3196	+ 11
$p_{1/2}^{-1} \quad i_{13/2}^{-2}$	$21/2^{-}$	3164	3168	- 4
$p_{1/2}^{-1} \quad f_{5/2}^{-1} \quad i_{13/2}^{-1}$	$19/2^{+}$	2029	2020	+ 9
$p_{1/2}^{-1} \quad f_{5/2}^{-1} \quad i_{13/2}^{-1}$	$17/2^{+}$	1672	1697	- 25

En la Tabla 10.3 se puede observar que entre los niveles teóricos y experimentales existe un excelente acuerdo. Sin embargo, esta concordancia podría ser fortuita, ya que en el cálculo descrito en referencia ⁷⁰⁾ la mezcla de configuraciones sólo se tomó en cuenta parcialmente a través de los elementos de matriz empíricos del ^{206}Pb .

10.3.2 Multipolaridad de los Rayos γ .

Las distribuciones angulares de los rayos γ que conectan niveles de alto momento angular deben estar en acuerdo con las multipolaridades esperadas en forma teórica. En particular se puede verificar que el signo de A_2 es el correcto. (Este signo es diferente para transiciones octupolares y cuadrupolares con respecto a las dipolares).

Tabla 10.4

Comparación de los coeficientes A_2 experimentales y teóricos

Energía γ keV	I_i	I_f	L	Experimental		Teórico	
				A_2	A_4	A_2	A_4
683	$17/2^+$	$13/2^+$	E2	0.29 ± 0.04	0.003 ± 0.04	0.42	-0.18
323	19^+	$17/2^+$	M1	-0.22 ± 0.05	-0.07 ± 0.07	-0.29	0
1147	$21/2^-$	$19/2^+$	E1	-0.17 ± 0.05	0.10 ± 0.05	-0.29	0
1175	$25/2^-$	$19/2^+$	E3	0.33 ± 0.04	0.08 ± 0.06	0.70	0.08
430	$29/2^-$	$25/2^-$	E2	0.30 ± 0.08	-0.2 ± 0.1	0.39	-0.15

En la Tabla 10.4 se comparan los valores de A_2 y A_4 teóricos y experimentales de las distribuciones angulares de los rayos γ . Se observa el buen acuerdo obtenido, que apoya las asignaciones de spin y paridad. Si bien los A_2 (exp) son aproximadamente un 25 - 50 % menores que los valores esperados, ésto se puede explicar si se admite un cierto grado de atenuación en la distribución angular causada por interacción hiperfina en el medio cristalino. (El blanco estaba formado por HgO sólido, como se mencionó en 10.2). Probablemente sería posible obtener una mejor coincidencia con los valores calculados si se midieran las distribuciones angulares de los rayos γ usando un blanco en estado líquido (ver capítulos 6 - 9).

10.3.3 Posibles rayos γ provenientes de los estados $(i_{13/2}^{-3})_{33/2^+}$, $(i_{13/2}^{-3})_{29/2^+}$ y $\{f_{5/2}^{-1} i_{13/2}^{-2}\}_{29/2^-}$

Se realizó una cuidadosa búsqueda de rayos débiles que pudieran corresponder a las siguientes transiciones esperadas por la teoría

- (1) $(i_{13/2}^{-3})_{33/2^+} \rightarrow (f_{5/2}^{-1} i_{13/2}^{-2})_{29/2^-}$ (~ 1530 keV)
- (2) $(i_{13/2}^{-3})_{29/2^+} \rightarrow (f_{5/2}^{-1} i_{13/2}^{-2})_{29/2^-}$ (~ 1436 keV)
- (3) $(f_{5/2}^{-1} i_{13/2}^{-2})_{29/2^-} \rightarrow (p_{1/2}^{-1} i_{13/2}^{-2})_{25/2^-}$ (~ 428 keV)

En el espectro γ han sido observados tres rayos que podrían corresponder a las transiciones esperadas. Sus energías son 1534 ± 1 , 1437 ± 1 y 430.4 ± 0.1 keV. Como se puede observar en la Figura 48 la función de excitación

del rayo γ de 430 keV estaría de acuerdo con la suposición de que es emitido desde un nivel de mayor spin que los rayos de 1175 y 1147 keV. De este modo, tanto la energía como la función de excitación permite suponer que el rayo de 430 keV corresponde a la transición (3). Esta transición debe ser muy pura E2 ya que se debe al simple cambio de un agujero de neutrón

$$f_{5/2}^{-1} \rightarrow p_{1/2}^{-1}$$

Se puede observar en la Tabla 10.4 que los coeficientes de la distribución medidos, A_2 y A_4 , corresponden bien a una transición cuadrupolar. Como era de esperar, el rayo γ de 430 keV es retardado, pero su curva de decaimiento indica la presencia de componentes de vida corta y larga, lo que no corresponde al esquema esperado.

Usando partículas α de 43 MeV no ha sido posible poblar los estados $33/2^+$, $29/2^+$ y $29/2^-$ con suficiente intensidad como para poder medir funciones de excitación completas y observar sus correspondientes curvas de decaimiento.

La información obtenida indica que el rayo γ de 1437 keV presenta una vida media probablemente menor que 100 ns. Para obtener resultados más confiables será necesario realizar nuevos experimentos con mayor energía de bombardeo.

10.3.4 Cargas Efectivas.

Es bien conocido que un neutrón "no puede" sufrir una transición cuadrupolar eléctrica. Sin embargo, empíricamente es sabido que el neutrón efectúa esas transiciones con valores grandes de la probabilidad de transición B (E2). Esto es una convincente evidencia de que el neutrón se acopla con modos cuadrupolares colectivos en el carozo de ^{208}Pb .

Se puede asignar al neutrón una carga efectiva, que es una medida del acoplamiento con el carozo. Recientemente (ver capítulo 5 y referencia ⁴⁰) se encontró que la carga cuadrupolar efectiva del neutrón, obtenida a partir de la transición E2 $(i_{13/2}^{-2})_{12^+} \rightarrow (i_{13/2}^{-2})_{10^+}$ en ^{206}Pb vale 0.96 ± 0.04 cargas protónicas. Este valor de la carga efectiva indica la existencia de vibraciones cuadrupolares isoescalares (~ 10 MeV) e isovectoriales (~ 20 MeV) en ^{208}Pb . Por eso se ha considerado interesante tratar de llegar en forma independiente a otra determinación experimental de la carga efectiva del agujero de neutrón en el orbital $i_{13/2}$.

Se esperaba efectuar esta observación a partir de la transición $(i_{13/2}^{-3})_{33/2^+} \rightarrow (i_{13/2}^{-3})_{29/2^-}$ en ^{205}Pb que debiera ser muy pura, pero como

se explicó en lo que antecede, debido a la baja energía máxima del haz de partículas α , el estado $33/2^+$ no fue poblado con la intensidad apropiada para observar su decaimiento.

En lo que sigue se intenta obtener la misma información en base a la transición E2 observada $(i_{13/2}^{-2} p_{1/2}^{-1})_{25/2^-} \rightarrow (i_{13/2}^{-2} p_{1/2}^{-1})_{21/2^-}$. En primer lugar se supondrá que se trata de una transición pura y en una segunda etapa se incluirán las posibles mezclas de configuraciones.

La carga efectiva se obtiene comparando el valor $B(E2)$ experimental con el mismo valor estimado teóricamente

$$B(E2)_{\text{exp}} = \frac{0.5658}{\tau(1+\alpha)(1+\beta)E_{\gamma}^5} e^2 f_m^4$$

$$B(E2)_{\text{teor}} = \frac{66}{1495 \pi} e_{\text{ef}}^2 \langle i_{13/2} | r^2 | i_{13/2} \rangle^2$$

donde $\tau = (226 \pm 17) \text{ ns}$

α es el coeficiente de conversión interna en las capas K, L, M, N y

0 para el rayo de 27.7 keV, (conocido indirectamente como: $\alpha = 3070$).

β es la corrección por ramificación del estado isomérico = 0.125 ± 0.025

E_{γ} es la energía de la transición.

El elemento de matriz radial es $\langle i_{13/2} | r^2 | i_{13/2} \rangle = 43.1^{38}$. Con los valores indicados la carga efectiva para el agujero de neutrón $i_{13/2}$ resulta

$$e_{\text{ef}} = e (1.30 \pm 0.11)$$

en discrepancia con el valor encontrado en el capítulo 5 en ^{206}Pb (0.96 ± 0.04).

Es razonable suponer que la diferencia puede ser causada por la mezcla de configuraciones no incluida en el cálculo. Considerando sólo mezclas de $(i_{13/2}^{-2} f_{5/2}^{-1})$ e $(i_{13/2}^{-2} p_{1/2}^{-1})$ en la configuración de orden cero ($p_{1/2}^{-1} i_{13/2}^{-2}$), con teoría de perturbaciones en primer orden, se deben incluir las componentes

$$|25/2^- \rangle = [p_{1/2}^{-1} (i_{13/2}^{-2})_{12}]_{25/2} + \alpha_1 [f_{5/2}^{-1} (i_{13/2}^{-2})_{10}]_{25/2}$$

$$|21/2^- \rangle = [p_{1/2}^{-1} (i_{13/2}^{-2})_{10}]_{21/2} + \beta_1 [f_{5/2}^{-1} (i_{13/2}^{-2})_{12}]_{21/2} + \beta_2 [p_{3/2}^{-1} (i_{13/2}^{-2})_{12}]_{21/2}$$

Para calcular las amplitudes α_1 , β_1 y β_2 es posible reducir los

elementos de matriz no diagonales de interacción de estados con 3 a estados con 2 agujeros de neutrón. Se podrá así hacer uso de los elementos de matriz efectivos de 2 cuerpos de la interacción de Kuo y Brown (Tabla 10.5). Se tiene

Tabla 10.5

Elementos de matriz de interacción de Kuo y Brown para las configuraciones de dos neutrones en ^{205}Pb

Configuraciones				J^π	Elemento de Matriz (keV)
$p_{1/2}^{-1}$	$i_{13/2}^{-1}$	$f_{5/2}^{-1}$	$i_{13/2}^{-1}$	6^-	-57
$p_{1/2}^{-1}$	$i_{13/2}^{-1}$	$f_{5/2}^{-1}$	$i_{13/2}^{-1}$	7^-	-144
$p_{1/2}^{-1}$	$i_{13/2}^{-1}$	$p_{3/2}^{-1}$	$i_{13/2}^{-1}$	6^-	-46
$p_{1/2}^{-1}$	$i_{13/2}^{-1}$	$p_{3/2}^{-1}$	$i_{13/2}^{-1}$	7^-	+161

$$\begin{aligned}
 & \langle p_{1/2}^{-1} (i_{13/2}^{-2})_{12} ; 25/2 | V_{KB} | f_{5/2}^{-1} (i_{13/2}^{-2})_{10} ; 25/2 \rangle \\
 &= \sum_{J=6,7} 2 \left((1/2 \ 13/2) J, 13/2, 25/2 \mid 1/2, (13/2 \ 13/2)_{12}, 25/2 \right) \\
 & \quad \times \left((5/2 \ 13/2) J, 13/2, 25/2 \mid 5/2, (13/2 \ 13/2)_{10}, 25/2 \right) \\
 & \quad \times \langle p_{1/2}^{-1} i_{13/2}^{-1} ; J | V_{KB} | f_{5/2}^{-1} i_{13/2}^{-1} ; J \rangle \\
 &= (13/36064)^{1/2} (-57) + (120285/613088)^{1/2} (-144) = -65 \text{ keV}
 \end{aligned}$$

y, del mismo modo

$$\begin{aligned}
 & \langle p_{1/2}^{-1} (i_{13/2}^{-2})_{10} ; 21/2 | V_{KB} | f_{5/2}^{-1} (i_{13/2}^{-2})_{12} ; 21/2 \rangle \\
 &= \sum_{J=6,7} 2 \left((1/2 \ 13/2) J, 13/2, 21/2 \mid 1/2, (13/2 \ 13/2)_{10}, 21/2 \right) \\
 & \quad \times \left((5/2 \ 13/2) J, 13/2, 21/2 \mid 5/2, (13/2 \ 13/2)_{12}, 21/2 \right) \\
 & \quad \times \langle p_{1/2}^{-1} i_{13/2}^{-1} ; J | V_{KB} | f_{5/2}^{-1} i_{13/2}^{-1} ; J \rangle \\
 &= -(354900/2298296)^{1/2} (-57) + (472500/1386880)^{1/2} (-144) = -62 \text{ keV}
 \end{aligned}$$

y

$$\begin{aligned}
& \langle p_{1/2}^{-1} (i_{13/2}^{-2})_{10} ; 21/2 | V_{KB} | p_{3/2}^{-1} (i_{13/2}^{-2})_{12} ; 21/2 \rangle \\
&= \sum_{J=6,7} 2 \left((1/2 \ 13/2) \ J, \ 13/2, \ 21/2 \mid 1/2 \ (13/2 \ 13/2) \ 10 ; \ 21/2 \right) \\
&\quad \times \left((3/2 \ 13/2) \ J, \ 13/2, \ 21/2 \mid 3/2 \ (13/2 \ 13/2) \ 12 ; \ 21/2 \right) \\
&\quad \times \langle p_{1/2}^{-1} i_{13/2}^{-1} ; J \mid V_{KB} \mid p_{3/2}^{-1} i_{13/2}^{-1} , J \rangle \\
&= (354900/4102280)^{1/2} (-57) + (472500/6296959)^{1/2} (161) \\
&= 58 \text{ keV}
\end{aligned}$$

Con estos valores las amplitudes resultan

$$\alpha_1 = - \frac{\text{elemento de matriz}}{E(f_{5/2}^{-1}) - E(p_{1/2}^{-1})} = + \frac{65}{570} = 0.114$$

$$\beta_1 = - \frac{\text{elemento de matriz}}{E(f_{5/2}^{-1}) - E(p_{1/2}^{-1})} = - \frac{62}{570} = -0.109$$

$$\beta_2 = - \frac{\text{elemento de matriz}}{E(f_{5/2}^{-1}) - E(p_{3/2}^{-1})} = - \frac{58}{898} = -0.065$$

Las energías de los estados de un agujero de neutrón han sido tomadas de referencia ⁷⁰⁾.

Ahora es posible calcular el elemento de matriz de transición E2.

$$\begin{aligned}
& \sqrt{\frac{1}{26}} \langle 21/2^- \parallel \Sigma r^2 Y_2 \parallel 25/2^- \rangle \\
&= \sqrt{\frac{66}{1495\pi}} \langle i_{13/2}^{-1} | r^2 | i_{13/2}^{-1} \rangle + \alpha_1 \sqrt{\frac{1}{4\pi}} \langle p_{1/2}^{-1} | r^2 | f_{5/2}^{-1} \rangle \\
&\quad + \beta_1 \sqrt{\frac{231}{6500\pi}} \langle p_{1/2}^{-1} | r^2 | f_{5/2}^{-1} \rangle + \beta_2 \sqrt{\frac{22}{125\pi}} \langle p_{1/2}^{-1} | r^2 | p_{3/2}^{-1} \rangle \\
&= -5.1 - 1.0 - 0.4 - 0.6 = -7.1 f_m^2
\end{aligned}$$

La probabilidad reducida de transición resulta

$$B(E2)_{\text{teor}} = 7.1^2 e_{\text{ef}}^2 f_m^4 = 50 e_{\text{ef}}^2 f_m^4$$

Hasta aquí se ha supuesto que la carga efectiva es independiente del orbital, lo que no es muy exacto⁴⁰⁾. Existen pequeñas variaciones de e_{ef} dependientes de la órbita pero considerando la precisión de este cálculo no es necesario tenerlas en cuenta.

Con el nuevo valor de $B(E2)_{teor}$ se obtiene

$$\frac{e_{ef}}{e} = \sqrt{\frac{B(E2)_{exp}}{B(E2)_{teor}}} = 0.94 \pm 0.08$$

en excelente acuerdo con el valor mencionado previamente $e_{ef}/e = 0.96 \pm 0.04$, correspondiente a la transición $12^+ \rightarrow 10^+$ en ^{206}Pb . Esta concordancia puede ser considerada como una nueva evidencia en apoyo a la suposición de la existencia de resonancias cuadrupolares gigantes (isoescales e isovectoriales) en el carozo de ^{208}Pb . Además es un argumento más que apoya las configuraciones que se han asignado a los estados encontrados en este trabajo.

11. Factor de Retardo en la Transición E2 $6^+ \rightarrow 4^+$ en $^{146}_{64}\text{Gd}_{82}$

Kownacki y Rensfelt ⁷¹⁾ han mostrado que una de las propiedades observables experimentalmente en los isótonos $N=82$, es el gran retardo de las transiciones E2 que ocurren entre los estados $4^+ \rightarrow 2^+$.

En este trabajo se intenta estudiar el comportamiento de los isótonos $N=82$ en el caso en que el número de protones es $Z=64$, en el que podría ser observable el efecto de capa protónica, ya que las subcapas $1g_{7/2}$ y $2d_{5/2}$ están completas.

El estado 6^+ en ^{146}Gd fue poblado en la reacción $(\alpha, 2n)$ bombardeando un blanco metálico autoportante de ^{144}Sm , (enriquecido al 96%) en el haz externo del ciclotrón. Se usaron haces de partículas α naturalmente pulsados cuyas energías estaban comprendidas entre 20 y 43 MeV. En base a las funciones de excitación se determinó que la sección eficaz para la reacción $(\alpha, 2n)$ tiene su máximo a 33 MeV.

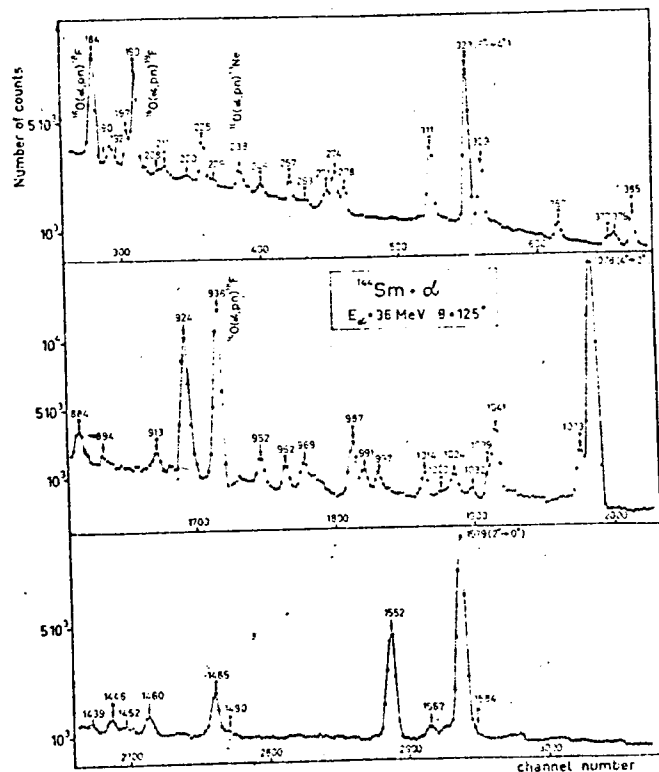


Figura 49. Espectro observado con un detector de $\text{Ge}(\text{Li})$ de 43 cm^3 durante el bombardeo de ^{144}Sm mediante partículas α de 39 MeV. Las flechas marcadas con x indican líneas pertenecientes a ^{146}Gd .

En la Figura 49 se muestra el espectro γ observado con un detector de Ge(Li) colocado a 125° con respecto al haz.

En la Figura 50 se observa el esquema parcial de decaimiento basado en el resultado de mediciones de funciones de excitación, distribuciones angulares, coincidencias γ - γ investigadas por medio de reacciones (α, xn) y vidas medias.

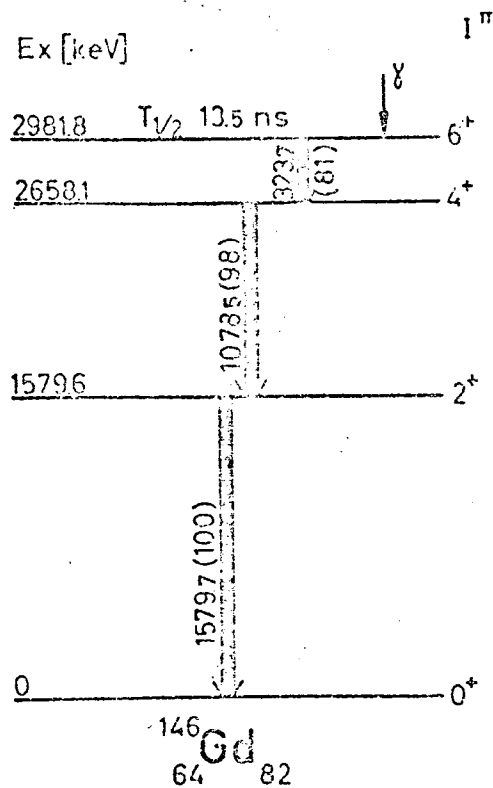


Figura 50. Esquema parcial de decaimiento basado en un estudio de la reacción $^{144}\text{Sm}(\alpha, 2n)^{146}\text{Gd}$ (72).

El modo de decaimiento, a través de una cascada E2 de máximo momento angular $6^+ \rightarrow 4^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$, al igual que lo encontrado en ^{144}Sm (72), ha sido también observada en ^{146}Gd . Sin embargo, las energías de excitación de los estados 4^+ y 6^+ y los desdoblamientos son mayores en este caso, debido, probablemente, a cambios en el factor de ocupación del protón en el núcleo de 82 neutrones, cuando los protones llenan los 5 orbitales de una partícula $1g_{7/2}$, $2d_{3/2}$, $3s_{1/2}$ y $1h_{11/2}$.

Ha sido sugerido un límite superior de 25 ns (72) para las transiciones retardadas en ^{146}Gd . Así, se realizó una búsqueda en la región $t < 25$ ns

usando la técnica convencional de coincidencias retardadas con pulsos sincronizados con la R.F. del ciclotrón. En pulsado natural, los paquetes de partículas α presentaban un ancho de 2-3 ns y alcanzaban el blanco con un tiempo de repetición de 125 ns.

El sistema electrónico usado para mediciones de tiempo ⁷³⁾ fue ajustado para la determinación de vidas medias en la región 5-100 ns con la configuración de memoria 32T x 128E.

El decaimiento bien conocido de las transiciones en oxígeno ⁷⁴⁾ (presente como contaminante del blanco) con energías de 197.3 y 238.5 keV (Figura 49) fueron usadas como control del funcionamiento del sistema.

En la Tabla 11.1 se presenta un resumen de los resultados de las mediciones del decaimiento de los contaminantes de oxígeno.

Tabla 11.1

Mediciones de Vidas Medias en Contaminantes de Oxígeno.

Reacción	Energía keV	$I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$	τ (ns)		
			Yamazaki ⁷⁴⁾	Becker ⁷⁴⁾	Este Trabajo
$^{16}\text{O}(\alpha, pn)^{18}\text{F}$	184.4	$5^+ \rightarrow 3^+$	150 ± 4	155 ± 15	154 ± 3
	939.2	$3^+ \rightarrow 1^+$	150		156 ± 6
$^{16}\text{O}(\alpha, p)^{19}\text{F}$	197.3	$5/2^+ \rightarrow 1/2^+$	88 ± 4	90 ± 1.6	89 ± 3
$^{16}\text{O}(\alpha, n)^{19}\text{Ne}$	238.5	$5/2^+ \rightarrow 1/2^+$	18 ± 2	18.3 ± 0.8	20 ± 2

En la Figura 51 se muestra la curva de decaimiento para el rayo γ de 323.7 keV que desexcita el estado 6^+ a 2981.8 en ^{146}Gd . El rayo de 311.4 keV, identificado ⁷²⁾ como una transición rápida en ^{146}Gd , es bastante cercano en energía al de 323.7 keV y resultó muy apropiado para observar el pico de coincidencia rápida y para obtener la resolución temporal del detector a esa energía (ver la curva de puntos en la Figura 51).

Del ajuste por cuadrados mínimos en varios conjuntos de mediciones de distribuciones de tiempo, se obtuvo el valor $\tau = 13.5 \pm 3.5$ ns para la vida media del nivel de 2981.8 keV en ^{146}Gd .

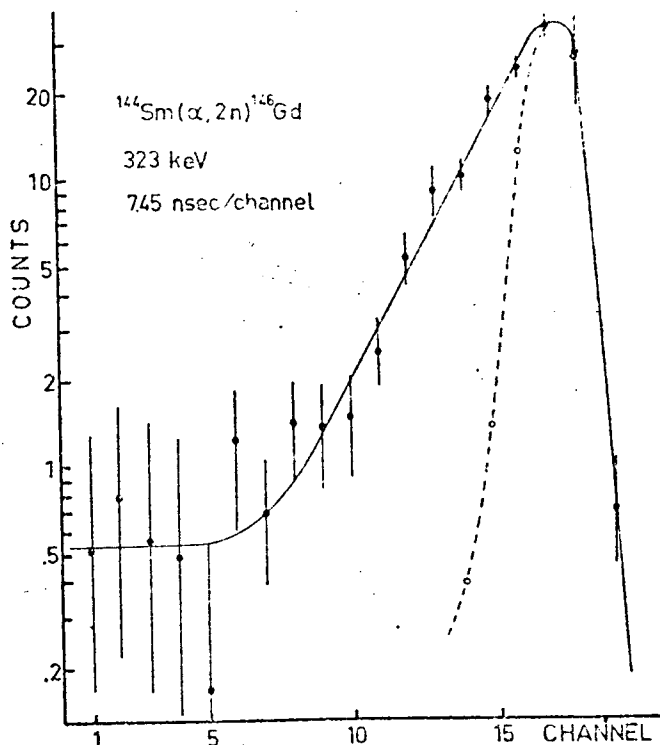


Figura 51. Curva de decaimiento del rayo γ de 323.7 keV observado entre los pulsos de haz de 125 ns de separación. La línea de puntos muestra la pendiente de 4 ns del pico rápido de 311.4 keV identificado también en el esquema de ^{146}Gd .

Los 3 prominentes rayos γ (323.7, 1078.5 y 1579.6 keV) que presentan la misma vida media (Figura 52) constituyen un fuerte apoyo para la existencia ⁷²⁾ de estados excitados con secuencia de momentos angulares $6^+ \rightarrow 4^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$ en ^{146}Gd , del mismo modo que en los demás isótonos doble-par N=82 conocidos.

A partir de la vida media observada y de la energía de la transición se obtiene un valor experimental de la probabilidad reducida de transición

$$B(E2, 6^+ \rightarrow 4^+)_{\text{exp}} = 11.3 \pm 3.1 \quad e^2 \text{fm}^4$$

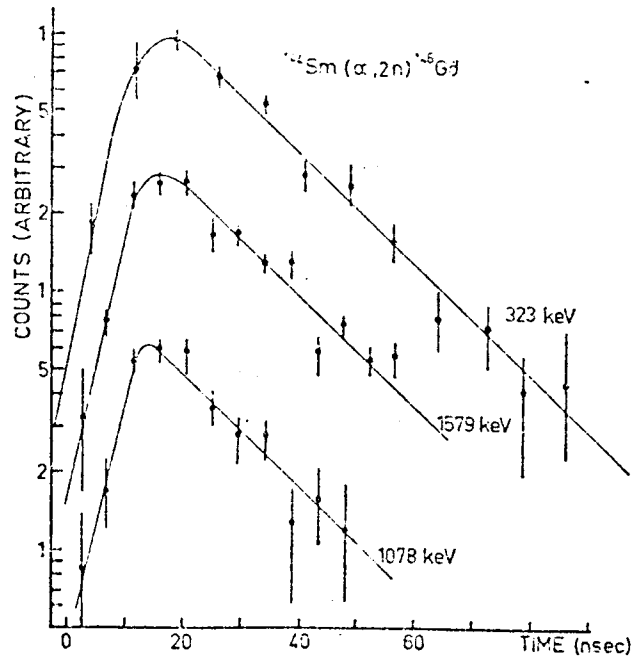


Figura 52. Curvas de decaimiento de los rayos γ que provienen del estado 6^+ en ^{146}Gd . El valor promedio de la vida media observada es $\tau = (13.5 \pm 3.5)$ ns.

Este valor puede, además, ser estimado teóricamente para una transición entre dos estados puros $|g_{7/2}^2; 6^+\rangle$ y $|g_{7/2}^2; 4^+\rangle$

$$B(E2, 6^+ \rightarrow 4^+)_{\text{teor}} = \frac{1}{2|1_i+1|} | \langle g_{7/2}^2; 4^+ || r^2 Y_2 || g_{7/2}^2; 6^+ \rangle |^2 \quad (11.1)$$

La discrepancia entre los valores experimental y teórico puede ser expresada a través de un factor de retardo

$$Fr = \frac{B(E2)_{\text{teor}}}{B(E2, 6^+ \rightarrow 4^+)_{\text{exp}}} = 2.5 \pm 0.6 \quad (11.2)$$

En la Tabla 11.2 se compilan los valores de los factores de retardo medidos para los isótonos $N=82$.

Es bien conocido que la presencia de correlaciones de apareamiento entre los nucleones modifica los valores de $B(E2)$ y que la introducción de una corrección debida a este efecto puede reducir las variaciones en los factores Fr observadas en la Tabla 11.2.

Tabla 11.2

Factores de retardo para $N = 82$

Núcleo	E_γ keV	τ (μ s)	Ref.	$B(E2, 6^+ \rightarrow 4^+)_{\text{exp}}$ $e^2 f_m^4$	Fr	P	P Fr
$^{134}_{52}\text{Te}$	115	0.16 \pm 0.02	75	67 \pm 0.8	0.42	0.355	0.15
$^{136}_{54}\text{Xe}$	197,5	2.8 \pm 0.6	75,76	0.53 \pm 0.01	50.2	0.054	2.7
$^{138}_{56}\text{Ba}$	192	0.8	76	2.0	13.8	0.008	0.11
$^{140}_{58}\text{Ce}$	24.8	6.5 \pm 1.5	77	16.6 \pm 3.7	1.7	0.061	0.10
$^{142}_{60}\text{Nd}$	108	16.5 \pm 0.5	77	0.90 \pm 0.03	31.3	0.290	9.1
$^{144}_{62}\text{Sm}$	132	0.88 \pm 0.02	71	5.35 \pm 0.30	5.3	0.314	1.64
$^{146}_{64}\text{Gd}$	324	0.0135 \pm 0.0035	Presente trabajo	11.3 \pm 2.9	2.5	0.549	1.4

Los factores de ocupación U y V se calculan en la forma usual. El parámetro de intensidad de apareamiento es $G = 0.16$ y las energías de una partícula son estado fundamental ($g_{7/2}$), $0.98\text{MeV}(d_{5/2})$ ⁷⁸⁾, $2.88\text{MeV}(d_{3/2})$, $3.2\text{MeV}(s_{1/2})$ y $2.18\text{MeV}(h_{11/2})$. Estas energías son las mismas que las usadas por Tamura y Udagawa ⁷⁹⁾.

La magnitud del retardo por apareamiento depende sensiblemente de la elección de los parámetros en las soluciones BCS y el factor P es, por lo tanto, incierto. Los factores de apareamiento calculados y los factores de retardo corregidos PFa se dan en la Tabla 11.2.

Se puede concluir en que la introducción de la correlación de apareamiento mejora el acuerdo entre las intensidades de transición calculadas y medidas. Sin embargo, para obtener una mejor coincidencia deberían ser tomadas en cuenta las mezclas de configuraciones más bajas en los estados 6^+ y 4^+ , por ejemplo el $2d_{5/2}$, discutido por Heyde y colaboradores ⁸⁰⁾.

Referencias

- 1.- H. Morinaga y P. C. Gugelot, Nucl. Phys. 46 (1963) 210
- 2.- R. M. Diamond y F. S. Stephens, Nucl. Phys. 45 (1963) 632
- 3.- a) S. Björnholm, J. Borggreen, H. J. Frahm y N.J. S. Hansen
Nucl. Phys. 73 (1965) 593
- b) T. W. Conlon, Ph D Thesis, Princeton University (1966)
- c) A. L. Mc Carthy y T. W. Conlon, Phys. Rev. 147 (1966) 881
- d) T. W. Conlon, R.A. Naumann y A. L. Mc Carthy,
Nucl. Phys. A104 (1967) 213
- e) T. W. Conlon, Nucl. Phys. A100 (1967) 545
- f) T. W. Conlon, Phys. Lett. 24B (1967) 661
- g) A. L. Mc Carthy, B. L. Cohen y L.H. Goldman, Phys. Rev. 137B (1965) 250
- 4.- T. Yamazaki y G. T. Ewan, Phys. Lett. 24B (1967) 278 ;
Nucl. Instr. and Meth. 62 (1968) 101
- 5.- H. Ejiri, M. Ishihara, M. Sakai, K. Katori y T. Inamura,
Phys. Lett. 18 (1965) 314
- 6.- R. M. Diamond, E. Matthias, J. O. Newton y F. S. Stephens,
Phys. Rev. Lett. 16 (1966) 1205
- 7.- I. Dostrovsky, Z. Fraenkel y G. Friedlander, Phys. Rev. 116 (1959) 683
- 8.- H. E. Kurz, E. W. Jasper, K. Fischer y F. Hermes, Nucl. Phys. A104 (1967) 213
- 9.- V. F. Weisskopf, Phys. Rev. 52 (1937) 295
- 10.- H. Hurwitz y H. A. Bethe, Phys. Rev. 81 (1951) 898
- 11.- S. Jhå gare, Res. Inst. for Phys. Ann. Rep. (1969) 50
- 12.- I. Bergström, Res. Inst. for Phys. Ann. Rep (1963) 111
- 13.- T. Yamazaki, Nuclear Data A3 (1967) 1
- 14.- R. Vandenbosch y J.R. Huizenga, Phys. Rev. 120 (1960) 1313
- 15.- S. Jhå gare y S. Hultberg, Res. Inst. for Phys. Ann. Rep. (1969) 150
- 16.- R. Brenn y H. Sphel, Proc. Int. Conf. on Nucl. Reactions Induced by
Heavy Ions, Heidelberg (1969), North Holland, Amsterdam, p 446
- 17.- E. Jaeschke, W. Reichardt, G. Ischenko, D. Frosch, B. Huber y E. Rinsdorf,
Nucl. Instr. and Meth. 71 (1969) 29

- 18.- I. Bergström, C. J. Herlander, P. Thieberger y J. Blomqvist,
Phys. Rev. 181 (1969) 1642
- 19.- E. Santi, Memoria FCFN, UNBA (1974)
A.Hashizume, H.Kumagai, Y.Tendow y T.Katou, Nucl.Instr.and Meth 119(1974)20
- 20.- H. Rotter, C. Heiser, W. D. Fromm y H. F. Brinkmann,
Nucl. Instr. and Meth. 98 (1972) 429
- 21.- N. S. Chen y J. H. Fremlin, Nucl. Instr. and Meth. 85 (1970) 61
- 22.- A. Filevich y M. Lagos, Nucl. Instr. and Meth. 122 (1974) 605
- 23.- T. Yamazaki, Invited Talk at the Int. Conf. on "Radioactivity
in Nucl. Spectroscopy", Nashville (1969)
- 24.- E. Matthias, L. Boström, A. Maciei, M. Salomon y T. Lindqvist,
Nucl. Phys. 40 (1963) 656
- 25.- R. Brenn, L. Lehman y H. Spehl, Nucl. Phys. A154 (1970) 358
T. Polga, W. M Roney, H. W. Kugel y R.R. Borchers,
Proc. Int. Conf. on Hyperfine Interactions in Excited Nuclei,
Rehovot, Israel, (1970) p 961
H. Spehl, S. G. Steadman, A. Weckherlin, H. A. Doubt, K. Hagemeyer,
G.J. Kumbartzki y K.-H. Speidel, Nucl. Phys. A215 (1973) 446
- 26.- J. Christiansen, H. E. Mahnke, E. Recknagel, D. Riegel, G. Weyer
y W. Witthuhn, Phys. Rev. Lett. 21 (1968) 554
- 27.- S. Nagamiya y K. Sugimoto, Osaka University Lab. of Nucl. Study Rep.
OULNS 69-3 (1969)
- 28.- I. Bergström , B. Fant, C. J. Herlander, P. Thieberger, K. Wikström y
G. Astner, Phys. Lett. 32B 1970) 476
- 29.- T. T. S. Kuo y G. E. Brown, Nucl. Phys. 85 (1966) 40
- 30.- K. Abrahamsson, H. Atterling, A. Blomqvist, S. Egnell, L. Harms-Ringdahl
C. J. Herlander, H. Jardemar, G. Printz, K.-Rensfelt, J. Sjökvist,
Ch. Svensson, J. Sztarkier y W. Widoff, Res. Inst. for Phys. Ann. Rep.(1973)
- 31.- O. Näslund, Thesis, Royal Inst. of Technology, Stockholm,(1968)
- 32.- J. D. Anderson y C. Wong, Nucl. Instr. and Meth. 15 (1962) 178
- 33.- H. Fauska, R.E. Karns y D. M. Drake, Nucl. Instr. and Meth. 72 (1969) 323

- 34.- K. Abrahamsson, H. Atterling, S. Egnell, A. Filievich, L. Harms-Ringdahl, H. Jardemar, K. G. Malmfors, K.-G. Rensfelt, J. Wiklund, J. Sztarkier y B. Åstrom, Res. Inst. for Phys. Ann. Rep. (1969) y (1970).
- 35.- G. Herling y T.T. S. Kuo,
Naval Research Lab. NRL Memorandum Report 2258 (1971).
- 36.- S. M. Smith, P. G. Roos, A. M. Bernstein y C. Moazed,
Nucl. Phys. A158 (1970) 497.
- 37.- J. Blomqvist y S. Wahlborn, Arkiv för Fysik 16 (1960) 545.
- 38.- O. Dragoun, H. C. Pauli y F. Schmutzler
Nuclear Data Tables A4 (1968) 1.
- 39.- Å. Bohr y B. R. Mottelson, Nuclear Structure Vol I, Benjamin (1969).
- 40.- G.- Astner, I. Bergström, J. Blomqvist, B. Fant y K. Wikström,
Nucl. Phys. A182 (1972) 219.
- 41.- A. Arima y H. Horie, Progr. Theor. Phys. 11 (1954) 509.
- 42.- R. S. Blin-Stoyle y M. A. Parks, Proc. Phys. Soc. A67 (1964) 885.
- 43.- J. Blomqvist, N. Freed y H. O. Zetterström, Phys. Lett. 18 (1965) 47
- 44.- H. A. Mavromatis, L. Zamick y G. E. Brown, Nucl. Phys. A80 (1966) 548
- 45.- H. A. Mavromatis y L. Zamick, Nucl. Phys A104 (1967) 17
- 46.- B. R. Mottelson, NORDITA Publ. 288 (1967)
- 47.- T. Yamazaki y E. Matthias, Phys. Rev. 175 (1968) 1476
T. Yamazaki, T. Nomura, T. Katou, T. Inamura, A. Hashizume y Y. Tendou,
Phys. Rev. Lett. 24 (1970) 317
- 48.- A. De Shalit e I. Talmi, Nuclear Shell Theory, Academic Press (1963)
- 49.- S. Nagamiya, T. Katou, T. Nomura y T. Yamazaki,
Phys. Lett 33B (1970)
T. Yamazaki, T. Nomura, S. Nagamiya y T. Katou,
Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 547
- 50.- K. H. Maier, K. Nakai, J. R. Leigh, R. M. Diamond y F. S. Stephens,
Nucl. Phys. A186 (1972) 97
- 51.- L. E. Drain, Metallurgical Review 12 (1967) 195
- 52.- F. D. Feiock y W. R. Johnson, Phys. Rev. Lett. 21 (1968) 785
- 53.- V. S. Shirley, en Hyperfine Structure and Nuclear Radiations,
E. Matthias y V. S. Shirley, Editores, North Holland (1968) App. C

- 54.- K. Sugimoto, A. Mizobuchi K. Nakai y K. Matsuda,
J. Phys. Soc. Japan 21 (1966) 213
- 55.- S. Wahlborn y J. Blomqvist, Nucl. Phys. A133 (1969) 50
- 56.- H. P. Yule, Nucl. Phys. A 94 (1967) 442
- 57.- J. I. Fujita y M. Hirata, Phys. Lett. 37B (1972) 237
- 58.- G. F. Bertsch, Phys. Lett. 28B (1968) 302
- 59.- S. Nagamiya y T. Yamazaki, Phys. Rev. C4 (1971) 1961
- 60.- I. Bergström, G. Astner, B. fant, C. J. Herrlander, P. Thieberger
y K. Wikström, Phys. Lett. 32B (1970) 476
- 61.- I. Bergström, B. Fant, C. J. Herrlander, K. Wikström y J. Blomqvist,
Physica Scripta 1 (1970) 243
- 62.- Yu. Karitonov, L. K. Peker y L. A. Sliv, Phys. Lett. 31B (1970) 277
- 63.- M. Alpsten, Å. Appelqvist y G. Astner, Physica Scripta 4 (1971) 137
- 64.- W. Gabsdil, Nucl. Phys. A120 (1968) 555
- 65.- R. D. McFarlane, D. F. Torgerson y R. A. Gough,
Phys. Rev. 174 (1968) 1494
- 66.- L. Harms-Ringdahl y J. Sztarkier, Nucl. Instr. and Meth. 108 (1973) 1
- 67.- K. H. Maier, J. R. Leigh, F. Pühlhofer y R.M. Diamond,
Phys. Lett. 35B (1971) 401
- 68.- J. Blomqvist, no publicado
- 69.- Table of Isotopes, C. M. Lederer, J. M. Hollander e I. Perlman
John Wiley and Son (1967)
- 70.- F. P. Brady, N. F. Peek y R. A Warner, Davis Report CNL-UCD 23
- 71.- J. Kownacki y K.-G. Rensfelt, Phys. Lett. 35B (1971) 153
- 72.- J. Kownacki, H. Ryde, V. Sergejev, Z. Sujkowski e I. Jarosiewicz,
Nucl. Phys. A196 (1972) 498 y Physica Scripta 5 (1972) 66
- 73.- P. Thieberger y C. J. Herrlander, Res. Inst. for Phys. Ann. Rep. (1968)
- 74.- T. Yamazaki y G. T. Ewan, Nucl. Phys. A134 (1969) 81
J. A. Becker, J. W. Olness y D. H. Wilkinson
Phys. Rev. 155 (1967) 1089

- 75.- W. John, F. W. Guy y J. J. Wesolowski
Phys. Rev. C2 (1970) 1451
- 76.- E. Monnard, J. Blachot, L. C. Carraz y A. Moussa,
Conference on the Properties of Nuclei Far From the Region of
Beta-Stability, Leysin (1970) 1119
- 77.- H. W. Baer, J. J. Reidy y M. L. Wiedenbeck
Nucl. Phys. A113 (1968) 33
- 78.- S. Borg, G. Holm y B. Rydberg, Res. Inst. for Phys. Ann. Rep. (1969)
- 79.- T. Tamura y T. Udagawa, Prog. Theor. Phys. 26 (1961) 847
- 80.- K. Heyde, M. Waroquier y G. Vanden Berghe, Phys. Lett. 35B (1971) 211
- 81.- K. Abrahamsson, A. Filevich, K.-G. Rensfelt y J. Sztarkier,
Nucl. Inst. and Meth. 111 (1973) 125
- 82.- I. Bergström, J. Blomqvist, B. Fant, A. Filevich, G. Lindén,
K.-G. Rensfelt, J. Sztarkier y K. Wikström,
Physica Scripta 3 (1971) 11
- 83.- K. Nakai, B. Herskind, J. Blomqvist, A. Filevich, K.-G. Rensfelt,
J. Sztarkier, I. Bergström y S. Nagamiya
Nucl. Phys. A189 (1972) 526
- 84.- K. Wikström, B. Fant, A. Filevich, K.-G. Rensfelt, J. Sztarkier e
I. Bergström, Physica Scripta 5 (1972) 126
- 85.- A. Filevich, K.-G. Rensfelt y J. Sztarkier
Nucl. Instr. and Meth. 98 (1972) 601
- 86.- A. Filevich, K.-G. Rensfelt, J. Sztarkier, K. Nakai e I. Bergström
Physica Scripta 5 (1972) 27
- 87.- I. Bergström, J. Blomqvist, A. Filevich y C. G. Lindén,
Physica Scripta 8 (1973) 5
- 88.- A. Filevich, J. Kownacki y H. Ryde, Nucl. Phys. A 176 (1971) 155

AGRADECIMIENTOS

Mi especial reconocimiento al Profesor I. Bergström por su guía y dedicación y por la excelente atmósfera de trabajo y hospitalidad que encontré en el Forskningsinstitutet för Atomfysik.

Agradezco a la Universidad de Chile y en especial a los Dres. S. Aburto y J. Zamudio por otorgarme la beca que me permitió realizar los trabajos descritos en esta tesis.

Agradezco también

a Pedro Thieberger por haber dirigido mi interés hacia la Física Nuclear Experimental y por la ayuda que me ha brindado en numerosas ocasiones.

a los coautores, en especial a K.G. Rensfelt, J. Sztarkier y C.G. Lindén por su contribución a estos estudios y por brindarme su apoyo y amistad.

a mis compañeros en el Laboratorio del Sincrociclotrón de la CNEA en especial a A.E. Ceballos, E. Maqueda, E. Pérez Ferreira y J. Testoni por su confianza y apoyo, brindándome la ocasión y el medio propicio para escribir este trabajo.

a M. Neufeld y J. Corvalán que han debido descifrar el manuscrito, por su valiosa ayuda.