

Tesis de Posgrado

Estudio de altos momentos angulares en 89Y

Davidson, Miguel

1978

Tesis presentada para obtener el grado de Doctor en Ciencias
Físicas de la Universidad de Buenos Aires

Este documento forma parte de la colección de tesis doctorales y de maestría de la Biblioteca Central Dr. Luis Federico Leloir, disponible en digital.bl.fcen.uba.ar. Su utilización debe ser acompañada por la cita bibliográfica con reconocimiento de la fuente.

This document is part of the doctoral theses collection of the Central Library Dr. Luis Federico Leloir, available in digital.bl.fcen.uba.ar. It should be used accompanied by the corresponding citation acknowledging the source.

Cita tipo APA:

Davidson, Miguel. (1978). Estudio de altos momentos angulares en 89Y. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires.
http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1554_Davidson.pdf

Cita tipo Chicago:

Davidson, Miguel. "Estudio de altos momentos angulares en 89Y". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1978.
http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1554_Davidson.pdf

EXACTAS UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



UBA

Universidad de Buenos Aires

TRABAJO DE TESIS DOCTORAL PRESENTADO POR EL

LICENCIADO MIGUEL DAVIDSON

ESTUDIO DE ALTOS MOMENTOS ANGULARES EN ⁸⁹Y

DIRECTOR DE TESIS : Dr.Horacio E. Bosch

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

MAYO 1978 .

Reg. N° 1554
ej. 2

1554

INDICE

Introducción	1
Capítulo I : Infraestructura y Calibraciones	
I.1. Introducción	3
I.2. Preparación del blanco de ^{87}Rb y ubicación	6
I.3. Montaje experimental para medición de espectros simples de radiación electromagnética	8
I.4. Calibraciones para espectros simples de radiación electromagnética procedente de reacciones nucleares. .11	
Capítulo II : Espectros simples de radiación electromagnética obtenidos por reacciones nucleares diversas sobre un blanco de ^{87}Rb enriquecido.	
II.1. Espectros simples	14
II.2. Funciones de excitación	21
II.3. Clasificación de las reacciones	38
Capítulo III : Determinación de la naturaleza de las transiciones electromagnéticas por medio de distribuciones angulares para la reacción nuclear ($\alpha, 2n\gamma$).	
III.1. Introducción	40
III.2. Montaje experimental	40
III.3. Mediciones	41
Capítulo IV : Determinación de la posición relativa de los niveles excitados del ^{89}Y por el método de coincidencias gamma-gamma.	
IV.1. Montaje experimental	48
IV.2. Mediciones	50
IV.3. Análisis de los resultados	63
Capítulo V : Discusión del esquema de niveles	
V.1. Introducción	73

V.2. Nivel fundamental, primero (908.8), segundo (1506.6) tercero (2529.8) y cuarto (2566.1) niveles excitados del ^{89}Y	73
V.3. Quinto nivel excitado (2894.3)	73
V.4. Los niveles excitados de 3107.0, 3342.7 y 4404.2 keV . .	74
V.5. Niveles excitados de 4449.7, 4792.9, 4888.6, 5263.4 y 5580.0 keV	76
V.6. Niveles excitados de 6051.3 y 6516.4 keV	76
Capítulo VI : Conclusiones	78
Agradecimientos	82
Referencias	83
Apéndice	85

INTRODUCCION

El propósito de este trabajo, es estudiar experimentalmente los estados de energía con alto impulso angular del $^{89}_{39}\text{Y}_{50}$ mediante la reacción $^{87}_{37}\text{Rb}_{50}(\alpha, 2n\gamma)^{89}_{39}\text{Y}_{50}$.

Con un objetivo similar, Arnell y colaboradores (referencia 8), estudiaron estados de alto impulso angular en el ^{87}Sr y ^{89}Sr .

Estos autores describieron dichos estados como el acoplamiento a un agujero de neutrón $g9/2$ y un neutrón $d5/2$ respectivamente al carozo del ^{88}Sr .

Hoffman-Pinther y Adams (referencia 19) usaron el modelo de acoplamiento del carozo de Thankappan y True (referencia 20) para describir los estados de bajo impulso angular del $^{89-90}\text{Y}$ y ^{89}Sr . Otro aspecto interesante de esta investigación es la comparación de los estados de alto impulso angular del ^{89}Y con los estados de alto spin del ^{87}Sr .

Los trabajos previos sobre la estructura de niveles del ^{89}Y , incluyen una gran variedad de reacciones nucleares, en los que se estudiaron fundamentalmente los estados de bajo spin.

El presente trabajo se realizó utilizando la infraestructura del Laboratorio de Física de la Comisión Nacional de Energía Atómica, así como también el instrumental de adquisición de datos para la detección de radiación electromagnética y las facilidades de computación del Ministerio de Bienestar Social.

El contexto del trabajo consta de seis capítulos. En el primero se detallan los aspectos de infraestructura y calibraciones. El segundo se refiere a la obtención de espectros de radiación electromagnética con detectores de $\text{Ge}(\text{Li})$, proveniente de las reacciones nucleares producidas al irradiar ^{87}Rb enriquecido con partículas alfa de diferente energía.

En este capítulo se realiza la clasificación de las reacciones nucleares y la descripción de las funciones de excitación de interés.

El capítulo III describe las experiencias sobre distribuciones angulares de las radiaciones gamma, proponiéndose la naturaleza y multipolaridad de las diferentes transiciones.

Las mediciones de coincidencia temporal-energía entre las diferentes transiciones electromagnéticas son descritas en el capítulo IV, proponiéndose un esquema de niveles de energía para el ^{89}Y .

La discusión de los resultados y las conclusiones están incluidas en los capítulos V y VI, respectivamente.

CAPITULO I

INFRAESTRUCTURA Y CALIBRACIONES

I.1 Introducción

El Sincrociclotrón instalado en la Comisión Nacional de Energía Atómica (sede central) acelera partículas alfa y deuterones, alcanzando las primeras una energía máxima de 55 MeV. El haz de partículas produce una corriente que tiene una estructura pul-sada fina y una gruesa; la primera es generada por la radio fre-cuencia de 10.5 MHz, mientras que la segunda se origina en la modulación de la radio frecuencia en un 4 % .

La modulación fina consiste en un grupo de pulsos de 3 nanose-gundos de duración, espaciados entre sí por 100 nanosegundos. La envolvente de estos pulsos origina la estructura gruesa con-sistente en pulsos de 25 microsegundos de duración, separados por un intervalo de 500 microsegundos. Esto se muestra esquemá-ticamente en la figura I.1.1

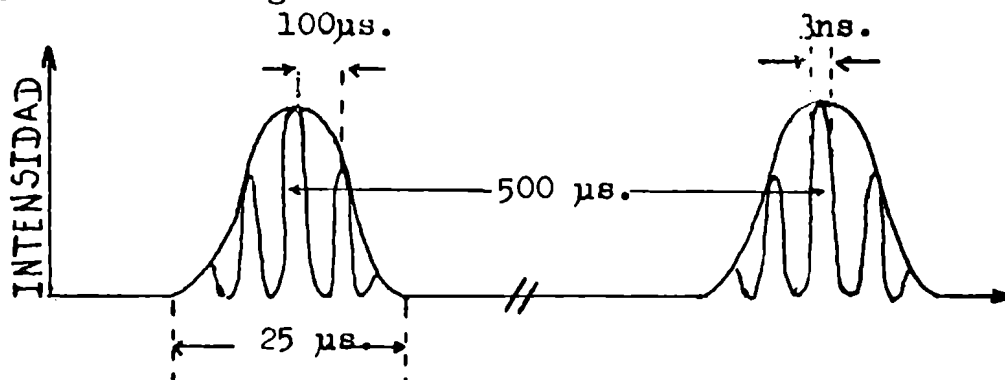


Figura I.1.1
Estructura temporal del haz de partículas alfa.
La intensidad está en unidades arbitrarias.

Esta estructura del haz permite la medición de espectros de ra-diación electromagnética proveniente de reacciones nucleares, tanto durante el pulso de corriente como en el intervalo de

500 μ segundos.

El haz de las partículas puede ser extraído a través de un tubo de salida y enfocado mediante un sistema electromagnético.

En las experiencias que fueron motivo de este trabajo, se utilizó el haz externo, el cual fue conducido a una cámara de reacción con una corriente típica de 2 μ Amper, de acuerdo con el esquema de la figura I.1.2, en el cual se ve un diagrama en bloque.

La cámara de reacción presenta el soporte del blanco, y fue construída de tal forma que permite ser rotada con su eje de giro en la dirección del haz de las partículas alfa.

El Sincrociclotrón cuenta además con un sistema degradador de la energía de las partículas alfa, que consiste básicamente en la interposición de hojas de Al (calibradas) de diferente espesor a la salida del haz externo (referencia 1). Ello permite realizar experimentos con partículas alfa de 30, 35, 40, 45, 50 y 55 MeV. Antes de realizar el experimento con cada energía, es necesario focalizar el haz. Para realizar esta operación se colocó en la cámara de reacción un portablancos de aluminio cubierto con una capa de sulfuro de zinc activado con plata, la que adquiere luminiscencia al interactuar con las partículas alfa.

Mediante el ajuste de un sistema de cuadrupolos que actúan como lentes magnéticas ubicados en el tubo de salida del haz, hizo posible su centrado. La visualización del mismo fue observada mediante un circuito cerrado de televisión incorporado al Sincrociclotrón, ya que la cámara de reacción está construída totalmente en lucite transparente. Esta se encuentra ubicada en un recinto especialmente diseñado (la cueva), con paredes y puerta aislantes a la radiación gamma así como a las partículas producto de la reacción.

Para más detalle del funcionamiento del Sincrociclotrón se puede ver en el apéndice 1, en el cual se da una breve introducción histórica, así como algunos fundamentos físicos y órdenes de magnitud del mismo.

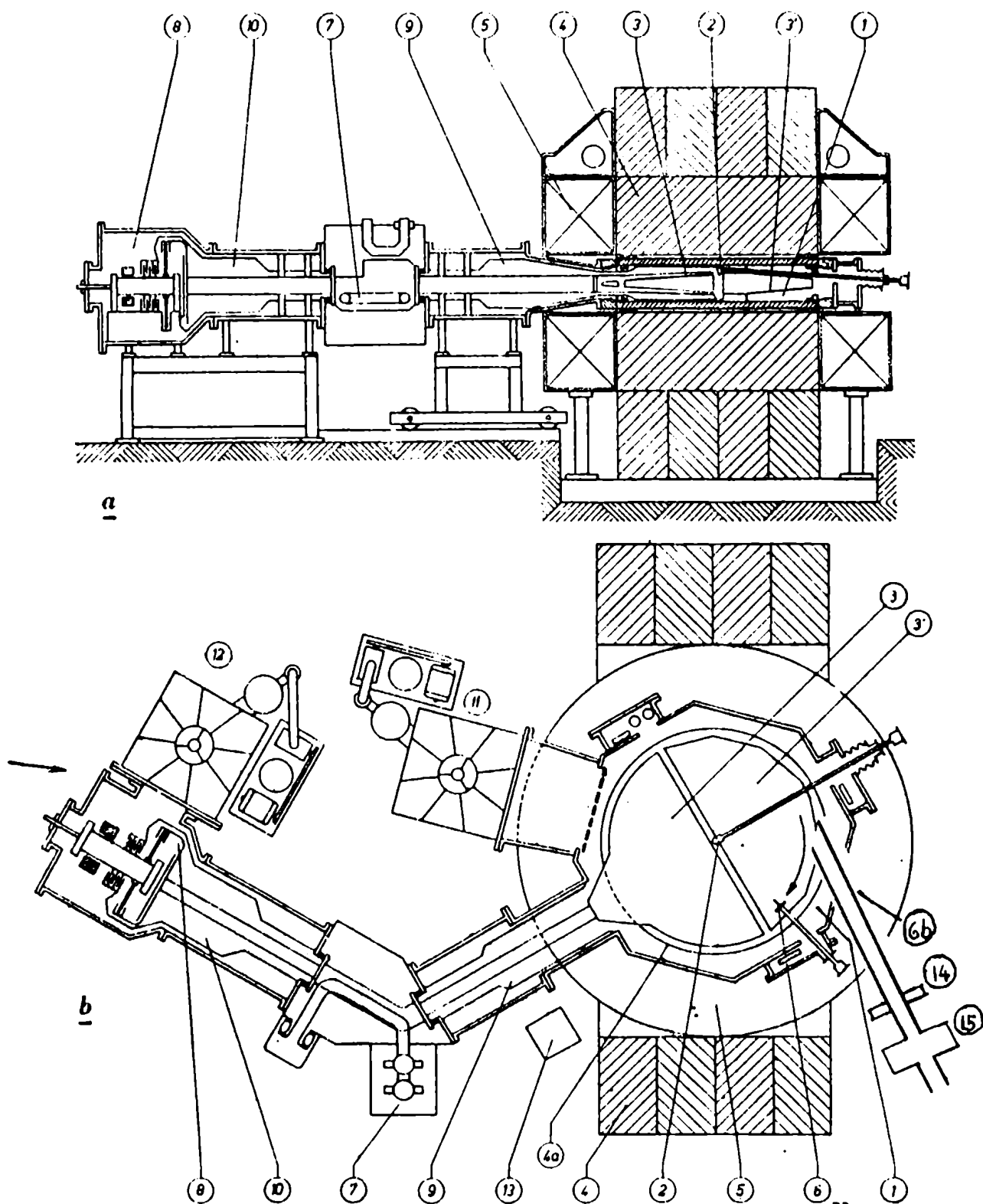


Figura I.1.2 : Esquema simplificado de la sección horizontal y vertical del sincrociclotrón PHILIPS de la C.N.E.A

1 cámara de aceleración evacuada, 2 fuentes de iones, 3 y 3' las des, 4 imán, 4a fase polar, 5 bobinas energizantes, 6 blanco interno, 6b tubo salida haz externo, 7 válvulas y otras partes del oscilador, 8 modulador, 9 y 10 líneas de transmisión coaxial, 11 12 bombas de vacío, 13 contador, 14 degradador energía haz externo, 15 cuadrupolos magnéticos.

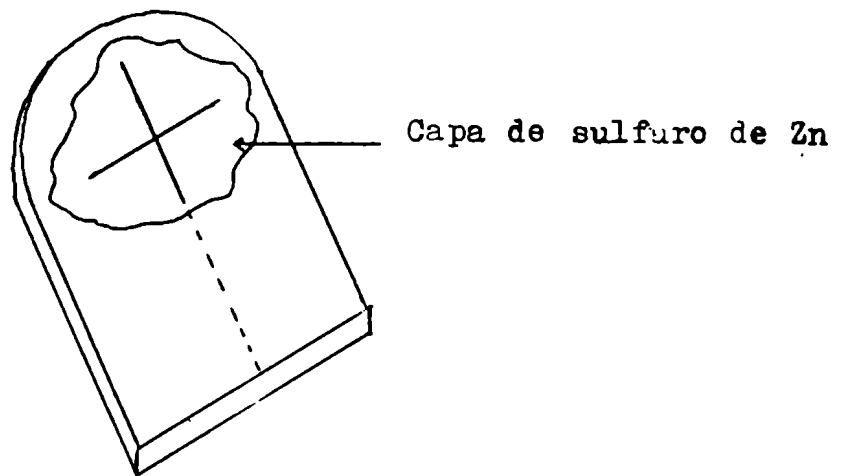


Figura I.2.1 : Portablanco de aluminio utilizado para el centrado del haz. Las dimensiones son iguales a la de la fig.I.2.2

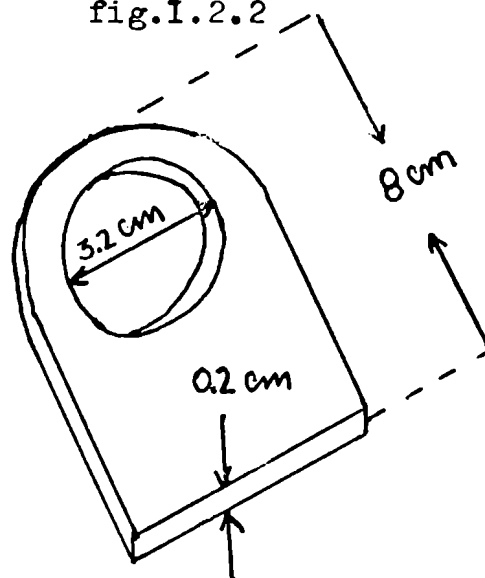


Figura I.2.2 : Portablanco de lucite transparente utilizado para la preparación de blancos.

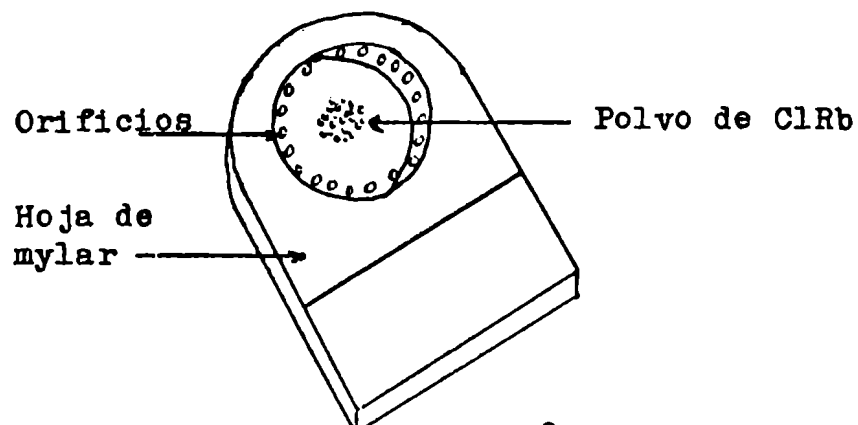


Figura I.2.3 : Blanco de ^{87}Rb terminado

I.3 Montaje experimental para la medición de espectros simples de radiación electromagnética

Se midieron 6 espectros simples de radiación electromagnética para 30, 35, 40, 45, 50 y 55 MeV de energía de partícula, durante un tiempo que osciló entre 2 y 3 horas para cada energía.

Los aparatos utilizados para este experimento fueron los siguientes :

Detector Ge(Li) ORTEC con las siguientes características: volumen activo 34 cm^3 , ventana de Al de .5 cm de espesor, 18.4 pF de capacidad total a 1000 volts, 2000 volts de bias positiva, 2.5 keV de resolución en 1332 keV y 6% de eficiencia. Este detector cuenta con el pre-amplificador incorporado.

Detector Ge(Li) NUCLEAR DIODES, similar al anterior.

Amplificador ORTEC modelo 451

Analizador multicanal INTERTECHNIQUE TRIDAC modelo BA 163

Impresor de cinta magnética AMPEX modelo TM 100-01

Graficador OMNIGRAPHIC modelo 6550

El detector fue colocado a 90° con respecto a la dirección del haz de las partículas alfa y a una distancia de 5 cm del blanco, que es la mínima distancia de acercamiento entre detector y blanco permitida por la cámara de reacción. Esta trabaja con un vacío de aproximadamente 10^{-6} mmHg, logrado mediante una bomba mecánica de vacío y una difusora. La operación de vaciado de aire se debe realizar tanto para el enfoque del haz como para la colocación del blanco.

En la figura I.3.1 se muestra un esquema en bloque tanto de la disposición geométrica como del circuito electrónico empleado. En ella también se señalan algunas dimensiones de la geometría utilizada para la medición.

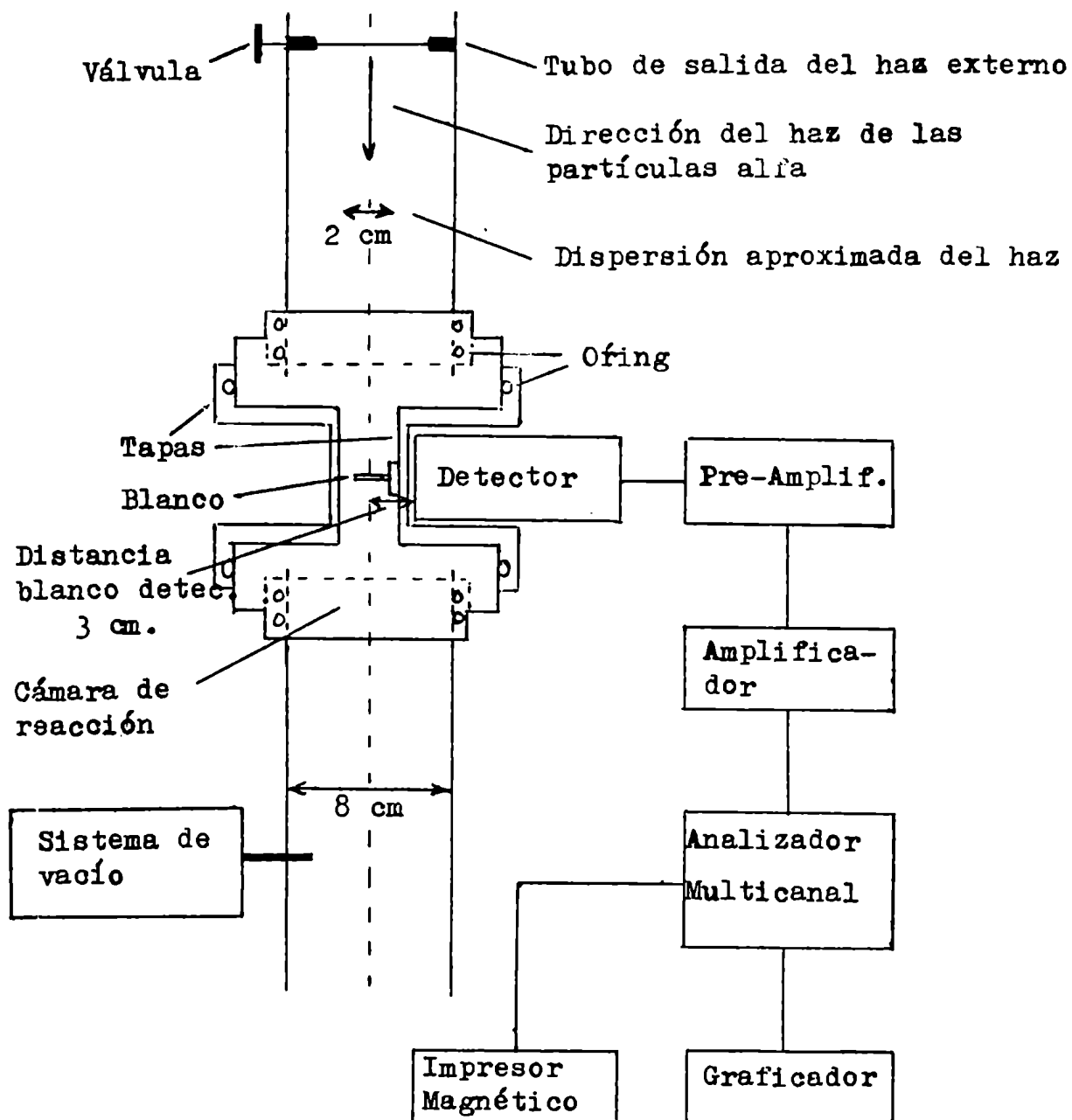


Figura I.3.1

Esquema en bloque y disposición geométrica. La cámara de reacción, el detector con pre-amplif. y el sistema de vacío se encuentran ubicados físicamente en la cueva, el resto de la electrónica en la sala de mediciones.

I.4 Calibraciones para espectros simples de radiación electromagnética procedente de reacciones nucleares.

Para llevar a cabo las mediciones de espectros simples se utilizó el detector Nuclear Diodos. Para las mediciones de coincidencias se usó indistintamente uno u otro detector Ge(Li) para el gate y display respectivamente. La señal analógica proveniente del detector fue acumulada en la memoria de un analizador multicanal, y luego almacenada en cinta magnética. Una segunda salida se usó para graficar los espectros, utilizando para ello un graficador.

Antes de la realización de cada experimento, se procedió a la calibración en energía de los detectores. Para ello se utilizó fundamentalmente la fuente radioactiva patrón de ^{152}Eu , la cual fue estudiada por L.L.Riedinger y colaboradores (referencia 4). Ellos determinaron las posiciones en energía de los rayos gamma con una incerteza de 0.12 keV, y las intensidades relativas de las mismas con un error del 5%. Estos datos se muestran en la tabla I.4.a. del apéndice III. A veces también se usaron para calibrar en energía las fuentes radioactivas de ^{60}Co y ^{22}Na . La primera tiene las líneas de 1173.2 y 1332.5 keV, la segunda el pico de 511 keV de aniquilación y el rayo de 1274.6 keV. La energía de las líneas espectrales quedaron determinadas con una incerteza de 0.3 keV en todo el rango del espectro, salvo para el caso de picos compuestos.

En la figura I.4.1 se muestra la curva de calibración en eficiencia utilizada (referencia 5), cuyos valores fueron verificados comparando la intensidad de cada una de las líneas del ^{152}Eu con las intensidades medidas por L.L.Riedinger. Por lo tanto las intensidades quedaron determinadas con una incerteza de $\sim 10\%$. Para observar con detalle la región de bajas energías (menores que 100 keV), se utilizó un pequeño detector Ge(Li) de rayos X

con 280 eV de resolución en 5 keV. Este detector fue calibrado con las líneas XK del ^{207}Bi y del ^{137}Cs , o sea 72.80, 74.97, 84.80 y 87.30 keV para el ^{207}Bi y 31.82, 32.19, 36.40 y 37.30 keV para el ^{137}Cs .

Para la puesta a punto en energía de los amplificadores antes de cada experimento, se usó una curva de calibración en energía calculada por cuadrados mínimos, utilizando un programa interno de una mini-computadora.

Los espectros de radiación de las fuentes patrones usadas para la calibración también fueron almacenados en cinta magnética, para cada una de las mediciones realizadas.

La cinta magnética junto con una rutina adecuada para tener acceso al programa SAMPO de computación (referencia 3) se procesó en la computadora IBM/360 del Ministerio de Bienestar Social, donde dicho programa se encuentra almacenado en disco.

El análisis hecho por este programa permitió esencialmente determinar las energías e intensidades de las líneas del espectro simple, aproximando su forma mediante una gaussiana y dos exponenciales, que ajustan las colas de los picos en las bajas y altas energías de los mismos. El fondo del espectro fue ajustado mediante un polinomio. Cuando esto último no fue posible hacerlo mediante el programa SAMPO, se realizó directamente en el analizador multicanal mediante integraciones adecuadas de las áreas para cada caso particular.

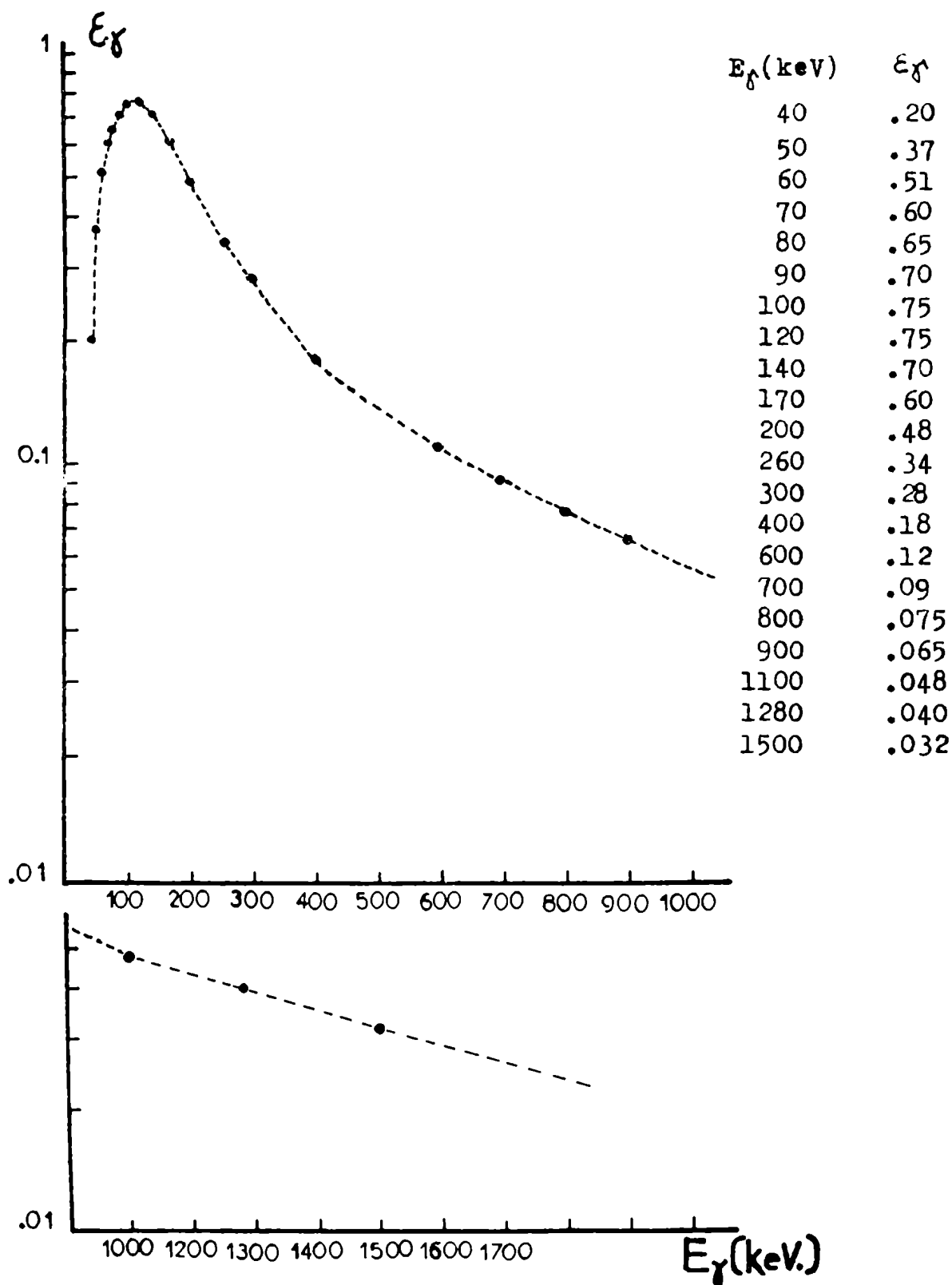


Figura I.4.1: Curva de calibración en eficiencia del Ge(Li) NUCLEAR DIODES, los errores están dados por el diámetro del punto experimental. (2.5% Aprox.)

CAPITULO II

ESPECTROS SIMPLES DE RADIACION ELECTROMAGNETICA OBTENIDOS POR REACCIONES NUCLEARES DIVERSAS SOBRE UN BLANCO DE ^{87}Rb ENRIQUECIDO

II.1 Espectros simples

Los gráficos de los espectros simples medidos a 30, 35, 40, 45, 50 y 55 MeV de partículas alfa se pueden ver en las figuras II.1.1 a la II.1.6 respectivamente.

En todos ellos se ha hecho un cambio de escala (en la memoria del multicanal) a partir de los 450 keV. La razón es que de esta forma pueden verse con más detalle las líneas espectrales en las altas energías, ya que la intensidad de las mismas se reduce considerablemente al aumentar la energía de los rayos gamma.

Las líneas espectrales fueron asignadas con un error máximo de 0.3 keV , y la máxima energía de rayo gamma asignada fue de 1330.0 keV.(salvo picos compuestos,dobletes,tripletes,etc.)

En aquellas líneas en que fue colocada una línea quebrada en su extremo superior, significa que en la escala elegida el graficador llegó a la saturación.

En todos los espectros se observan dos picos que son característicos en las reacciones ($\alpha, n\text{p}\gamma$), el pico de aniquilación de 511 keV y el efecto de los neutrones sobre el cristal del detector. Este último se manifiesta como un pico muy ancho (entre 690 keV y 710 keV aproximadamente) con forma de plateau. Cabe destacar que nada tienen que ver con este efecto los picos de 692.7 y 706.0 keV . El primero se verá mas adelante que fue clasificado como perteneciente a la reacción $^{87}\text{Rb}(\alpha, 2n\gamma)^{89}\text{Y}$. El segundo no fue posible identificarlo como perteneciente a algunas de las reacciones esperadas.

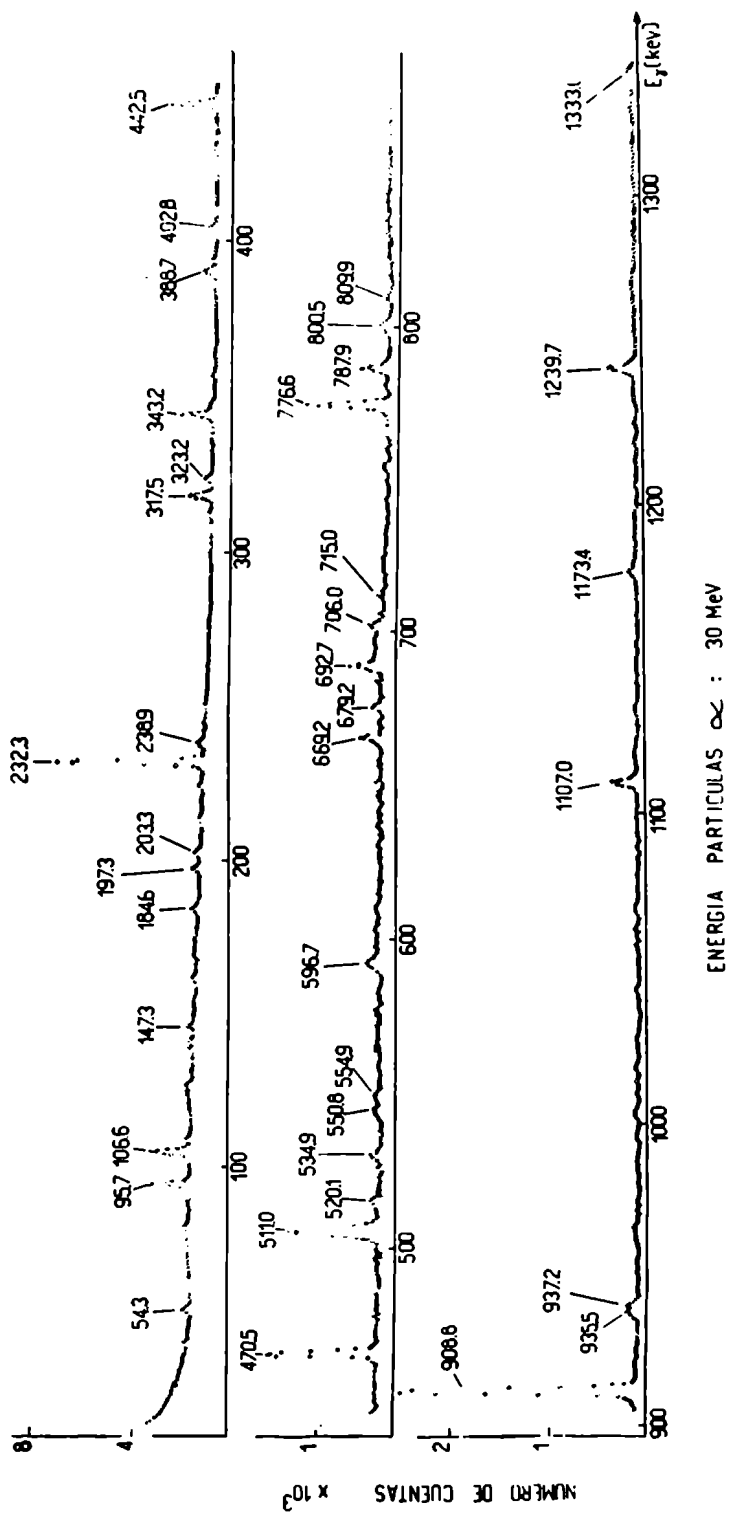


Figura II.1.1.1 : Espectro simple de radiación gamma con partículas alfa de 30 MeV.

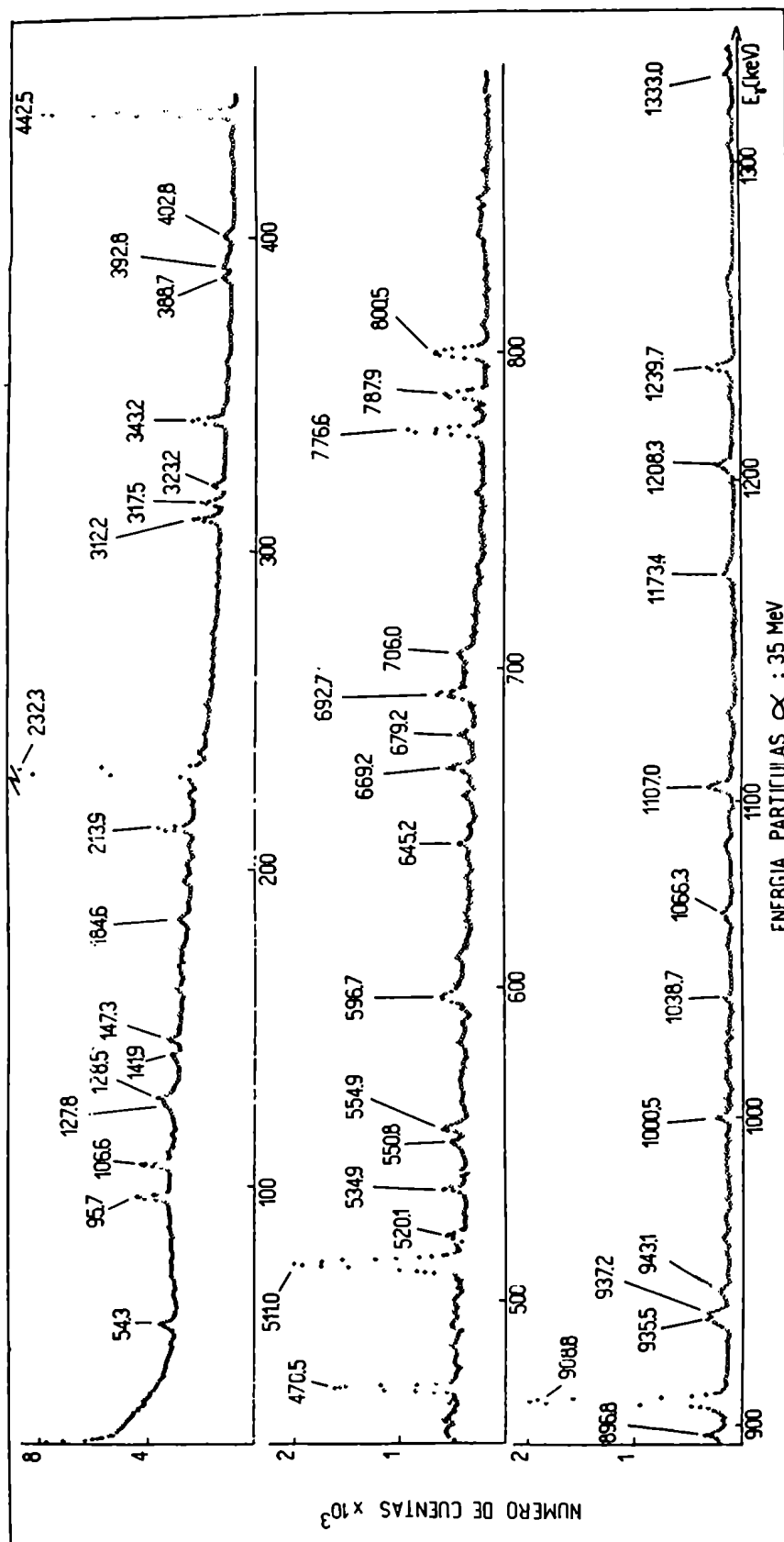


Figura II.1.2:Espectro simple de radiación gamma con partículas alfa de 35 MeV.

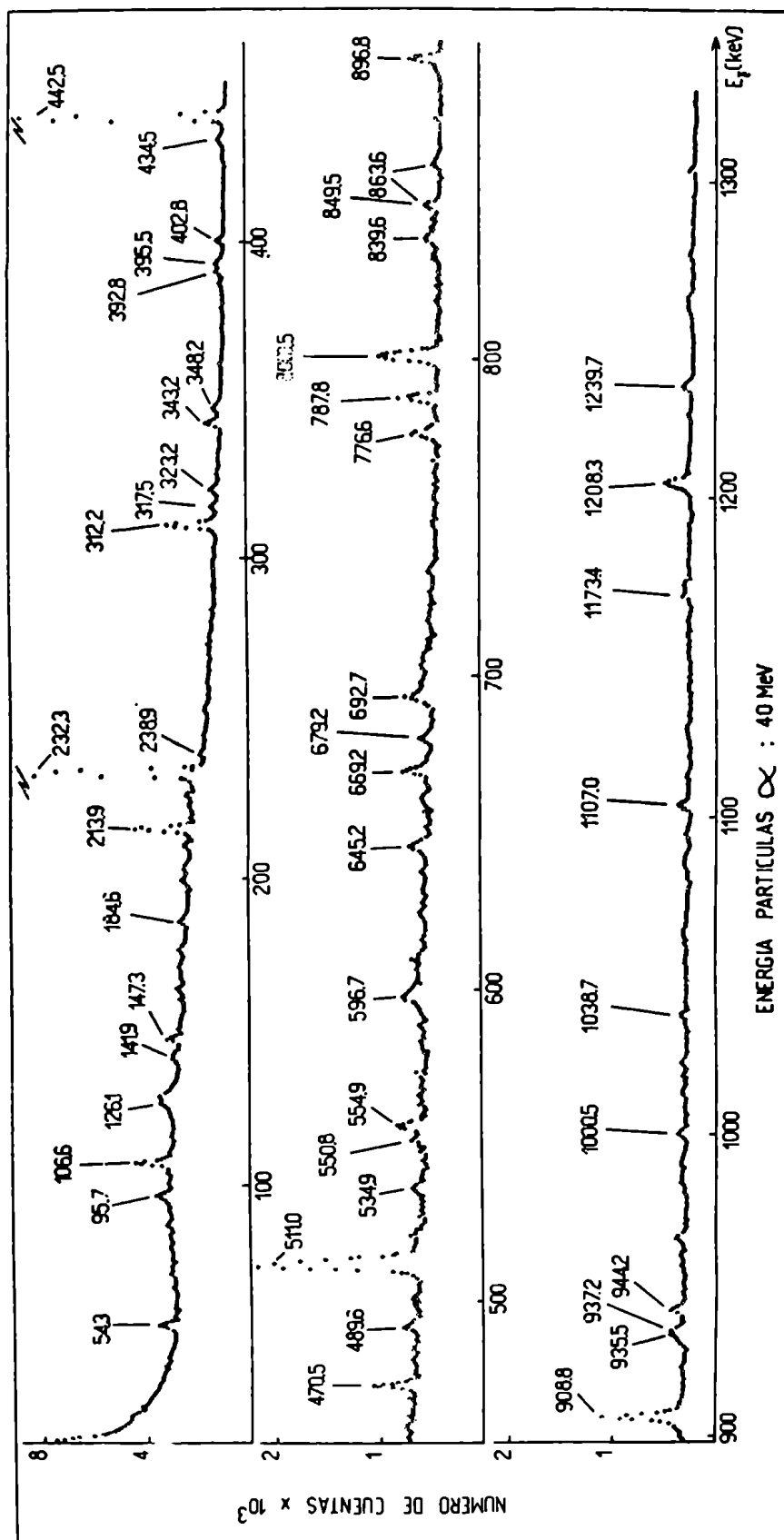


Figura II.1.1.3: Espectro simple de radiación gamma con partículas alfa de 40 MeV.

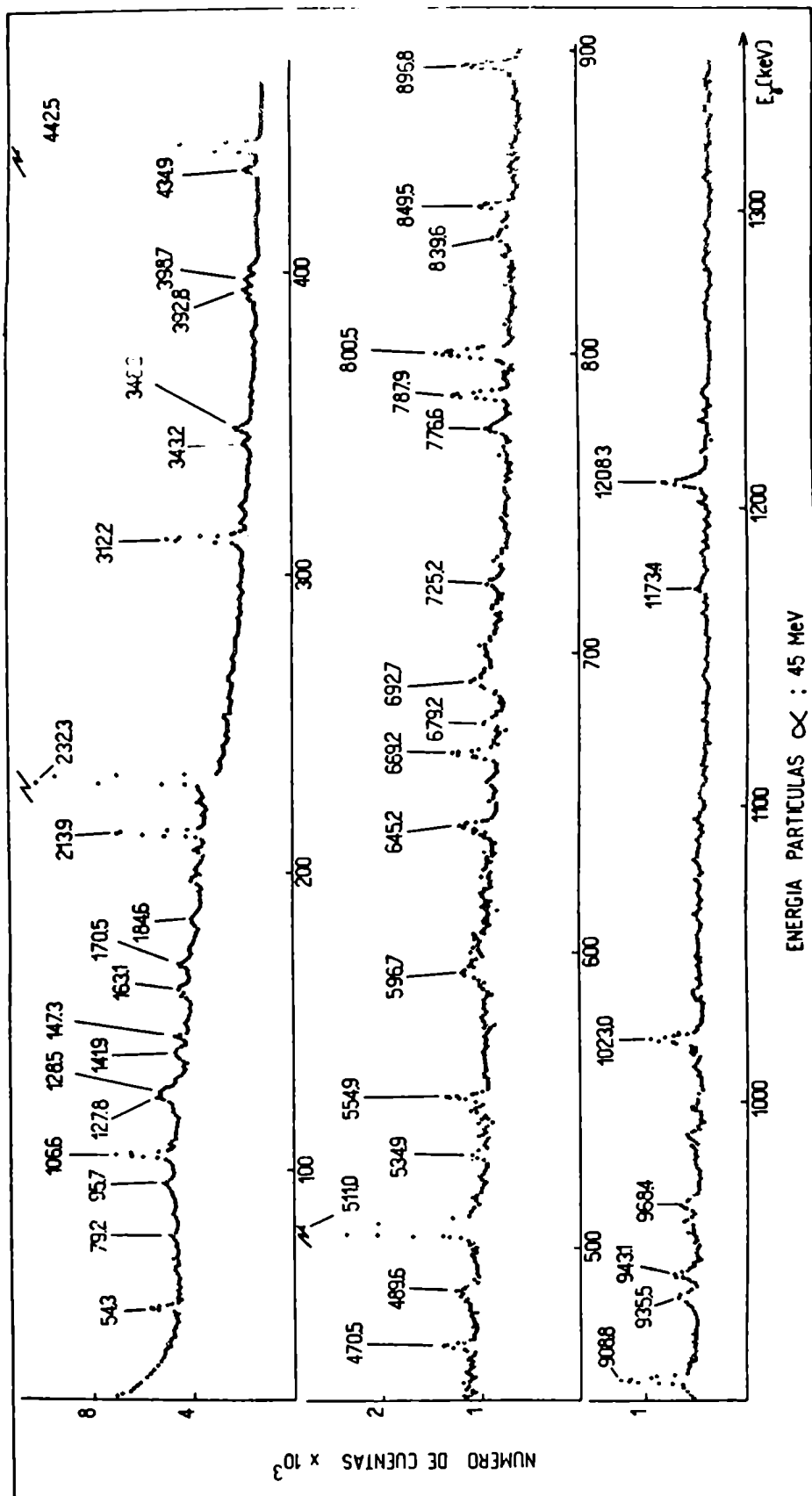


Figura II.1.1.4: Espectro simple de radiación gamma con partículas alfa de 45 MeV

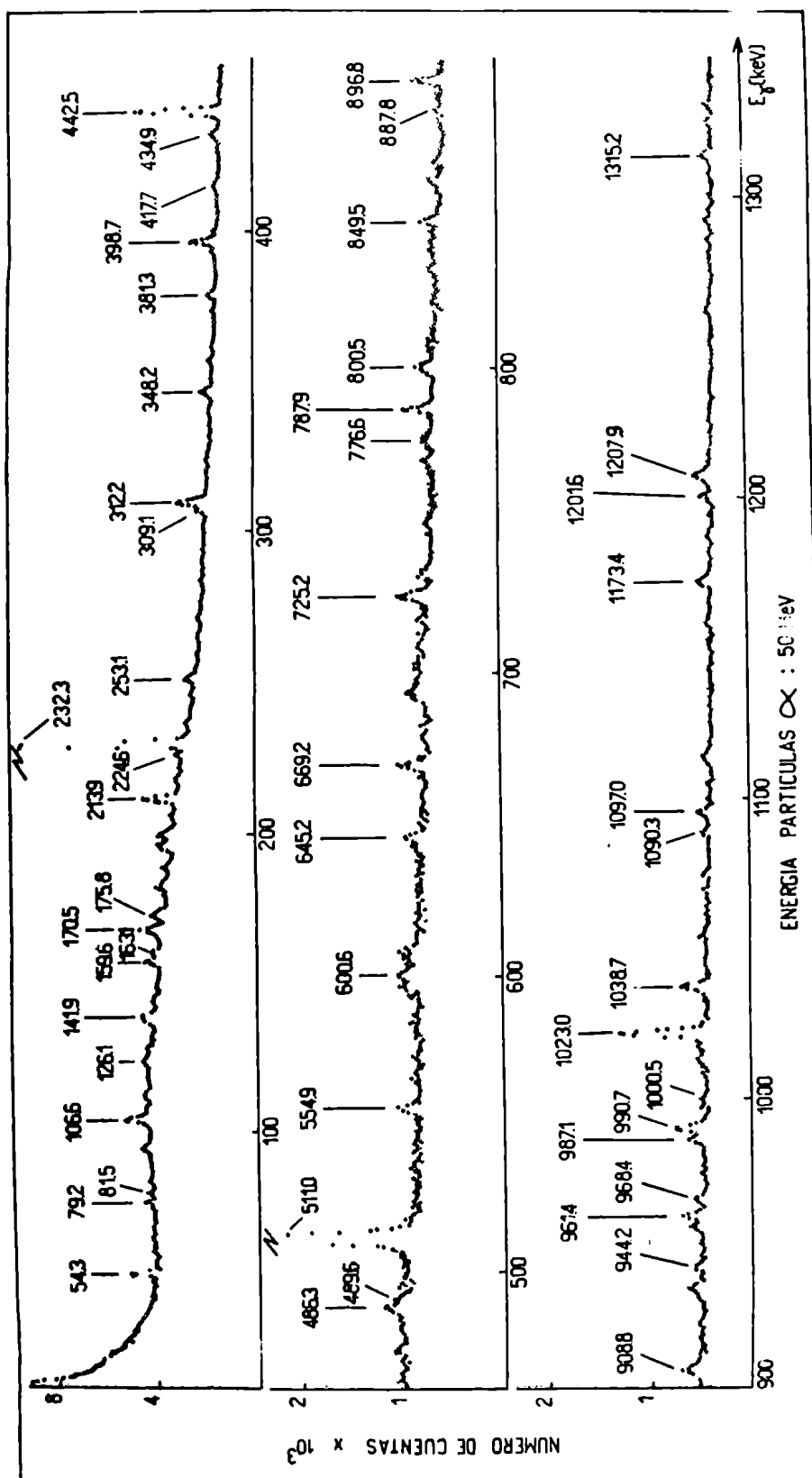


Figura II.1.5: Espectro simple de radiación gamma con partículas alfa de 50 MeV.

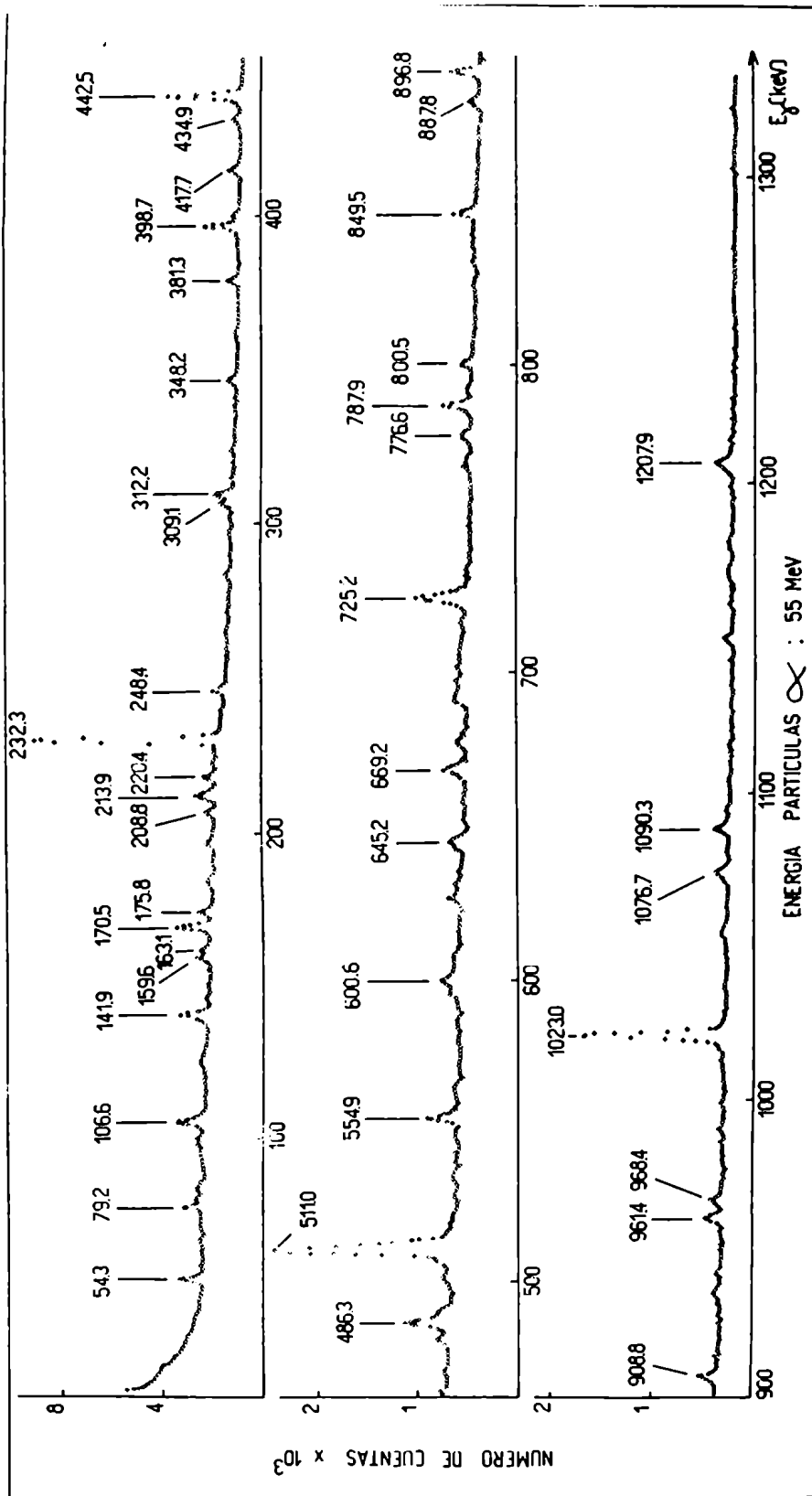


Figura II.1.1.6: Espectro simple de radiación gamma con partículas alfa de 55 MeV.

II.2 Funciones de excitación

Las funciones de excitación representan la intensidad con que se produce un dado rayo gamma proveniente de un dado núcleo producto, en función de la energía de las partículas alfa. Para ello se determinaron las áreas de todos los rayos gamma de los espectros simples determinados a las distintas energías de partícula alfa, entre 30 y 55 MeV. Cada una de ellas fue normalizada con el área total del espectro de radiación electromagnética, para tener igual flujo integrado de partículas alfa y evitar de esta forma las posibles fluctuaciones de intensidad de haz y tiempo de irradiación, que fueron inevitables durante el experimento.

Las integraciones de área de pico y fondo se hicieron con la ayuda del programa SAMPC (referencia 3), en ciertos casos directamente sobre el multicanal. Estos valores experimentales se muestran en las tablas I.4 a-j.

El cálculo de errores se basó fundamentalmente en consideraciones de errores del tipo estadístico (referencia 6) y en estimaciones de fondo para cada caso particular.

Las curvas fueron agrupadas en distintas familias de acuerdo con su forma y posición de su máximo, este último con respecto a la energía de irradiación de las partículas alfa. Esto permitió distinguir las distintas reacciones producto lo cual será discutido con más detalle en la siguiente sección.

Las funciones de excitación pueden ser observadas en las figuras II.2.1 a la II.2.5. El número asignado a cada una de ellas representa la energía del correspondiente rayo gamma en keV.

Algunas curvas fueron dibujadas con líneas cortadas para evitar ser confundidas con otras curvas cercanas.

No todos los valores experimentales han podido ser graficados, fundamentalmente aquellos correspondientes a líneas débiles (baja estadística) y cuyas curvas de excitación carecen de sentido.

TABLAS II.2 a-j

En el primer renglón de cada cuadrado se indica entre qué canales se realizó la integración y el correspondiente número de cuentas del área integrada.

En el segundo renglón se indica entre qué canales se integró el fondo correspondiente a ese rayo gamma. En aquellos en el cual figura el símbolo de promedio, significa que se hizo un promedio del fondo antes y después del pico.

En el tercer renglón se la diferencia entre los dos primeros o sea el área con fondo descontado.

La raya en el centro del cuadrado significa que dicho rayo gamma no apareció o que el número de cuentas de su área es del orden del fondo

CANAL	ENERGIA (keV)	30 MeV	35 MeV	40 MeV	45 MeV	50 MeV	55 MeV
236	79.2	_____	_____	31-41:32050 21-31:31526 524	30-38:41121 16-24:40070 1051	30-9:39801 18-7:38497 1034	30-40:59449 20-30:53221 6228
243	81.5	_____	_____	_____	38-44:31404 < > :30807 597	39-48:39001 18-27:38497 504	40-49:50519 20-29:48422 2097
254	85.2	_____	_____	_____	52-61:45877 62-71:45094 783	51-63:50778 63-75:50568 210	50-62:64095 70-82:61261 2834
287	95.7	280-94:29941 < > :22516 7425	80-94:51685 < > :44901 7784	:48136 < > :44829 3307	:71388 < > :69738 1650	_____	_____
290	97.2	_____	_____	_____	80-93:66694 < > :63469 3225	84-95:49524 < > :47735 1789	_____
298	99.8	_____	_____	95-301:20802 < > :20639 163	_____	_____	293-300:39644 285-292:38926 718
303	101.5	_____	_____	_____	_____	_____	300-9:49732 < > :48050 1682
319	106.6	_____	14-24:38249 < > :33047 5202	14-25:42328 < > :34599 7729	10-25:85805 < > :73088 12717	10-27:78627 < > :70870 7757	12-39:98123 < > :84240 13883
377	126.1	71-81:12100 < > :11184 916	71-81:38717 < > :32916 5801	64-79:77871 < > :68356 9515	73-81:37338 < > :35613 1725	71-81:53429 < > :51013 2416	_____
382	127.8	81-91:13643 < > :12579 1064	81-91:35255 < > :30530 4725	81-90:32503 < > :27430 5073	79-90:58310 < > :51267 7043	_____	_____

Tabla II.2.a

CANAL	ENERGIA (keV)	30 MeV	35 MeV	40 MeV	45 MeV	50 MeV	55 MeV
425	141.9	15-34:14116 < > :13013 1103	15-34:55451 < > :53174 2277	13-33:58013 < > :56161 1852	11-31:91216 < > :87094 4122	13-31:76424 < > :71967 4457	12-32:11027 < > :89564 20710
441	147.3	35-46:19276 < > :18336 940	35-46:33788 < > :31254 2534	31-45:33537 < > :30921 2616	34-46:63430 < > :61376 2054	34-46:48984 < > :47557 1427	36-44:40089 < > :38349 1740
478	159.6	—	—	76-81:15097 71-76:14797 300	75-81:28989 67-73:27623 1366	72-83:45973 52-63:43725 2248	72-84:60873 52-64:55371 5502
488	163.1	—	79-97:48240 61-79:48032 208	80-92:33560 60-72:32251 1309	82-94:54201 < > :51428 2773	85-92:30062 < > :28444 1618	84-94:50769 < > :46909 3860
510	170.5	—	—	03-12:25616 < > :24850 766	04-17:58056 < > :55520 2536	04-17:54139 < > :50482 3657	00-19:99195 < > :85160 14035
526	175.8	—	—	20-30:27735 < > :27296 439	20-29:39261 < > :38665 596	18-32:54059 < > :49455 4604	19-33:65980 < > :59062 6918
553	184.6	—	45-63:45761 65-83:42494 3267	48-62:36343 68-82:33502 2841	45-62:68007 64-81:63461 4546	45-56:41313 34-45:39435 1878	48-57:41337 34-43:39498 1839
591	197.3	—	82-98:39075 62-78:38233 842	85-99:34827 65-79:33520 1307	85-99:55252 65-79:52975 2277	85-99:49795 < > :45270 4525	87-60:56603 < > :52899 3704
603	201.5	—	—	01-07:16205 76-82:15569 636	00-10:39652 70-80:38760 892	00-14:49329 14-28:44153 5176	—
609	203.3	—	04-14:24755 < > :24128 627	05-13:20470 76-84:19935 535	—	—	—

Tabla II.2.b

CANAL	ENERGIA (keV)	30 MeV	35 MeV	40 MeV	45 MeV	50 MeV	55 MeV
625	208.9	—	20-32:28262 50-62:26968 1294	20-31:26623 50-61:24905 1718	18-30:45802 48-60:43529 2273	—	20-31:47735 < > :43404 4331
660	220.4	—	—	—	—	55-66:33326 < > :31044 1922	54-68:59295 < > :52665 6630
673	224.6	—	68-79:26028 < > :24528 1500	67-80:30215 < > :28875 1340	64-75:40844 < > :39456 1388	67-77:29571 < > :28787 784	68-80:47858 < > :45435 2423
716	238.9	—	11-20:17739 < > :15965 1774	11-20:17050 < > :16205 845	10-17:21510 < > :20864 646	11-20:23857 < > :22660 1197	—
744	248.4	—	—	—	—	39-47:20102 < > :19377 725	38-50:43061 < > :36659 6402
758	253.1	—	52-64:18648 63-74:17869 779	53-65:20192 73-85:18751 1441	51-62:30058 71-82:28191 1867	51-65:34147 < > :31630 2527	—
856	285.7	—	—	—	—	53-59:12770 60-66:12389 381	49-61:33380 < > :30810 2570
	309.1	—	—	—	—	18-29:21524 48-59:19116 2408	18-31:38051 48-61:31046 7005
936	312.2	—	30-46:25635 < > :18470 7165	23-46:37700 < > :25758 11942	21-45:64194 < > :44375 19819	29-43:31735 44-58:23923 7812	31-44:40369 < > :31549 8820
	317.5	47-59:12995 < > : 7149 5846	47-59:18259 < > :13253 5006	47-59:15275 < > :13016 2259	47-59:23257 < > :21083 2174	47-59:49772 < > :47116 2656	—

Tabla II.2.c

CANAL	ENERGIA (keV)	30 MeV	35 MeV	40 MeV	45 MeV	50 MeV	55 MeV
969	323.2	_____	61-75:18554 81-95:15365 3189	62-74:15236 82-94:13140 2096	60-71:21621 70-81:20410 1211	_____	_____
1030	343.2	16-38:17630 < > :9504 8126	16-38:30416 < > :20946 9470	16-38:24850 < > :20485 3365	16-38:37394 < > :33674 3720	_____	_____
1042	348.2	_____	38-52:12590 52-63:10961 1629	38-52:15881 58-72:13302 2579	35-52:31671 55-72:26198 5473	38-52:23680 58-72:20371 3309	36-52:37737 56-72:31989 5748
1076	359.0	_____	_____	_____	71-81:16062 81-91:15926 136	70-80:15371 80-90:14547 824	_____
1140	381.3	_____	_____	35-43:7398 43-51:7213 185	33-45:18088 45-57:16944 1144	34-46:17293 46-58:15590 1703	34-47:29494 47-60:24483 5011
1166	388.7	Se perdio la informacion	60-71:11824 50-61: 9766 2058	61-71:9735 51-61:8997 738	60-71:16601 50-61:15701 900	_____	_____
1177	392.8	Se perdio la informacion	71-82:11905 41-52: 9757 2148	71-81:10665 51-61: 8997 1668	71-80:15528 51-60:13056 2472	_____	_____
1186	395.5	Se perdio la informacion	82-91:9548 30-39:7510 2038	81-91:10743 21-31: 8168 2575	80-90:17931 20-30:13493 4438	83-87:6512 63-67:6150 362	_____
1194	398.7	Se perdio la informacion	_____	_____	89-01:19751 10-22:15901 3850	89-01:21073 10-22:14206 6867	89-02:42645 20-33:22913 19732
1252	417.7	Se perdio la informacion	_____	_____	45-55:14250 65-75:13184 1066	44-57:16558 71-84:14469 2089	47-60:28286 77-90:21687 6599

Tabla II.2.d

CANAL	ENERGIA (keV)	30 MeV	35 MeV	40 MeV	45 MeV	50 MeV	55 MeV
1304	434.9	_____	98-10:10387 68-80:9697 690	94-12:16012 64-82:13821 2191	94-10:24806 64-80:20504 4301	93-10:20900 73-90:18815 2085	93-12:35459 73-92:31102 4357
1327	442.5	16-36:15209 36-56:5401 9808	16-36:57612 36-56:14419 43193	16-36:66253 36-56:13929 52324	16-36:102142 36-56:22916 79226	16-36:41702 < > :20859 20843	16-36:69989 < > :30711 39278
1411	470.5	01-20:13877 < > : 7473 6404	01-20:19671 < > :12927 6754	01-20:14961 < > :12623 2338	01-20:22375 < > :20333 2042	_____	_____
1443	481.3	_____	_____	_____	_____	_____	31-49:24327 14-29:22659 1668
1459	486.3	_____	_____	_____	47-62:17347 77-92:15769 1578	49-63:15565 79-93:13663 1902	48-65:32835 78-95:24406 8429
1468	489.6	_____	_____	60-79:13120 80-99:12278 842	62-76:16447 82-96:14848 1599	63-75:12446 83-95:11695 751	65-76:18235 85-96:16298 1937
1560	520.1	_____	53-67:9604 73-87:8640 964	53-67:9111 73-87:8186 925	55-66:11661 66-77:11065 596	_____	_____
1604	534.9	_____	00-12:8390 80-92:7470 920	97-12:9531 77-92:8792 739	97-10:13501 84-97:12568 933	_____	_____
1652	550.8	Se perdio la informacion	41-57:10684 28-44:9690 994	41-57:9919 28-44:9015 904	41-57:16057 < > :15028 1029	_____	_____
1665	554.9	Se perdio la informacion	57-75:12290 17-35:10772 1518	57-74:11294 17-34:9660 1634	57-72:16571 77-92:14277 22	56-75:16963 36-55:15527 1436	56-73:25788 26-43:21903 3885

Tabla II.2.e

CANAL	ENERGIA (keV)	30 MeV	35 MeV	40 MeV	45 MeV	50 MeV	55 MeV
1787	596.7	_____	57-75:12290 17-35:10772 1518	57-74:11294 17-34: 9660 1634	57-72:16571 77-92:14277 2294	56-75:16963 36-55:15527 1436	56-73:25788 26-43:21903 3885
1801	606.6	_____	_____	_____	_____	1791-8:15770 < > :15618 152	1794-9:23009 < > :20656 2353
1935	645.2	_____	30-44:8346 10-24:7843 503	30-44:8731 50-64:7044 1687	18-49:29114 48-79:25394 3720	28-45:13913 48-65:12323 1590	25-46:26891 55-76:24043 2848
2007	669.2	_____	99-16:10406 60-77: 8855 1551	99-16:10111 50-67: 8468 1643	98-16:17792 50-68:14913 2879	98-20:17260 20-42:15071 2189	98-20:28061 68-90:25244 2817
2037	679.2	_____	32-46:8191 46-60:7153 1038	32-46:7371 46-60:6725 646	31-45:12152 45-59:10935 1217	30-40:7402 20-30:7024 378	_____
2077	692.7	68-86:8099 < > :5207 2892	68-86:12166 < > :8842 3324	68-86:10746 < > :8564 2182	63-86:17399 < > :14368 3031	_____	_____
2118	706.0	=====	12-22:6361 02-12:6166 195	_____	_____	_____	_____
2175	725.2	_____	_____	_____	_____	64-86:17311 10-28:11188 6123	63-87:35496 00-24:24846 10650
2329	776.6	17-38:10872 < > : 4271 6601	17-38:13642 < > : 7864 5778	20-34:10198 < > : 8049 2149	21-40:15059 < > :13278 1781	_____	_____
2364	787.9	59-71:4381 < > :2786 1595	57-71:8416 < > :5624 2792	57-71:8040 < > :5643 2397	53-69:14556 < > :11105 3451	_____	_____

Tabla II.2.f

CANAL	Energia (keV)	30 MeV	35 MeV	40 MeV	45 MeV	50 MeV	55 MeV
2403	800.5	_____	92-16:1374 < > : 9460 4414	92-16:14205 < > : 8964 5261	92-15:21434 < > : 14070 7364	93-11:12021 < > : 10178 1843	94-11:18842 < > : 16873 1969
2430	809.9	Se perdio la informacion	24-35:4569 44-55:4306 263	_____	_____	_____	_____
2516	839.6	Se perdio la informacion	11-23:5472 61-73:4519 953	10-28:8197 60-78:6394 1803	06-27:15211 66-87:12545 2666	_____	_____
2548	849.5	_____	45-57:5111 65-77:4411 700	44-58:6135 64-78:5039 1096	42-56:10931 62-76: 8438 2493	42-57:9280 62-77:7790 1490	41-61:20987 61-81:17881 3106
2591	863.0	_____	_____	85-99:5328 10-24:5004 324	_____	82-99:9654 62-79:8769 885	_____
2663	887.8	_____	_____	_____	_____	58-68:5492 49-58:5134 358	51-72:18597 30-51:17303 1294
2694	896.8	_____	84-02:7881 44-62:6569 1312	86-04:8193 56-74:6171 2022	80-99:14868 50-69:11098 3770	84-99:9342 64-79:7787 1555	85-99:15880 25-39:12006 3874
2727	908.8	07-38:22937 < > : 5645 17292	07-38:24894 < > : 10215 14679	07-38:16254 < > : 9937 6317	07-38:22369 < > : 16347 6022	_____	_____
2804	935.5	94-19:19062 < > : 15678 3384	94-19:30251 < > : 25091 5160	94-19:44033 < > : 40671 3362	_____	_____	_____
2829	943.1	_____	_____	23-39:6134 43-59:5092 1042	20-39:11659 40-59:9680 1979	25-39:6703 45-59:6207 496	27-38:8898 41-52:8233 665

Tabla II.2.g

CANAL	ENERGIA (keV)	30 MeV	35 MeV	40 MeV	45 MeV	50 MeV	55 MeV
2873	957.7	_____	_____	_____	_____	65-76:5722 10-21:4657 1065	_____
2884	961.4	_____	78-95:5679 48-65:5328 351	78-95:5593 48-65:5412 181	78-92:8103 48-62:7262 841	79-96:8254 39-55:7022 1232	75-94:16253 45-64:13655 2598
2905	968.4	_____	_____	96-09:4715 10-23:3992 723	92-10:10707 10-28: 9011 1696	95-08:61-77 10-23:5468 709	94-13:14945 20-39:12991 1954
3002	1000.5	Se perdio la informacion	94-12:6252 12-30:5493 759	97-13:5175 20-36:4755 420	95-12:8902 12-29:8046 856	95-11:6686 11-27:6135 551	98-09:8095 10-21:7852 243
3069	1023.0	_____	_____	67-79:3826 90-02:3459 367	60-77:12209 87-04: 7912 4297	60-77:13267 87-04: 6416 6851	60-79:34438 80-99:12839 21599
3116	1038.7	_____	12-22:3375 02-12:2939 436	11-24:4148 33-44:3759 389	12-23:5745 32-43:5401 344	06-24:8649 76-94:6624 2025	11-19:5594 31-39:53-97 197
3230	1076.7	_____	_____	_____	_____	23-37:5349 90-04:5214 135	15-40:17327 25-50:13963 3364
3272	1090.3	_____	_____	_____	_____	67-77:3949 57-67:3666 283	63-83:14061 20-43:12919 1142
3291	1097.0	_____	82-98:4773 32-48:4336 437	82-98:4435 < > :3995 440	82-99:7682 30-47:7257 425	81-97:6294 < > :5372 922	83-98:9265 30-45:8586 679
3347	1115.6	_____	40-51:3229 10-21:2794 435	40-51:3026 10-21:2726 300	_____	30-58:9612 70-98:8856 756	_____

Tabla II.2.h

CANAL	ENERGIA (keV)	30 MeV	35 MeV	40 MeV	45 MeV	50 MeV	55 MeV
3459	1153.0	_____	_____	_____	_____	_____	49-65:9780 69-85:8513 1267
3521	1173.4	_____	10-41:8890 41-72:7612 1278	10-41:8247 < > :7656 591	10-41:13161 61-92:11897 1264	06-35:10000 40-69: 8913 1087	
3605	1201.6	_____	_____	_____	01-08:3135 90-97:2879 246	00-12:4129 60-72:3451 678	00-11:6128 5-97:6050 78
3625	1207.9	_____	17-37:6314 37-57:5061 1253	17-37:6840 37-57:4810 2030	14-39:13466 37-57:9503 3963	14-36:8082 37-57:6094 1980	14-39:16756 74-99:12773 3983
3720	1239.7	_____	09-34:7979 39-64:5798 2181	11-30:5081 31-50:4181 900	10-24:5173 30-44:5117 656	_____	_____
2995	1330.6	Espectro de altas ener- gias. _____	91-08:4526 60-77:3827 699	90-07:3956 40-57:3741 215	93-03:4002 49-57:3633 369	93-05:3518 40-52:3067 451	91-06:7256 20-35:6942 314
1498	1509.6	AreaPco:9160 Fondo :7046 2114	AreaPco:12187 FFondo: 10883 1304	AreaPco:19737 Fondo :18711 1026	Espectro para altas Energias		
1613	1621.0	AreaPco:7848 Fondo :6439 1409	AreaPco:13160 FFondo :11451 1709	_____	Espectro para altas Energias		
1648	1657.3	AreaPco:17322 Fondo : 7915 9407	AreaPco:20233 FFondo:12650 7583	AreaPco:26134 Fondo :21783 4351	Espectro para altas Energias		
1975	1985.5	AreaPco:12706 Fondo : 6842 5964	AreaPco:15998 FFondo:10806 5192	AreaPco:23161 Fondo :19097 4064	Espectro para altas Energias		

Tabla II.2.1

CANAL	ENERGIA (keV)	30 MeV	35 MeV	40 MeV	45 MeV	50 MeV	55 MeV
3096	3107.0	AreaPco:2348 Fondo :1914 434	AreaPco:3140 Fondo :2583 557	AreaPco:6143 Fondo :5644 799	Espectro para altas Energias		
162	54.3	_____	57-69:39612 70-82:36290 3322	54-68:45634 < > :41929 3705	55-68:67603 < > :61143 6160	55-67:54861 < > :45963 5034	54-70:90041 < > :80470 9571
1208	402.5	_____	AreaPco:12325 Fondo : 9794 2531	A.Pco:11574 Fondo: 9557 2017	A.Pco:18312 Fondo:15867 2445	A.Pco:6142 FFondo5864 2 78	_____
2961	987.1	_____	_____	_____	_____	53-67:7005 33-47:5972 1033	_____
696	232.3	26-52:55381 94-20:27237 28144	80-05:160835 : 48289 112546	80-05:1768548 : 48211 128643	80-05:263982 : 76679 187303	80-05:113250 : 64112 49138	80-05:169068 : 88230 80838

Tabla II.2.j

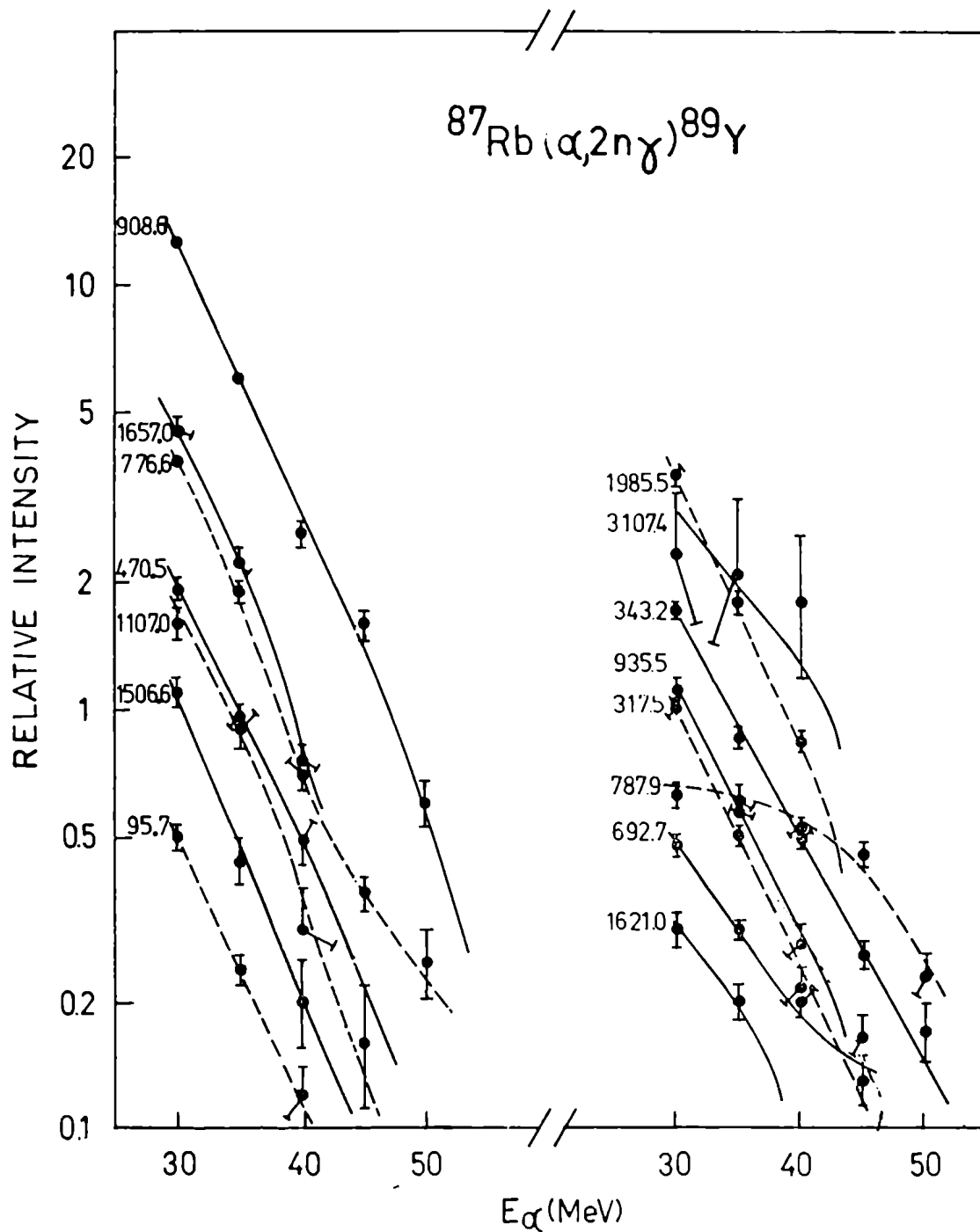


Figura II.2.1: Funciones de excitación de los rayos gamma asignados al ^{89}Y . Las curvas dibujadas con rayita es para evitar confusión con las vecinas.

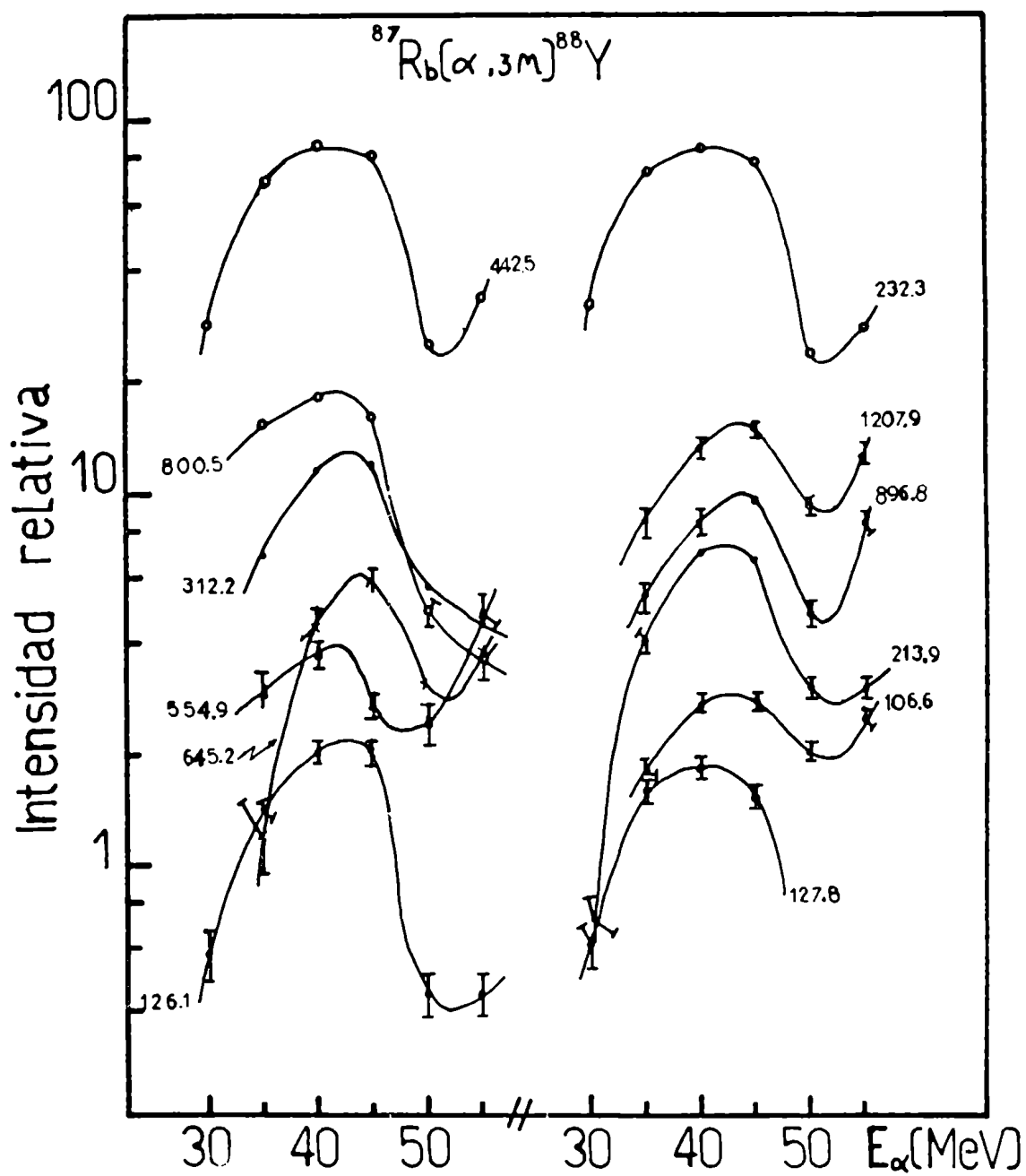


Figura II.2.2: Funciones de excitación de los rayos gamma asignados al ^{88}Y .

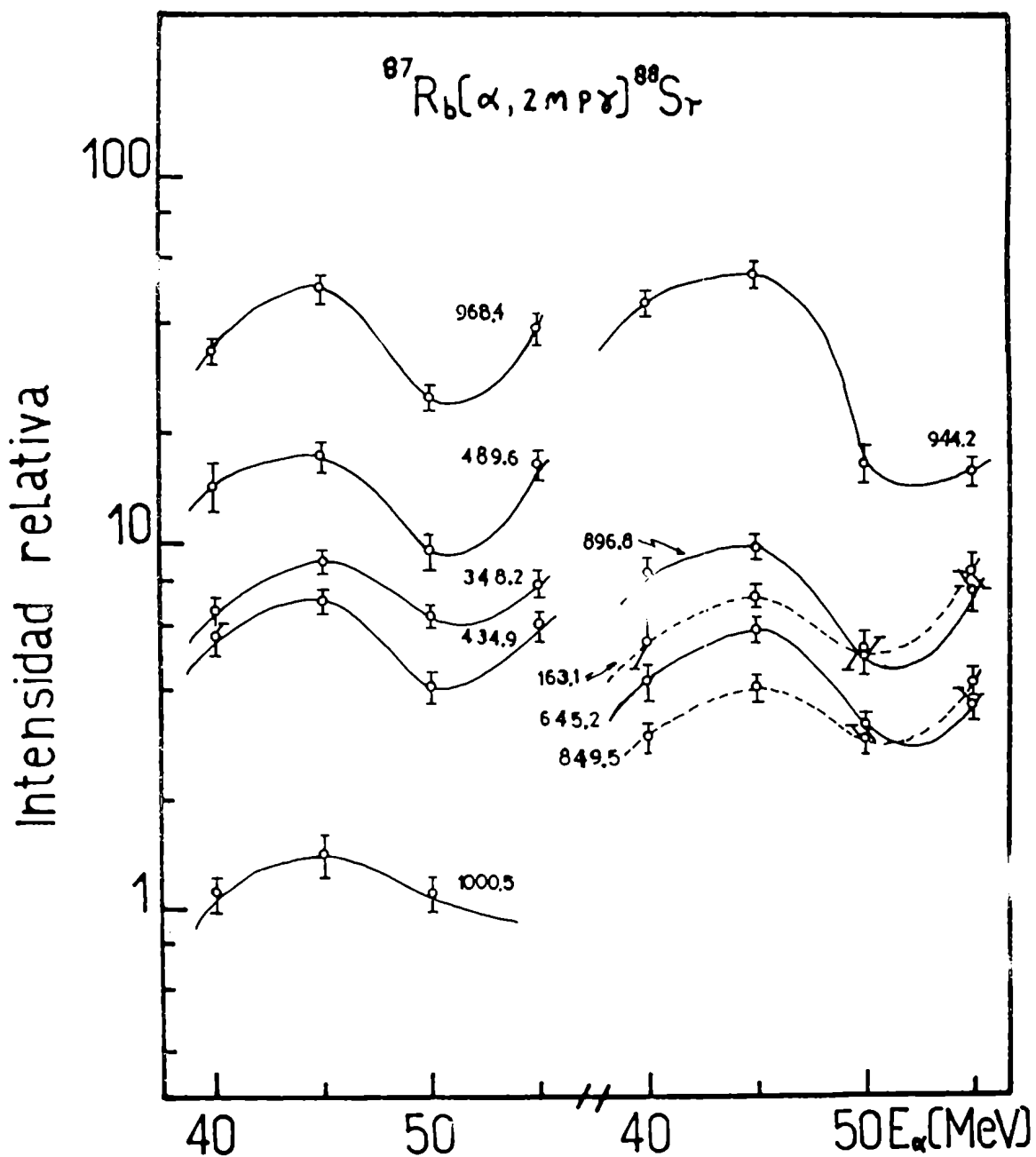


Figura II.2.3: Funciones de excitación de los rayos gamma asignados al ^{87}Sr . Las curvas dibujadas con rayita es para evitar confusión con líneas vecinas.

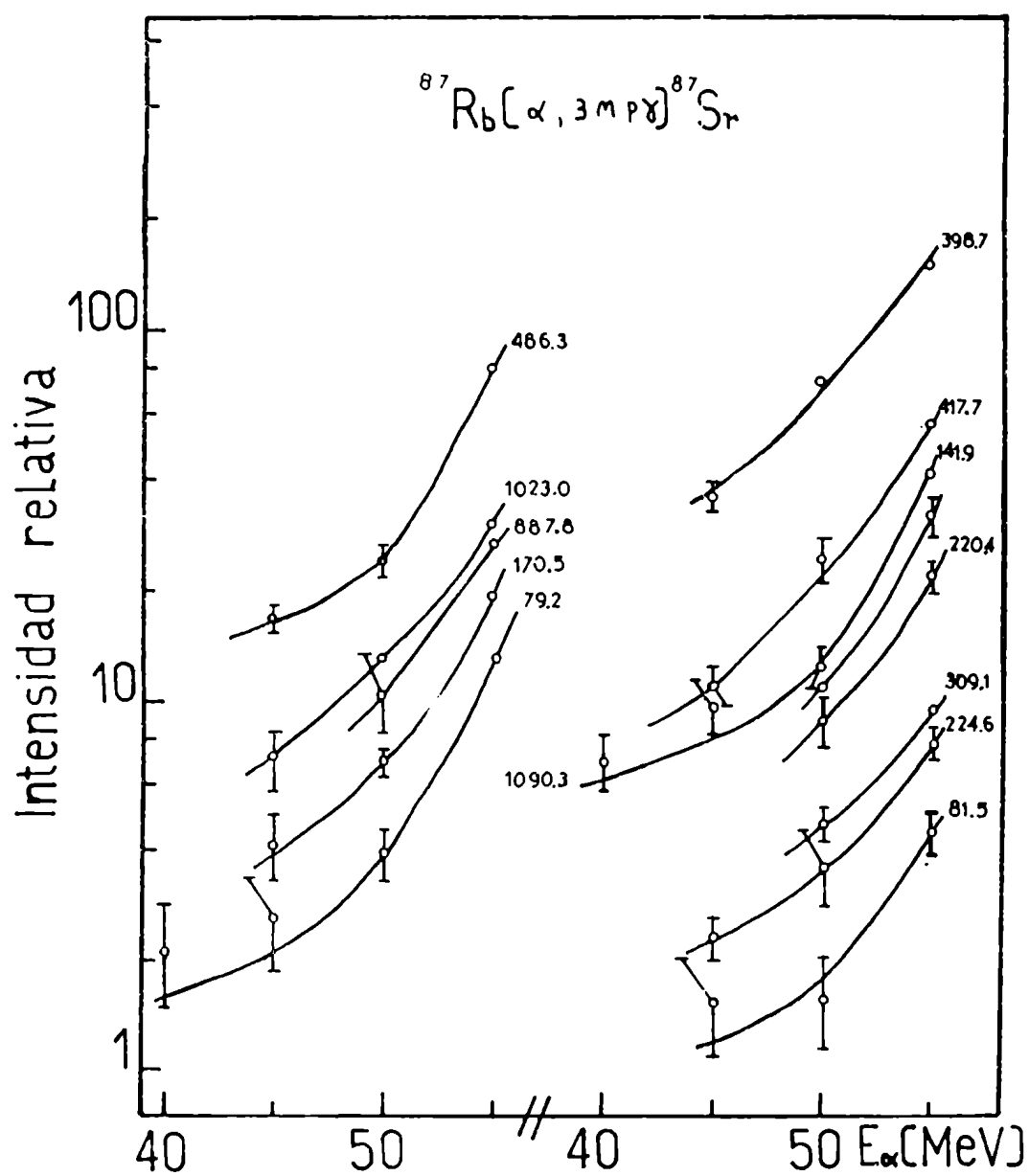


Figura II.2.4: Funciones de excitación de los rayos gamma asignados al ^{87}Sr .

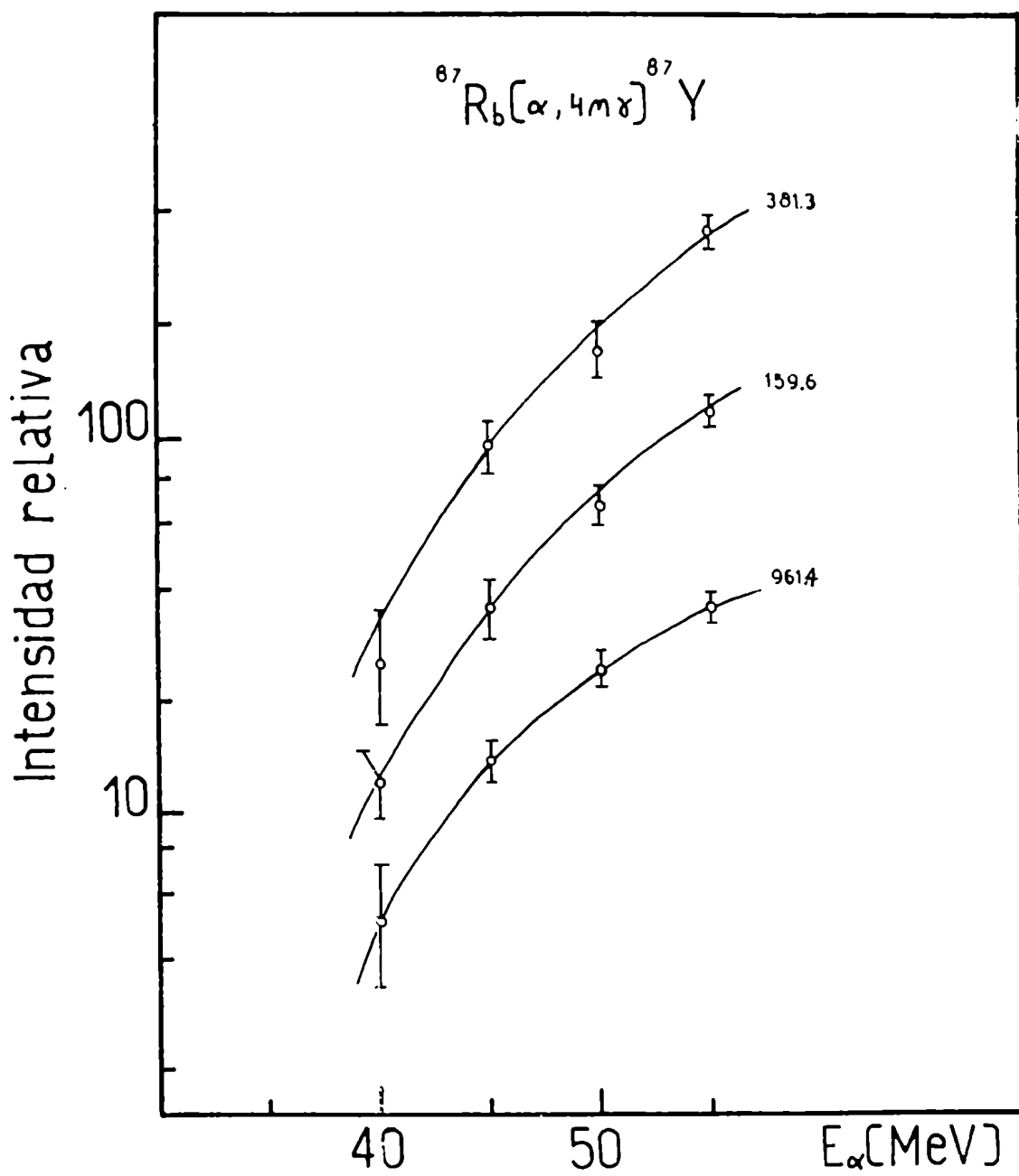


Figura II.2.5: Funciones de excitación de los rayos gamma asignados al ^{89}Y .

II.3 Clasificación de las reacciones

Como se vió en la sección anterior, las funciones de excitación fueron agrupadas en cinco familias de curvas con las mismas características, estando diferenciadas las distintas radiaciones por sus intensidades relativas respectivamente.

Las funciones de excitación que son decrecientes de 30 MeV en adelante (figura II.2.1) están formadas por los siguientes rayos gamma: 95.7, 317.5, 343.2, 470.5, 692.7, 776.6, 787.9, 908.8, 935.5, 1107.0, 1506.6, 1621.0, 1657.0, 1985.5 y 3107.4 keV.

Las radiaciones gamma de 908.8, 1621.0 y 1657.0 keV fueron asignadas con anterioridad a este trabajo a transiciones entre estados excitados del ^{89}Y (referencia 7). Como consecuencia estas curvas fueron identificadas como pertenecientes a la reacción $^{87}\text{Rb}(\alpha, 2n\gamma)^{89}\text{Y}$. En particular el rayo gamma de 787.9 keV presenta una curva que no responde exactamente a la familia descrita. Esto fue interpretado como que el rayo gamma de 787.9 keV pertenece también al estado excitado del ^{87}Sr o sea a la reacción $^{87}\text{Rb}(\alpha, 3np\gamma)^{87}\text{Sr}$, que comienza a producirse a energías superiores a los 40 MeV. El fundamento de esta hipótesis consiste en que en el trabajo de S.E.Arnell y colaboradores (referencia 8) un rayo gamma de 787.3 keV fue asignado a estados excitados del ^{87}Sr en la reacción $^{84}\text{Kr}(\alpha, n\gamma)^{87}\text{Sr}$.

Las funciones de excitación que comienzan a crecer a partir de los 30 MeV alcanzando un máximo entre 40 y 45 MeV (figura II.2.2) para luego decrecer a energías superiores quedaron formadas por los siguientes rayos gamma: 106.6, 126.1, 127.8, 213.9, 232.3, 312.2, 442.5, 554.9, 645.2, 800.5, 896.8 y 1207.9 keV.

Las líneas de 127.8, 232.3, 442.5, 800.5 y 896.8 keV fueron asignadas a estados excitados del ^{88}Y a través de la reacción $^{85}\text{Rb}(\alpha, n\gamma)^{88}\text{Y}$ por H.W.Baer (referencia 9). Por lo tanto esta familia se la clasificó como perteneciente a la reacción $^{87}\text{Rb}(\alpha, 3n\gamma)^{88}\text{Y}$. Cabe destacar que los rayos gamma de 106.6,

126.1, 213.9, 312.2, 554.9, 645.2 y 1207.9 keV son rayos desconocidos hasta el momento. Los rayos gamma de 163.1, 348.2, 434.9, 489.6, 645.2, 849.5, 944.2, 968.4 y 1000.5 keV comienzan a crecer a los 40 MeV para alcanzar su máximo en 45 MeV y luego decrecer (figura II.2.3). Estos rayos fueron clasificados como pertenecientes a estados excitados del ^{88}Sr a través de la reacción $^{87}\text{Rb}(\alpha, 2n\gamma)^{88}\text{Sr}$. La razón es que las líneas de 348.2, 434.9, 489.6 y 849.5 keV fueron investigadas en el trabajo de S.E. Arnell (referencia 8) y se las clasificó como pertenecientes a estados excitados del ^{88}Sr . Los rayos gamma de 163.1, 645.2, 944.2, 968.4 y 1000.5 keV son desconocidos actualmente.

La reacción $^{87}\text{Rb}(\alpha, 3n\gamma)^{87}\text{Sr}$ (figura II.2.4) quedó determinada por los rayos de 79.2, 81.5, 141.9, 170.5, 220.4, 224.6, 309.1, 398.7, 417.7, 486.3, 887.8, 1023.0 y 1090.3 keV. Los rayos de 141.9, 220.4, 417.7, 486.3 y 1090.3 keV ya fueron investigados y asignados a estados excitados del ^{87}Sr (referencia 8), lo que justifica la clasificación de la reacción. Las curvas de excitación pertenecientes a esta reacción comienzan a crecer en su mayoría a partir de los 45 MeV sin alcanzar su máximo en 55 MeV que es la máxima energía alcanzable por las partículas alfa. Finalmente los rayos gamma de 159.6, 381.3 y 961.4 keV se los asignó a estados excitados del ^{87}Y a través de la reacción $^{87}\text{Rb}(\alpha, 4n\gamma)^{87}\text{Y}$ (figura II.2.5). Esto fue justificado por el hecho que el rayo gamma 381.3 keV ya se conocía como perteneciente al decaimiento del primer estado excitado $9/2^+$ del ^{87}Y (referencia 10). Las curvas comienzan a crecer a partir de los 40 MeV presentando una forma convexa, que las diferencia de la reacción $^{87}\text{Rb}(\alpha, 3n\gamma)^{87}\text{Sr}$ por su forma cóncava. Esto sugiere que las curvas de esta última reacción son el comienzo de la función de excitación dentro del rango de energía barrido.

En la figura II.3.1 se muestra el espectro simple gamma con la mayoría de los rayos gamma identificados, producido por partículas alfa de 35 MeV.

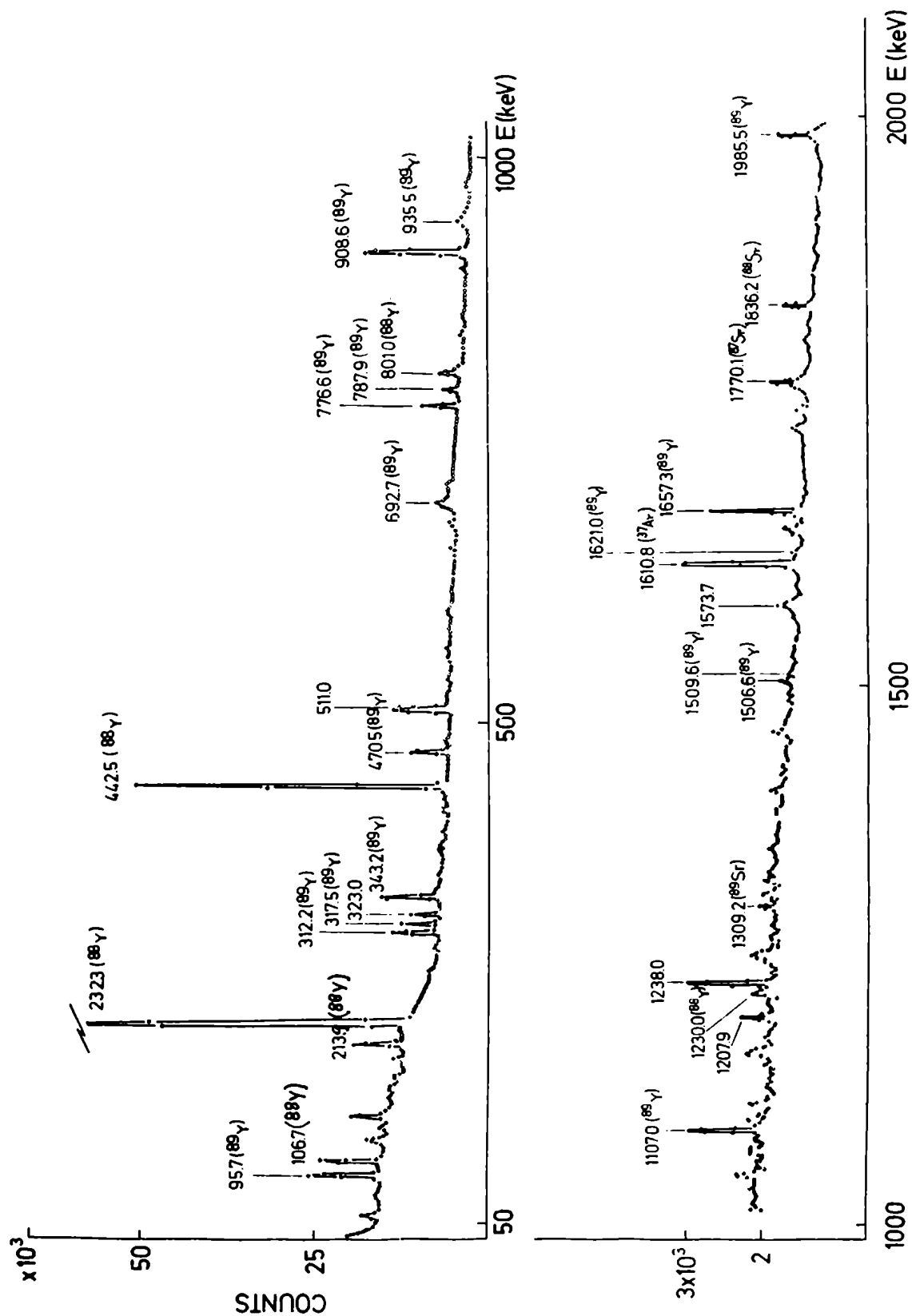


Figura II.3.1 : Espectro de radiación simple para altas energías γ , producido con partículas α de 35 MeV, en el cual se han identificado la mayoría de los rayos gamma.

CAPITULO III

DETERMINACION DE LA NATURALEZA DE LAS TRANSICIONES ELECTROMAGNETICAS POR MEDIO DE DISTRIBUCIONES ANGULARES , PARA LA REACCION NUCLEAR (α , $2n\gamma$)

III.1 Introducci3n

El momento angular del n3cleo compuesto resulta alineado en un plano perpendicular al haz de las part3culas alfa de bombardeo (referencial). Esto es una consecuencia de las reacciones producidas por part3culas alfa, las cuales se caracterizan por su alta transferencia de momento angular al n3cleo compuesto.

El decaimiento de 3ste se produce por evaporaci3n de neutrones, protones y emisi3n de rayos gamma. Esto no influye pr3cticamente en la alineaci3n del momento angular. Como consecuencia los spines de los estados excitados del n3cleo producto mantienen esta alineaci3n, lo cual posibilita la medici3n de la distribuci3n angular de la radiaci3n emitida por el n3cleo residual, y de esta forma obtener informaci3n acerca de los momentos intr3nsecos de los estados excitados y de la multipolaridad de las transiciones gamma.

La medici3n de la distribuci3n angular se hizo con respecto a la direcci3n de las part3culas alfa para la reacci3n

$^{87}\text{Rb}(\alpha, 2n\gamma)^{89}\text{Y}$ con una energ3a para las alfa de 35 MeV. Se midi3 a esta 3ltima energ3a y no a 30 MeV donde la reacci3n ser3a m3s productiva por tener mayor intensidad de corriente en el haz de las part3culas alfa. A 30 MeV el haz result3 ser muy d3bil en el momento del experimento.

III.2 Montaje experimental

Conc3ntrica con la c3mara de la reacci3n se mont3 una mesa de distribuciones angulares de 1m de di3metro permitiendo rotar

al detector entre aproximadamente 15° y 140° . El mismo fue colocado a 15 cm del blanco, que es la mínima distancia permitida por la cámara de reacción para luego poder rotarlo; la rotación se realizó entre 90° y 140° en etapas de 10° . También se midió a 75° por razones de simetría de la distribución, ésta es equivalente a la de 105° . La figura III.2.1 esquematiza la disposición experimental. La electrónica utilizada es la misma que la empleada para la medición de espectros simples.

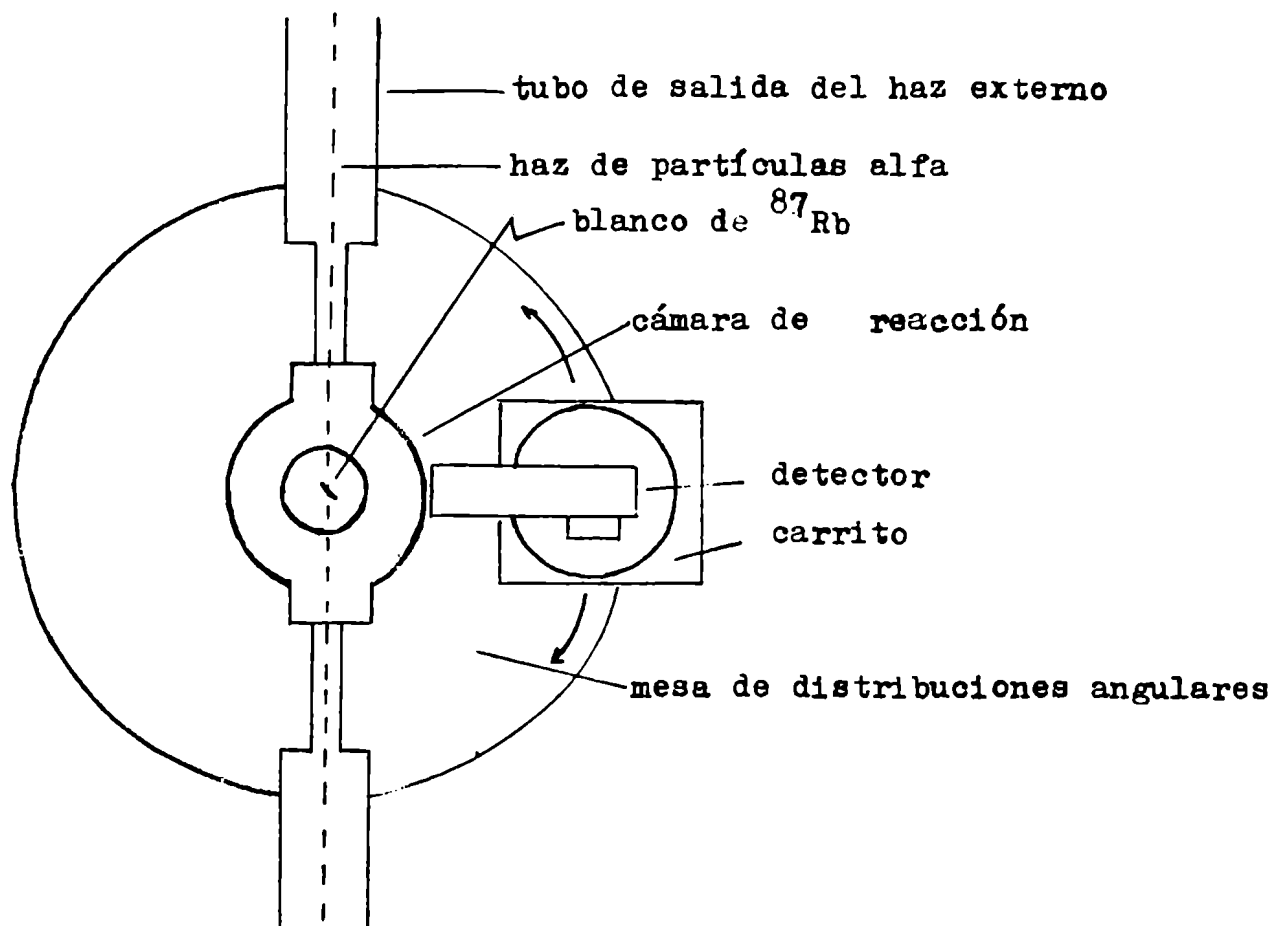


Figura III.2.1: geometría utilizada para la medición de distribuciones angulares. Las flechas indican la dirección de rotación permitida.

III.3 Mediciones

El experimento se realizó en dos etapas, la primera para rayos gamma de baja energía (menores que 1000 keV) donde se barrieron

ángulos de 75°, 90°, 100°, 110°, 120°, 130° y 140°. En esta etapa se estudiaron los rayos de 95.7, 317.5, 343.2, 470.5, 692.7, 776.6, 787.9 y 935.5 keV. Este último no pudo ser integrado en 75° (equivalente a 105°) y a 140° porque durante el tiempo utilizado para la medición no se acumuló la suficiente cantidad de cuentas en dicha línea.

En la segunda etapa experimental se midió a 90°, 100°, 110°, 120° y 135° por razones técnicas ajenas al experimento. Se estudiaron los rayos gamma de 1107.0, 1657.3 y 1985.5 keV.

La distribución angular del rayo de 3107.0 keV no pudo ser estudiada por su baja estadística.

El análisis de los espectros se hizo mediante el programa SAMPO (referencia 3) procesado en la computadora IBM 360 del Ministerio de Bienestar Social, en forma simultánea para todos los ángulos de cada una de las etapas citadas anteriormente.

Los picos fueron aproximados mediante una gaussiana y una exponencial, esta última para corregir la cola del pico en las bajas energías. El fondo fue aproximado mediante una recta.

La radiación de 908.8 keV del estado isomérico $I^{\pi} = 9/2^{+}$ y vida media $T = 16.06$ seg. se usó para normalizar las áreas obtenidas por la integración de los picos a diferentes ángulos. Esta línea posee una distribución angular isótropa debido a su larga vida media.

En la tabla III.3.a se muestran los valores de las áreas normalizadas correspondiente a cada rayo gamma, para los distintos ángulos.

Los coeficientes A_2 y A_4 de la distribución angular usual

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

fueron determinados mediante un ajuste por cuadrados mínimos usando un programa de computación.

En la tabla III.3.b se muestran los valores de $W(\theta)$ como resultado del ajuste.

En la tabla III.3.c se pueden observar las energías de los rayos gamma estudiados, las intensidades relativas, los valores de A_2 y A_4 del resultado del ajuste, y los ΔI asignados.

En la figura III.3.1 se muestran varios de esos ajustes, con los valores experimentales y los errores estadísticos correspondientes. En esta figura se puede observar que todas las curvas excepto las líneas de 1107.0 y 1985.5 keV presentan anisotropía negativa, junto con un valor muy pequeño para el coeficiente A_4 , indicando un carácter dipolar con muy pequeño porcentaje de mezcla. (referencia 12). La anisotropía positiva de las dos líneas citadas, sugieren que pueden ser transiciones cuadrupolares puras.

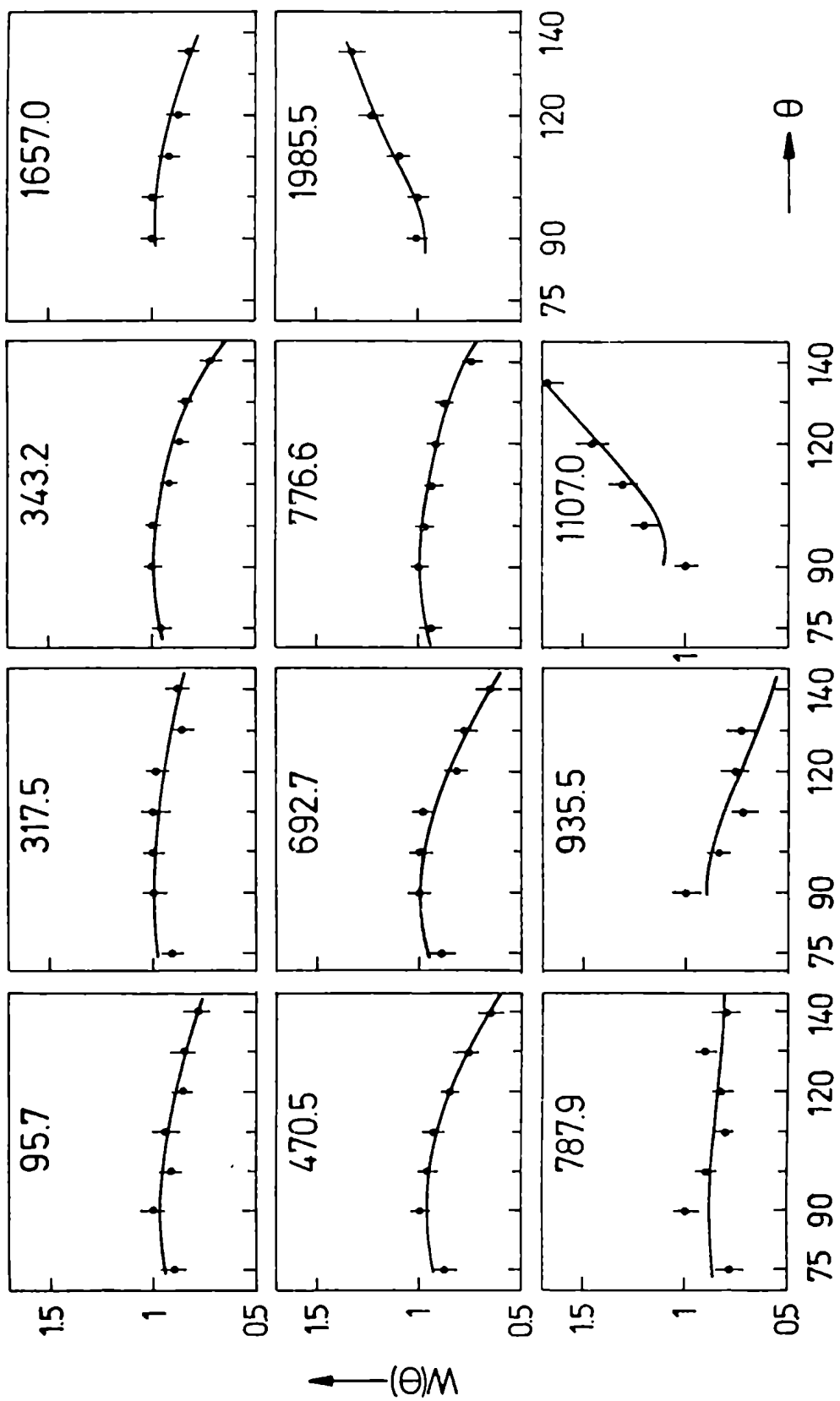


Figura III.3.1 : curvas de ajuste por cuadrados mínimos y datos experimentales de las principales líneas asignadas al ^{89}Y .

ANGULOS (GRADOS) E_γ (keV)	75°	90°	100°	110°	120°	130°	140°
95.7	0.1254	0.1388	0.1278	0.1321	0.1211	0.1200	0.1102
317.5	0.8700	0.9560	0.9630	0.9570	0.9500	0.8100	0.8450
343.2	0.1561	0.1625	0.1627	0.1493	0.1413	0.1350	0.1162
470.5	0.1013	0.1155	0.1112	0.1078	0.9840	0.8760	0.7460
692.7	0.5000	0.5590	0.5690	0.5440	0.4580	0.4360	0.3690
776.6	0.9440	0.1005	0.9800	0.9360	0.9100	0.8660	0.7270
787.9	0.3870	0.4930	0.4440	0.3980	0.4100	0.4480	0.3930
935.5	_____	0.3200	0.2700	0.2320	0.2440	0.2290	_____
1107.0 ^a	_____	0.1300	0.1600	0.1700	0.1900	0.2200 ^b	_____
1657.3 ^a	_____	0.2500	0.2500	0.2300	0.2200	0.2100 ^b	_____
1985.5 ^a	_____	0.1300	0.1300	0.1400	0.1600	0.1700 ^b	_____

Tabla III.3.a

a) Para los rayos gamma de 1107.0 , 1657.3 y 1985.5 keV se realizó un "run" independiente del resto de los otros gammas , ya que por su alta energía se salían de rango.

b) Esos valores experimentales corresponden a un ángulo de 135 grados

$\begin{matrix} W(\theta) \\ E_g(\text{keV}) \end{matrix}$	90	100	105	110	120	130	140
95.7	0.13879	0.12779	0.12539	0.13299	0.12109	0.1199	0.11019
317.5	0.95127	0.9630	0.8699	0.9570	0.9500	0.8100	0.8450
343.2	0.1619	0.1596	0.1569	0.1531	0.1431	0.1308	0.1177
470.5	0.1127	0.1108	0.1085	0.1053	0.9691	0.8660	0.7564
692.7	0.5577	0.5480	0.5362	0.5202	0.4776	0.4254	0.3699
776.6	0.9945	0.9823	0.9673	0.9471	0.8932	0.8270	0.7566
787.9	0.4364	0.4346	0.4325	0.4295	0.4217	0.4122	0.4020
935.5	0.2908	0.2843	Falta de estadis.	0.2658	0.2375	0.2027	0.1657
1107.0	0.1458	0.1505	a	0.1642	0.1851	0.2244 ^b	—
1657.3	0.2668	0.2443	a	0.2371	0.2262	0.2056 ^b	—
1985.5	0.1305	0.1331	a	0.1406	0.1521	0.1736	—

Tabla III.3.b

a) 105° es equivalente a 75°, para este valor de ángulo no hay datos experimentales

b) Para esos valores del "fiteo" le corresponde un ángulo de 135 grados

Energía (keV) (± 0.3 keV)	Intensidad	A_2	A_4^a	ΔI
95.7	4.0 ± 0.6	-0.21 ± 0.05	(± 0.11)	1
317.5	7.8 ± 0.8	-0.16 ± 0.07	(± 0.17)	1
343.2	14.2 ± 1.4	-0.37 ± 0.03	(± 0.07)	1
388.7 ^c	3.5 ± 0.7			
470.5	16.0 ± 1.6	-0.46 ± 0.06	(± 0.13)	1
692.7 ^c	5.0 ± 0.7	-0.47 ± 0.07	(± 0.02)	1
776.6	31.2 ± 3.0	-0.41 ± 0.08	(± 0.08)	1
787.9 ^c	10.0 ± 1.5	-0.09 ± 0.12	(± 0.27)	1
908.8	100 ± 5	0 ^b	0 ^b	
935.5	10 ± 2	-0.65 ± 0.18	(± 0.41)	1
1061.5 ^c	2			
1107.0	16.3 ± 1.6	0.53 ± 0.09	(± 0.27)	2
1506.6 ^c	8 ± 2	d	d	
1509.6	3 ± 1	d	d	
1621.0	1.6 ± 0.6	d	d	
1657.3	37 ± 4	-0.25 ± 0.06	(± 0.06)	
1985.5	29.7 ± 3	0.17 ± 0.11	-0.20 ± 0.11	2
3107.0	25 ± 4	d	d	

Tabla III.3.c

- a- Un error entre paréntesis indica que dentro de este error A_4 es consistente con cero. En esos casos se hizo un segundo ajuste con A_4 igual a cero. Los valores de A_2 fueron obtenidos de ese segundo ajuste.
- b- Debido a su larga vida media la transición de 908.8 keV fue supuesta con distribución isotrópica y el correspondiente área de pico fue usada para normalización.
- c- Significa picos compuestos.
- d- Significa que por su baja estadística no se pudieron obtener valores experimentales de la distribución angular.

CAPITULO IV

DETERMINACION DE LA POSICION RELATIVA DE LOS NIVELES EXCITADOS DEL ^{89}Y POR EL METODO DE COINCIDENCIAS GAMMA-GAMMA

IV.1. Montaje experimental

Para el estudio de los estados excitados de los núcleos es importante determinar cuando un rayo gamma particular está en coincidencia con uno o más rayos gamma emitidos durante el proceso. Esto permite la determinación de cascadas de rayos gamma y da una visión intrínseca de la estructura del núcleo bajo estudio. Más aún, las intensidades de coincidencia relativa dan una indicación del orden en el cual son emitidos los diferentes rayos gamma.

El arreglo experimental clásico para investigar la coincidencia de dos o más rayos gamma, es utilizar una ventana de discriminación para seleccionar un determinado rango de energías y establecer electrónicamente la coincidencia con el resto de los pulsos correspondientes al espectro de radiación que se estudia. Este método fue usado durante mucho tiempo, pero un experimento de tiempo largo presenta la dificultad del corrimiento de las ventanas discriminadoras. Este problema fue solucionado con el uso del "multicomparador digital" (referencia 13), el cual está construido con discriminadores digitales, los cuales mantienen una perfecta definición de las ventanas.

En la figura IV.1.1 se observa un diagrama en bloque del sistema completo de coincidencias para radiaciones electromagnéticas en cascada. Este consta de una rama de coincidencia rápida y de una rápido-lenta.

La coincidencia rápida se realiza por medio de un convertidor de

tiempo en amplitud con una salida de selección de amplitud. Los pulsos generados en ambos detectores semiconductores Ge(Li) son amplificados por amplificadores rápidos y discriminados posteriormente a un nivel por encima del ruido por medio de los discriminadores a fracción constante. Los pulsos standard producidos por éstos tienen un atraso relativo proporcional al atraso relativo de los pulsos producidos en los detectores. Dicho atraso relativo es convertido en amplitud por el convertidor de tiempo en amplitud, de tal manera que éste genera un espectro de tipo gaussiano. El máximo de éste corresponde al promedio de atraso relativo. Un selector monocanal de pulsos selecciona el rango de amplitudes que conforman el máximo del espectro. Un sistema electrónico de retardo fija el atraso adecuado para abrir la compuerta del Convertidor Analógico-Digital 1, el cual procesa la señal analógica que proviene del amplificador acoplado al detector 1. El tiempo de resolución de este sistema es del orden de 50 nanosegundos.

La discriminación de las energías absorbidas en el detector 2 se hace por medio de otro Convertidor Analógico Digital, con salida de código de 12 bits. Es decir que la altura del pulso amplificado proveniente del detector 2 es codificada en 12 amplitudes, las que a su vez son clasificadas en por ejemplo 4 ventanas (puede variarse este número) por el multicomparador digital. Este acusa el pulso de código de entrada con otro pulso de código que indica el orden de la ventana.

Finalmente se realiza la coincidencia rápido-lenta por medio de un circuito lógico al cual entra el pulso de código 1, 2, 3 ó 4 del multicomparador digital y el tren de pulsos correspondiente al Convertidor Analógico-Digital 1. Este circuito lógico abre la compuerta correspondiente a una de las 4 submemorias en que está por ejemplo dividida la memoria de 4096 canales del S.M.C.P, aparte de generar un pulso para abrir la compuerta general del S.M.C.P.

De esta manera se almacena en cada una de las 4 submemorias del S.M.C.P. un espectro de amplitudes de pulso que está en coincidencia respectivamente con cada una de las 4 ventanas del multicomparador digital. Ello equivale a obtener en cada memoria del S.M.C.P. un espectro de energía de radiación electromagnética que está correlacionado en el tiempo con cada uno de los 4 rangos de energía seleccionados.

Los dos detectores fueron colocados a 90° con respecto a la dirección del haz de las partículas alfa y a 180° uno respecto del otro, ambos a una distancia de 5 cm del blanco.

Para la calibración en energía para ambas ramas se usaron las fuentes de ^{22}Na , ^{60}Co y ^{152}Eu cuyas energías de rayos gamma ya fueron detalladas en la sección I.4.

El circuito de coincidencias fue probado antes de cada experimento, gatillando algunos rayos gamma de las fuentes de ^{152}Eu y ^{22}Na .

IV.2. Mediciones

Las mediciones de coincidencia gamma-gamma se realizaron durante períodos de 48 horas simultáneamente con el bombardeo de las partículas alfa sobre el blanco de ^{87}Rb , a una energía de 35 MeV.

Se acumularon espectros de coincidencia con las energías de 957., 317.5, 343.2, 470.5, 776.6, 787.9, 1107.0 y 1657.3 keV. Las cuatro primeras y la de 787.9 keV fueron acumuladas en 511 canales, mientras que las líneas de 776.6, 1107.0 y 1657.3 keV en 1024 canales.

Los espectros de coincidencia pueden verse en las figuras IV.2.1, IV.2.2, IV.2.3, IV.2.4, IV.2.5, IV.2.6, IV.2.7 y IV.2.8 con sus respectivas coincidencias fortuitas descontadas.

Las integraciones de las áreas de los rayos gamma de estos

espectros se hicieron directamente en el S.M.C.P. A cada uno de ellos se le restó su respectivo fondo Compton, tomado como promedio a ambos lados del pico. La tabla IV.2.a condensa los resultados de las coincidencias gamma-gamma obtenidos en estas mediciones, normalizadas por la intensidad del pico más intenso del espectro de coincidencia.

Como será discutido en la siguiente sección, el grupo de líneas de 95.7, 692.7, 317.5 y 470.5 keV forman dos cascadas que conectan el mismo estado inicial y final.

La transición de 343.2 keV está en coincidencia con estas cuatro líneas, pero sobre la base de consideraciones de intensidades de rayos gamma simples, no fue posible establecer si esta transición deberá ser colocada por encima o debajo de esta doble transición.

Figura IV.1.1 : Sistema completo de coincidencias de radiaciones en cascada.

P-A : Pre-Amplificador ORTEC modelo

G_e(Li) : Detector semiconductor de germanio-litio

T.F.A. : Amplificador rápido ORTEC modelo 454

Bias : Fuente de tensión de alto voltaje ORTEC modelo 459

C.F.D. : Discriminador a fracción constante ORTEC modelo 463

G.and D.G. : Línea de retardo variable ORTEC modelo 416A

Amplif. : Amplificador lento ORTEC modelo 451-452

T.S.C.A. : Discriminador monocanal ORTEC modelo 455

TAU : Doble línea de retardo y ancho de pulso variable

A.D.C. 1-2: Convertidor analógico digital de pulso

Cod. : Codificador de pulsos

C.L. : Circuito lógico

S.M.C.P. : Selector multicanal de pulsos

M.C.D. : Multicomparador digital de pulsos

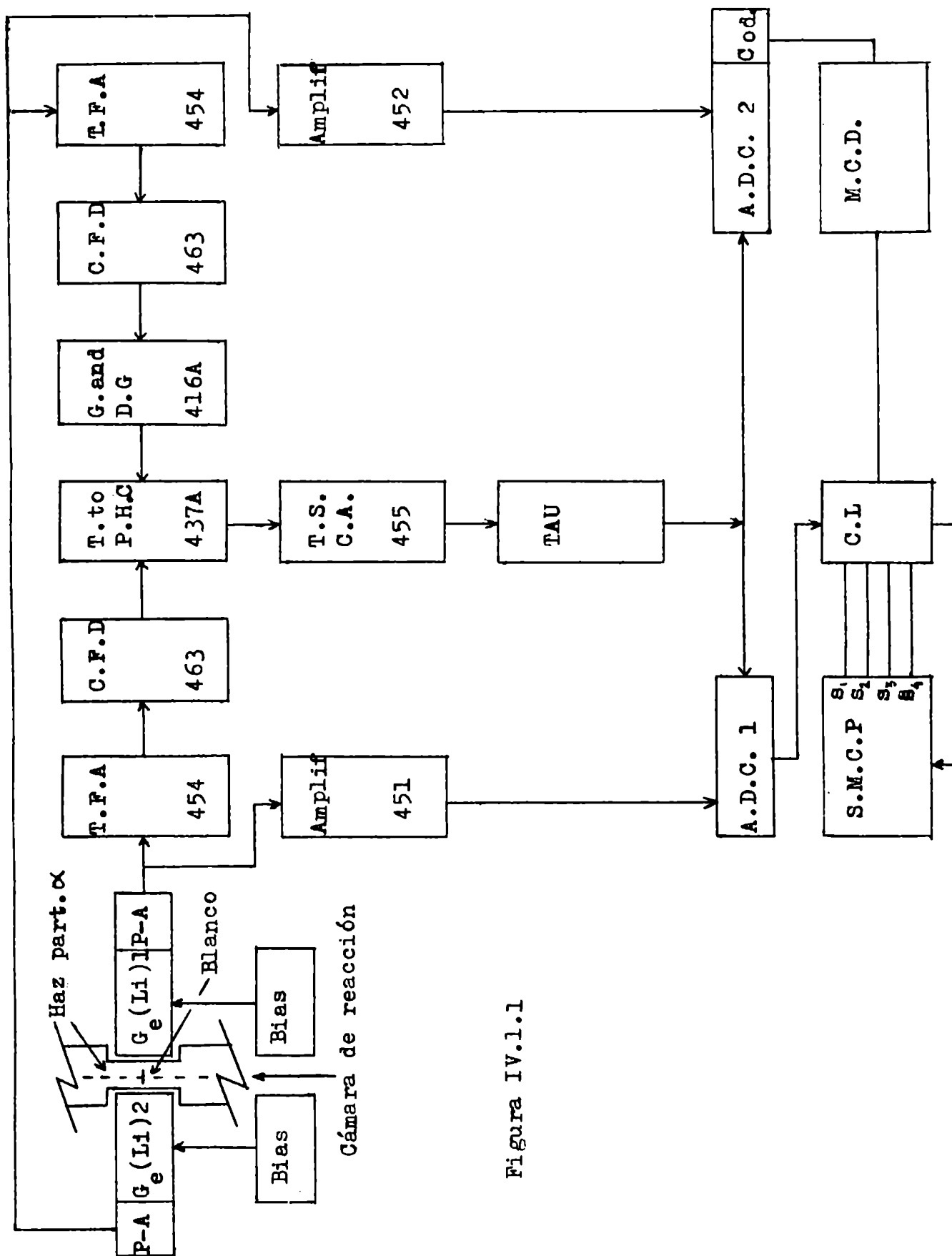


Figura IV.1.1

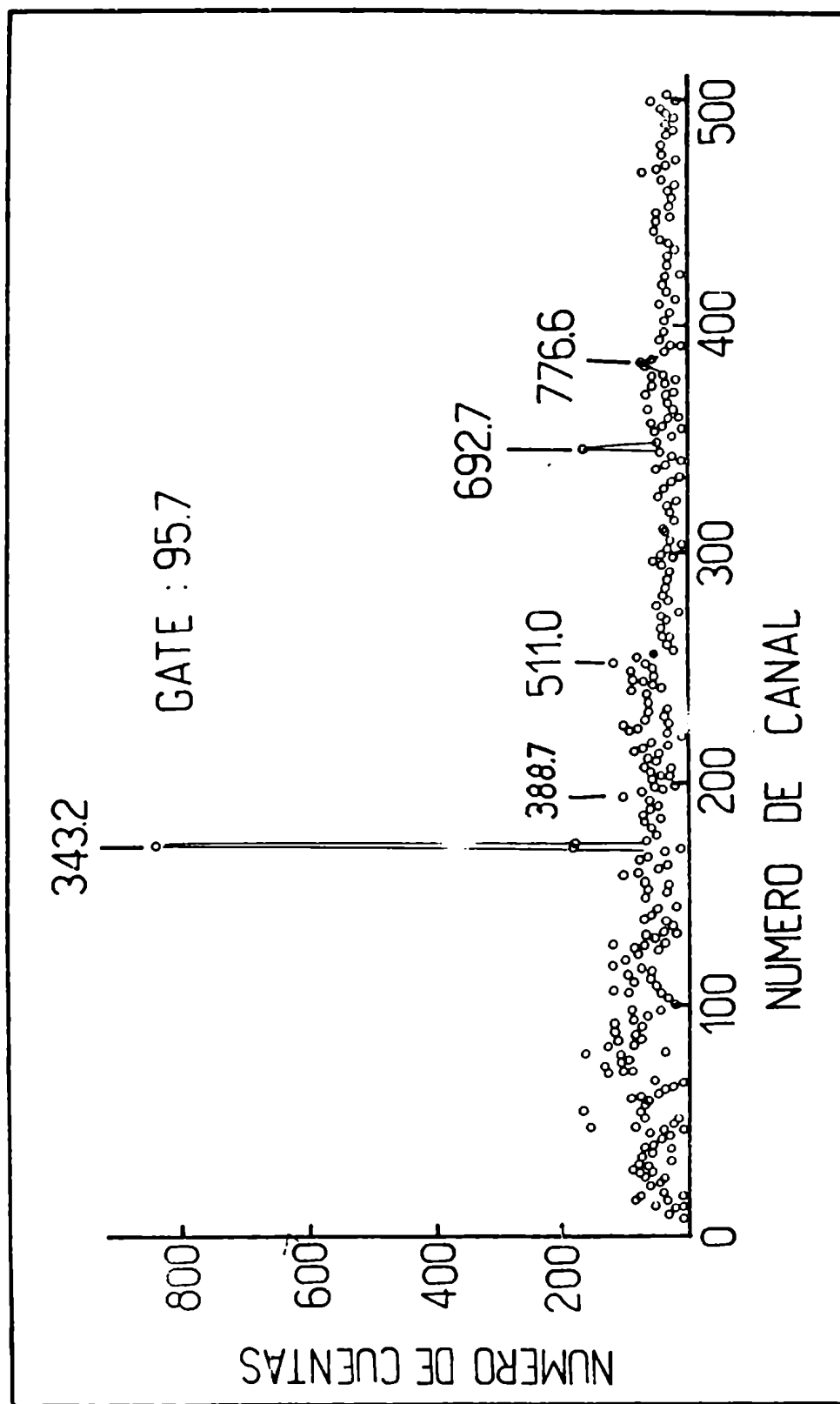


Figura IV.2.1 : Espectro de coincidencia para la ventana de 95.7 keV

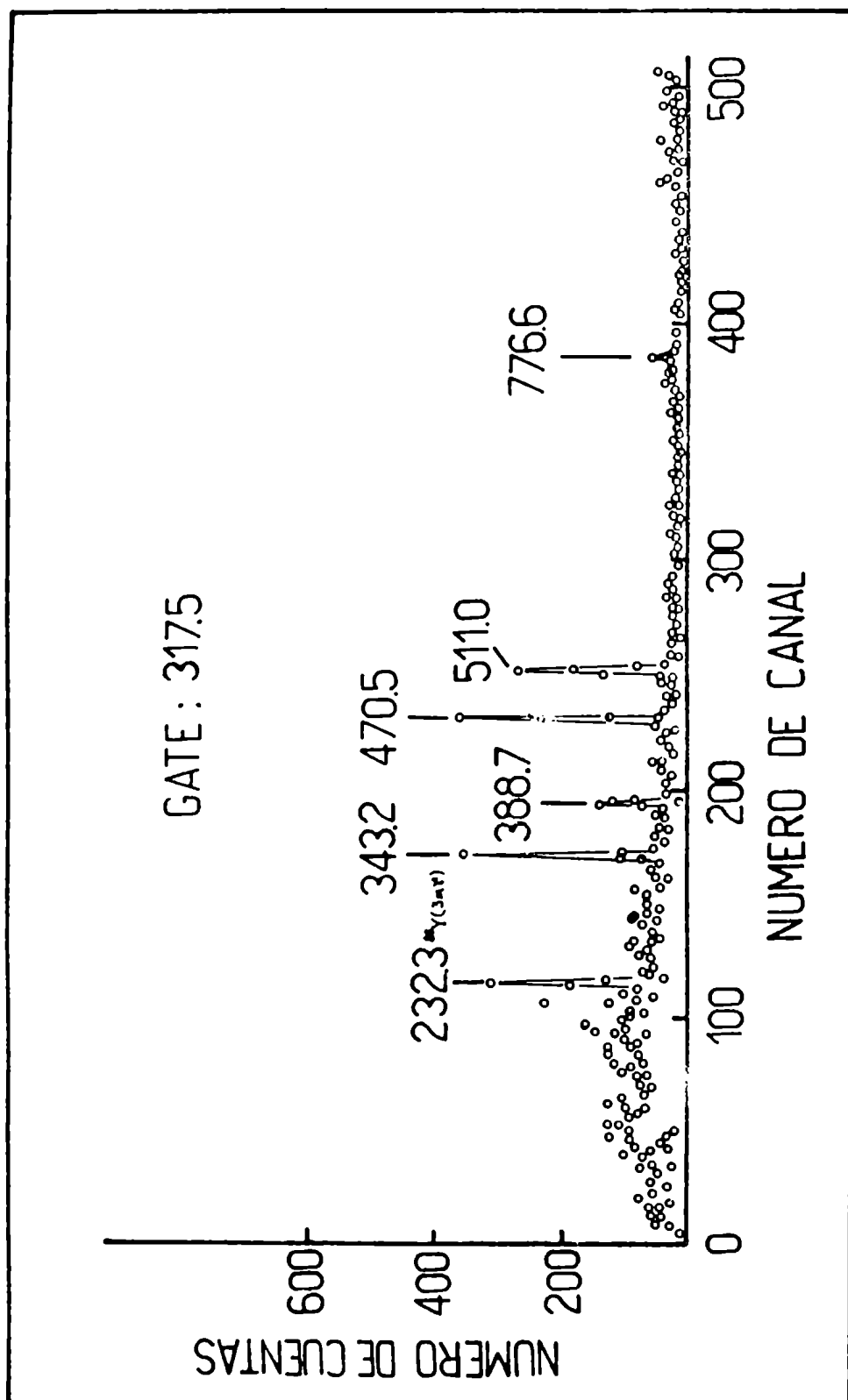


Figura IV.2.2.: Espectro de coincidencia para la ventana de 317.5 keV

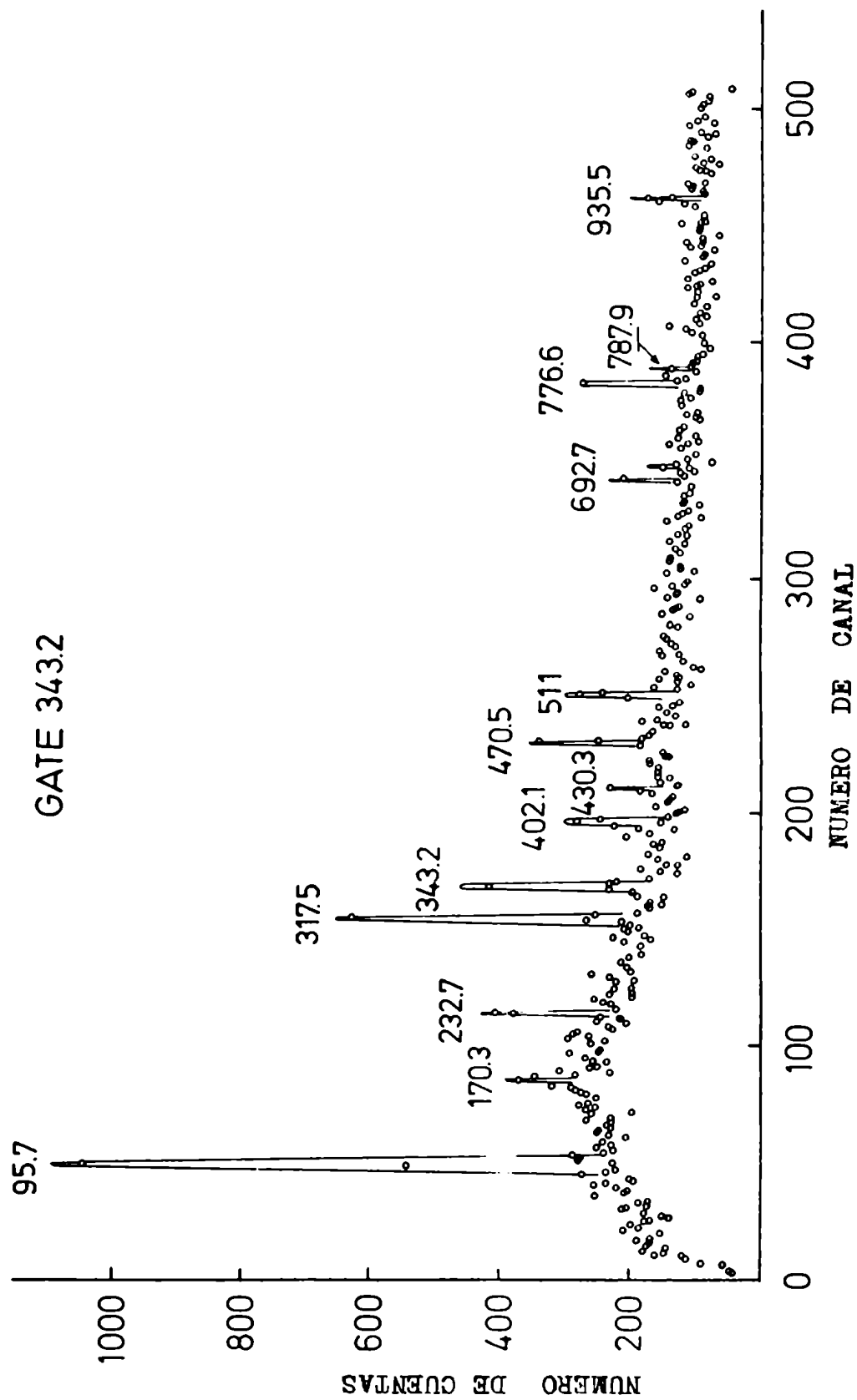


Figura IV.2.3 : Espectro de coincidencia para la ventana de 343.2 keV

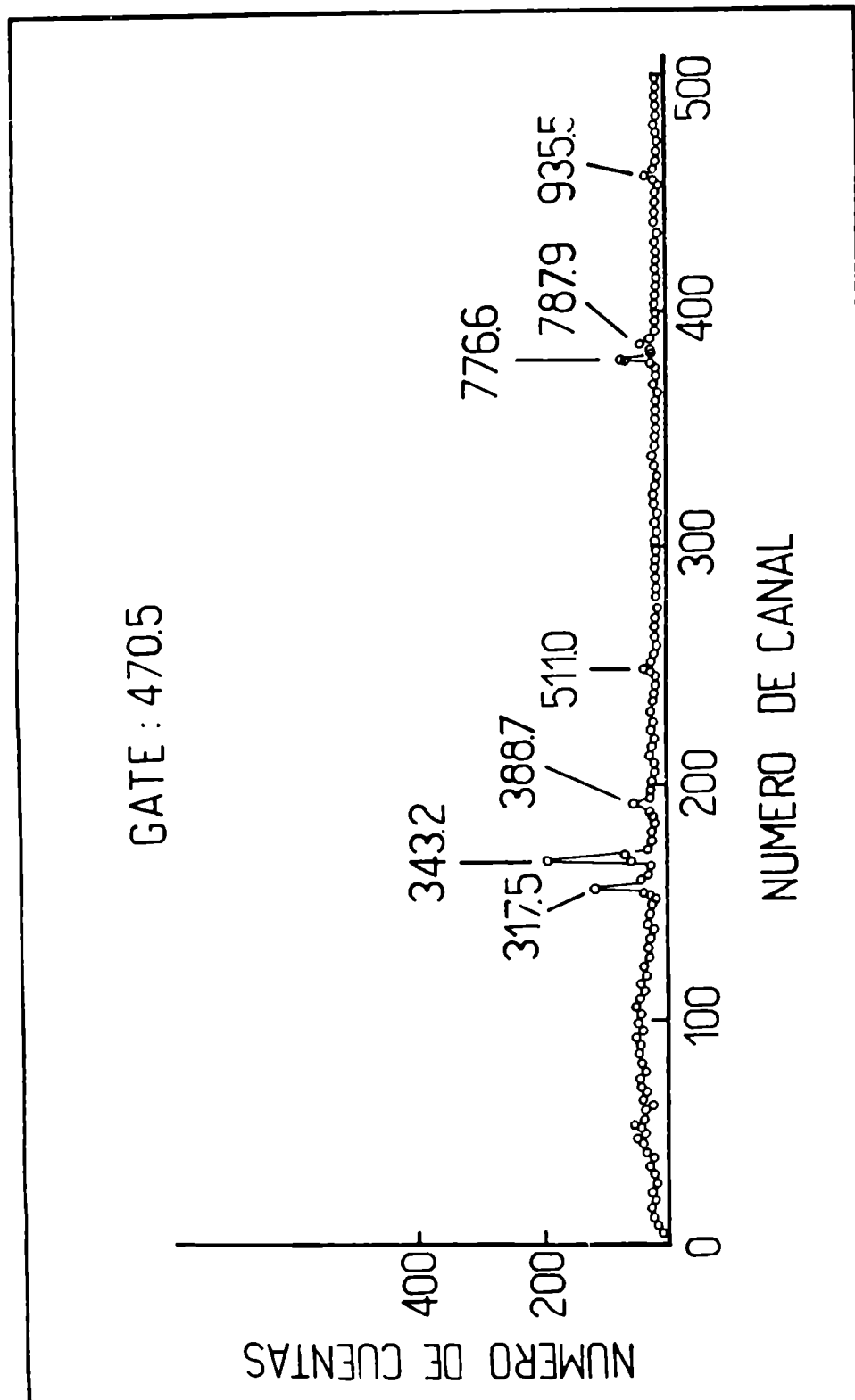


Figura IV.2.4 : Espectro de coincidencia para la ventana de 470.5 keV

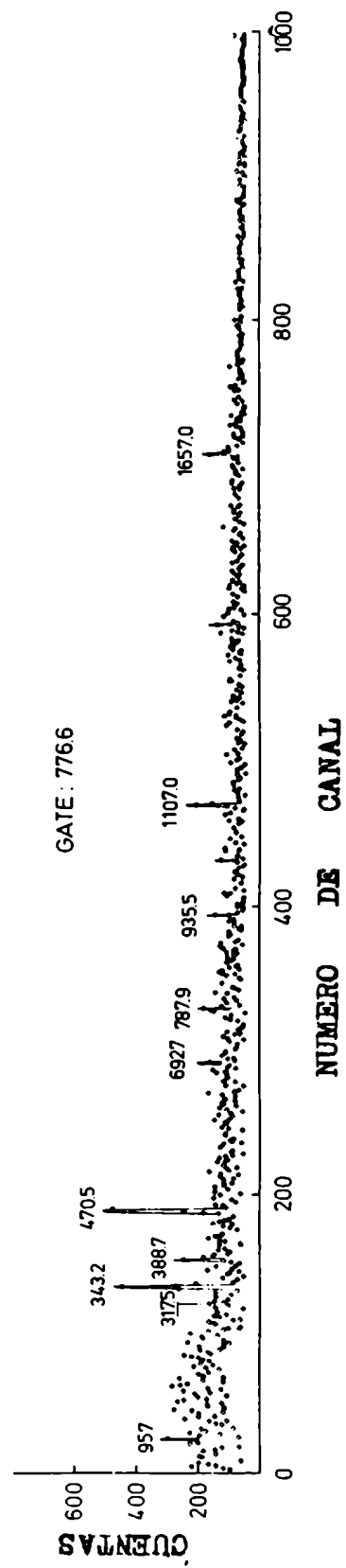


Figura IV.2.5 : Espectro de coincidencia para la ventana de 776.6 keV

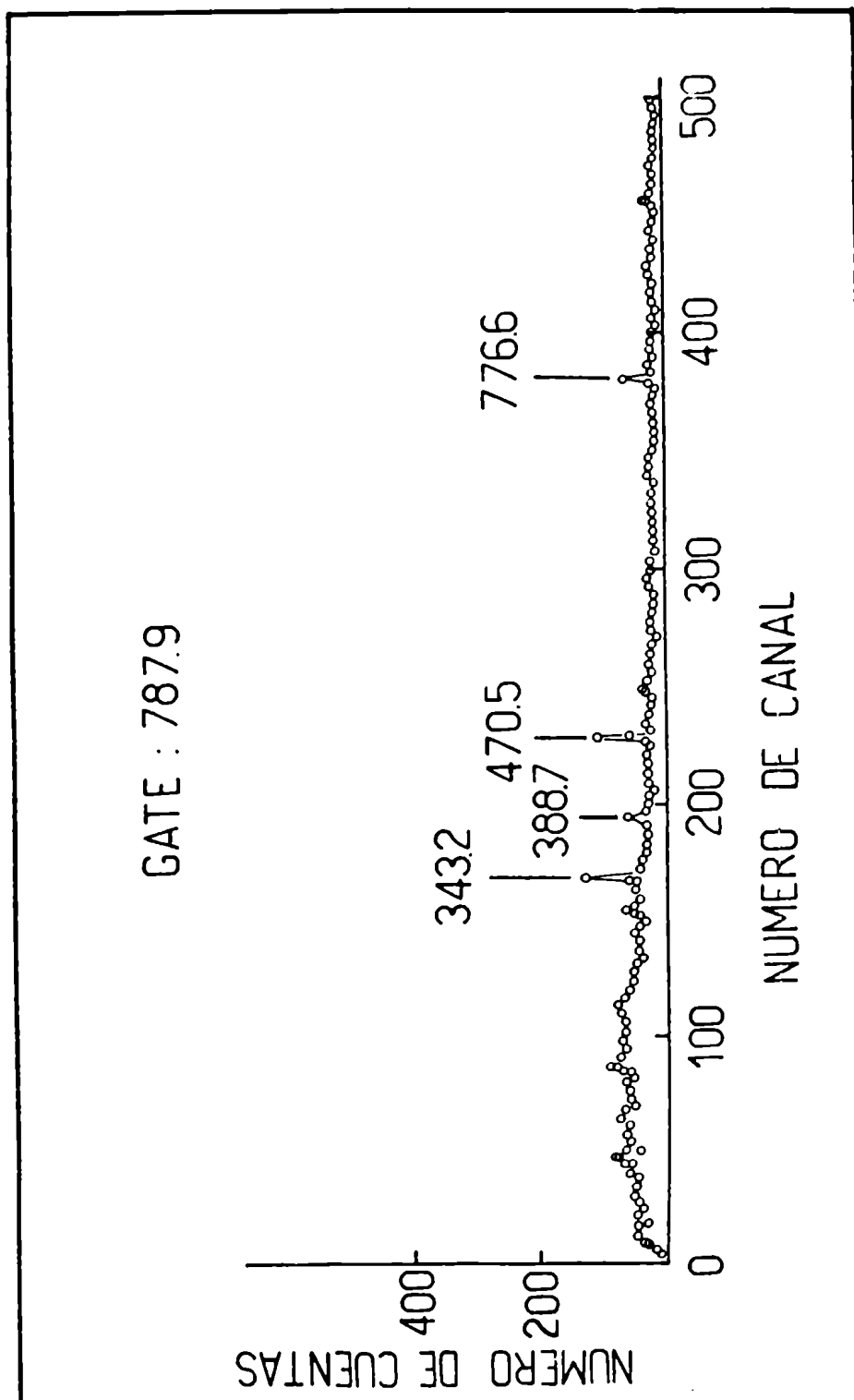


Figura IV.2.6 : Espectro de coincidencia para la ventana de 787.9 keV

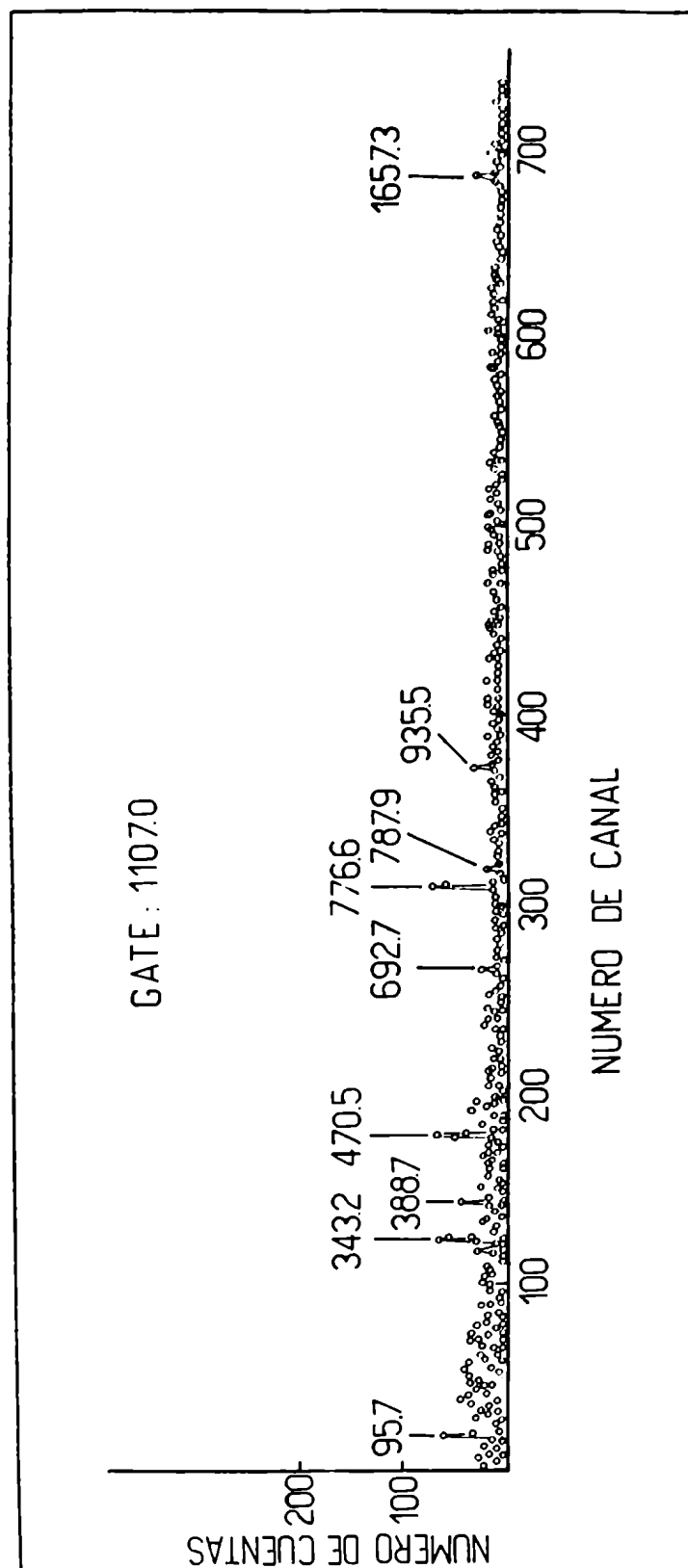


Figura IV.2.7 : Espectro de coincidencia para la ventana de 1107.0 keV

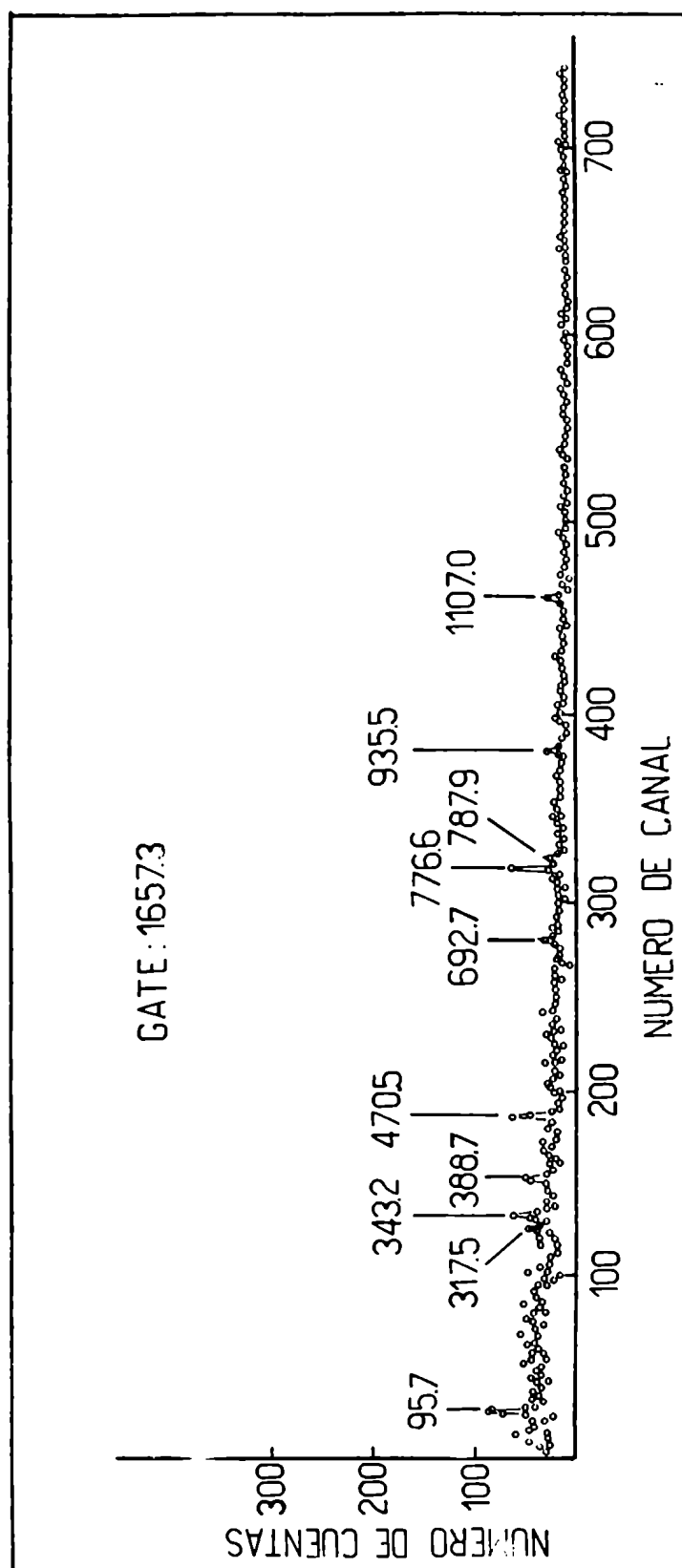


Figura IV.2.8 : Espectro de coincidencia para la ventana de 1657.3 keV

Energía 95.7 317.5 343.2 388.7 470.5 692.7 776.6 787.9 935.5 1107.0 1657.3

Ventanas

95.7	—	—	1	0.2	—	0.3 ^a	0.2	—	0.3	N	N
317.5	—	—	0.8	0.4	1	—	0.6	—	0.4	N	N
343.2	0.2	0.4	—	—	0.9	0.2	1	—	0.7	N	N
470.5	—	0.3	0.7	0.3	—	—	1	W	0.3	N	N
776.6	0.07	0.1	0.5	0.2	0.6	0.2	—	0.4	0.4	0.9	1
787.9	—	—	0.7	—	1	—	0.6	—	—	W	2 ^a
1107.0	W	W	0.2	W	0.5	W	1	0.3	0.3	—	0.9
1657.3	0.1	0.2	0.5	0.5	0.9	0.1	1	0.3	0.4	0.5	—

Tabla IV.2.a : Intensidades de coincidencia de la reacción $^{87}\text{Rb}(\alpha, 2n\gamma)^{89}\text{Y}$ a $E_{\alpha}:35 \text{ MeV}$

W significa coincidencias débiles, N que las energías de esos rayos gamma estuvieron fuera de rango, a desviación del valor esperado el cual no puede ser explicado, en ambos casos se trata de picos compuestos. La raya significa que no se obtuvieron cuentas.

IV.3 Análisis de los resultados

Una consecuencia inmediata de los resultados de las intensidades simples y de coincidencia de los rayos gamma, es la formación de una doble cascada compuesta por las transiciones de 95.7 y 692.7, 470.5 y 317.5 keV esquematizado en la figura IV.3.1

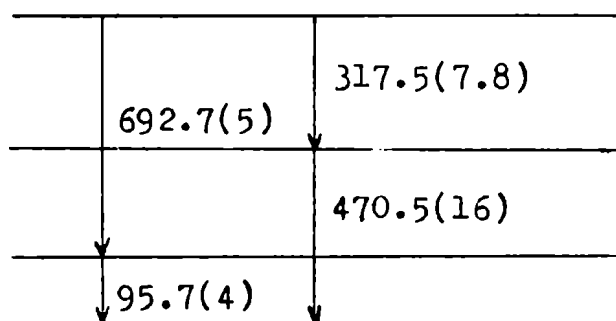


Figura IV.3.1

El número entre paréntesis indica la intensidad relativa simple, referida a la intensidad del rayo gamma de 908.8 keV. La intensidad asignada al rayo de 692.7 está sujeta a errores del mismo orden.

Las líneas de 1107.0, 776.6 y 1657.3 keV forman una cascada simple que alimenta el estado isomérico de 908.8 keV con $I^\pi = 9/2^+$ y $T = 16.06$ seg. , como puede verse en la figura IV.3.2

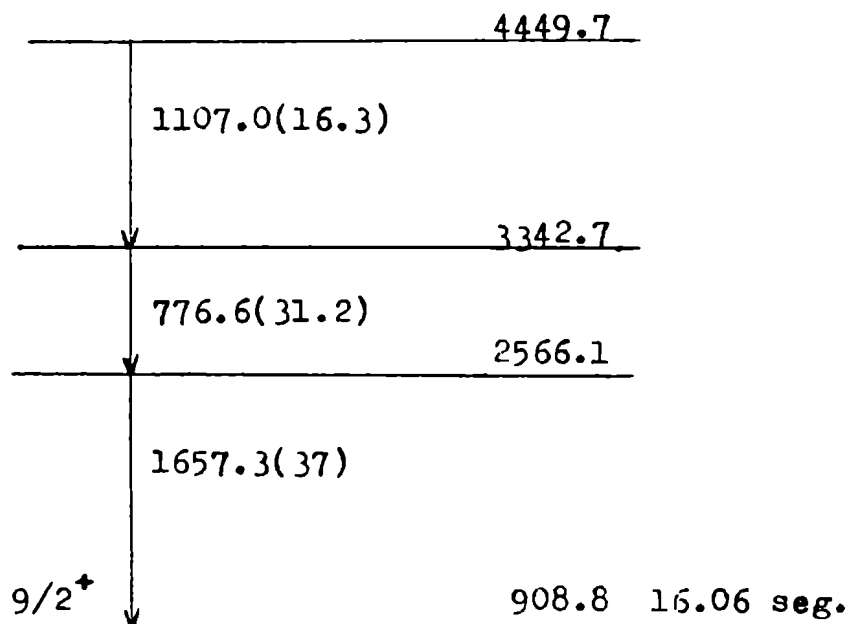


Figura IV.3.2

El nivel de 2566.1 keV es conocido (referencia 14), esto justifica que el rayo de 1657.3 keV esté alimentando el nivel de 908.8 keV y no el nivel fundamental $I^{\pi}=1/2^{-}$.

Se observa que estas transiciones fueron colocadas por orden decreciente de las intensidades a medida que aumenta la energía de los niveles excitados, que fue confirmado por los resultados de las mediciones de coincidencias. Estas indican que los rayos gamma de esta última cascada, con excepción del de 908.8 keV están en coincidencia con los cuatro rayos gamma de la doble cascada y con el de 343.2 keV. Dos posibilidades resultan de ello : que ambas cascadas estén conectadas entre sí por la transición de 343.2 keV o que éstas se conecten directamente y a su vez la transición de 343.2 keV alimente la doble cascada. Esta ambigüedad surge del hecho de que las mediciones de espectros simples y de coincidencias no dieron la suficiente información como para poder decidir por una de las dos posibilidades, las cuales se esquematizan en la figura IV.3.3.(A y B).

Para solucionar esta ambigüedad se llevó a cabo un análisis detallado basado en las intensidades de coincidencia y de espectro simple.

Se definió una cantidad R, que es el cociente entre la intensidad de coincidencia esperada (calculada de los esquemas de niveles supuestos) y la medida experimentalmente.

$$R = \frac{\text{Intensidad de coincidencia esperada}}{\text{Intensidad de coincidencia experimental}}$$

Esta cantidad R representa la inversa de la eficiencia total de coincidencia, y deberá ser una función suave de la energía de los rayos (es una función de la prompt) que componen las transiciones del esquema de niveles para cada uno de los gates del experimento.

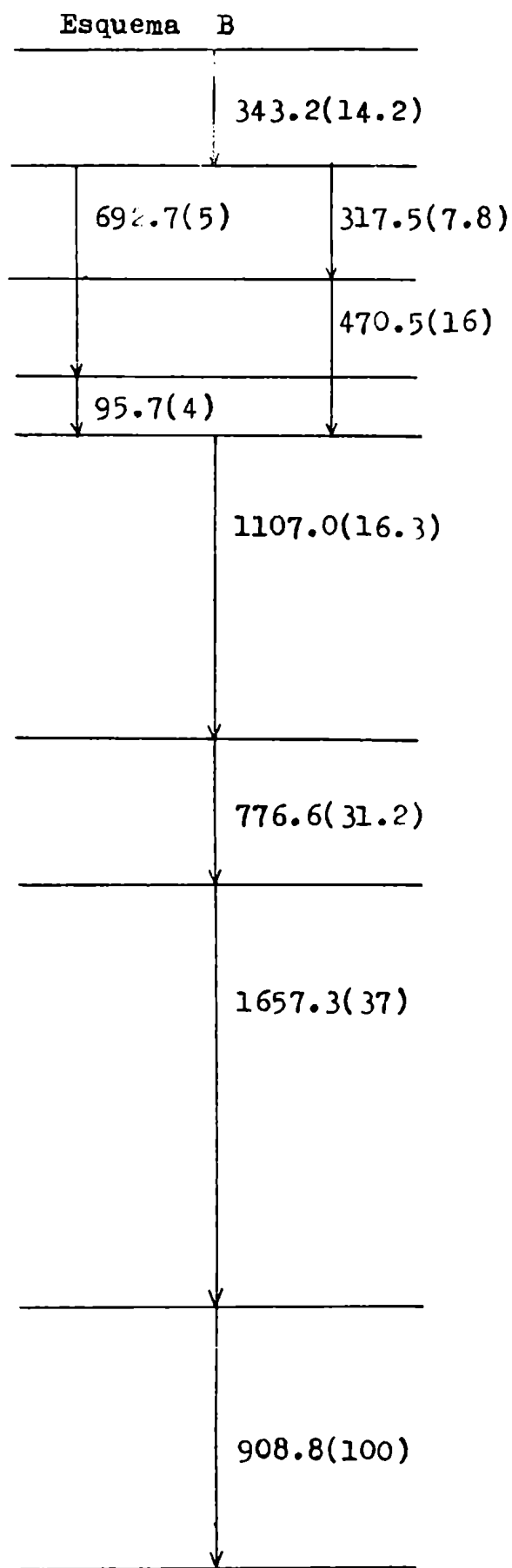
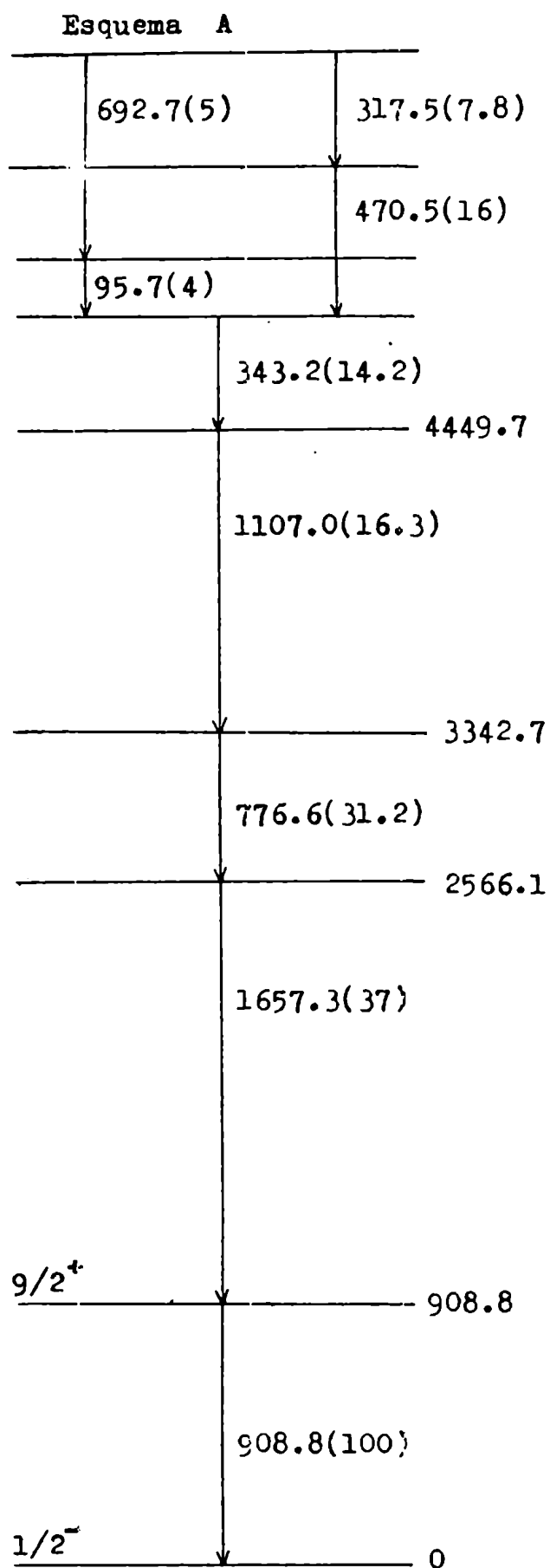


Figura IV.3.3: Los dos posibles esquemas respecto de la posición del rayo de 343.2 keV.

En la tabla IV.3.a se muestra el resultado del cálculo de las intensidades de coincidencia para los esquemas propuestos A y B. Dichos valores se encuentran ubicados en los vértices izquierdo y derecho superior de cada cuadro de la tabla, respectivamente. En el vértice izquierdo y derecho inferior se encuentra el valor de R para los esquemas A y B, respectivamente. En las figuras IV.3.4, IV.3.5, IV.3.6 y IV.3.7 se muestran los valores de R en función de la energía de los rayos gamma. Con un círculo se representaron los valores de R para el esquema A, y con un triángulo, para el esquema B. Las curvas fueron trazadas de tal forma que pasen por el mayor número de puntos. Para las ventanas de 95.7 y 317.5 keV no se observan diferencias significativas para ambos esquemas de niveles, y la distribución de puntos sigue una curva suave y creciente con el aumento de la energía de los rayos gamma.

Para la ventana de 343.2 keV del esquema A, la curva no se aparta prácticamente de la distribución de puntos. No sucede lo mismo con el esquema B, en el cual fue marcado con una flecha el valor de R para una energía de 692.7 keV, que sufre una gran desviación con respecto a la tendencia de los valores.

Un comportamiento similar al anterior sucede en los esquemas B para las ventanas de 776.6, 470.5, 1107.0 y 1657.3 keV.

Por lo tanto, la hipótesis de que la transición de 343.2 keV puebla la doble cascada, conduce a una desviación del comportamiento suave de la función R, y se concluye que esta radiación gamma alimenta directamente el nivel de 4449.7 keV.

De esta forma quedó básicamente construido el pilar central del esquema de desintegración; los restantes rayos gamma fueron ubicados como transiciones colaterales, de acuerdo con los resultados experimentales de espectros simples y mediciones de coincidencias, tal como se muestra en la figura IV.3.8.

Ex Ventarea	95.7		317.5		343.2		470.5		692.7		776.6		787.9		1107.0		1657.3	
	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B	A	B
95.7	—	—	—	—	.80	.80	—	—	1.0	1.0	1.0	1.0	—	—	—	—	—	—
317.5	—	—	—	—	.80	.80	1.0	1.0	—	—	.80	.80	—	—	—	—	—	—
343.2	.26	.33	.30	.40	—	—	.70	.40	.26	.60	1.0	.70	—	—	—	—	—	—
470.5	—	—	.50	.50	.80	.42	—	—	—	—	.80	.80	—	—	—	—	—	—
776.6	.15	.15	.17	.20	.56	.25	.31	.34	.09	.10	—	—	.24	.21	.56	.56	1.0	1.0
	20	2.0	1.7	2.0	1.1	.5	.5	.6	.4	.5	—	—	.6	.5	.6	.6	1	1
1107.0	—	—	—	—	.40	.63	.74	.74	—	—	1.0	1.0	—	—	—	—	1.0	1.0
					2.0	3.2	1.5	1.5	—	—	1	1	—	—	—	—	1.1	1.1
1657.3	.08	.09	.15	.15	.44	.20	.59	.59	—	—	.79	.79	—	—	.43	.43	—	—
	.8	.9	.7	.7	.9	.4	.6	.6	—	—	.8	.8	—	—	.9	.9	—	—

Tabla IV.3.a

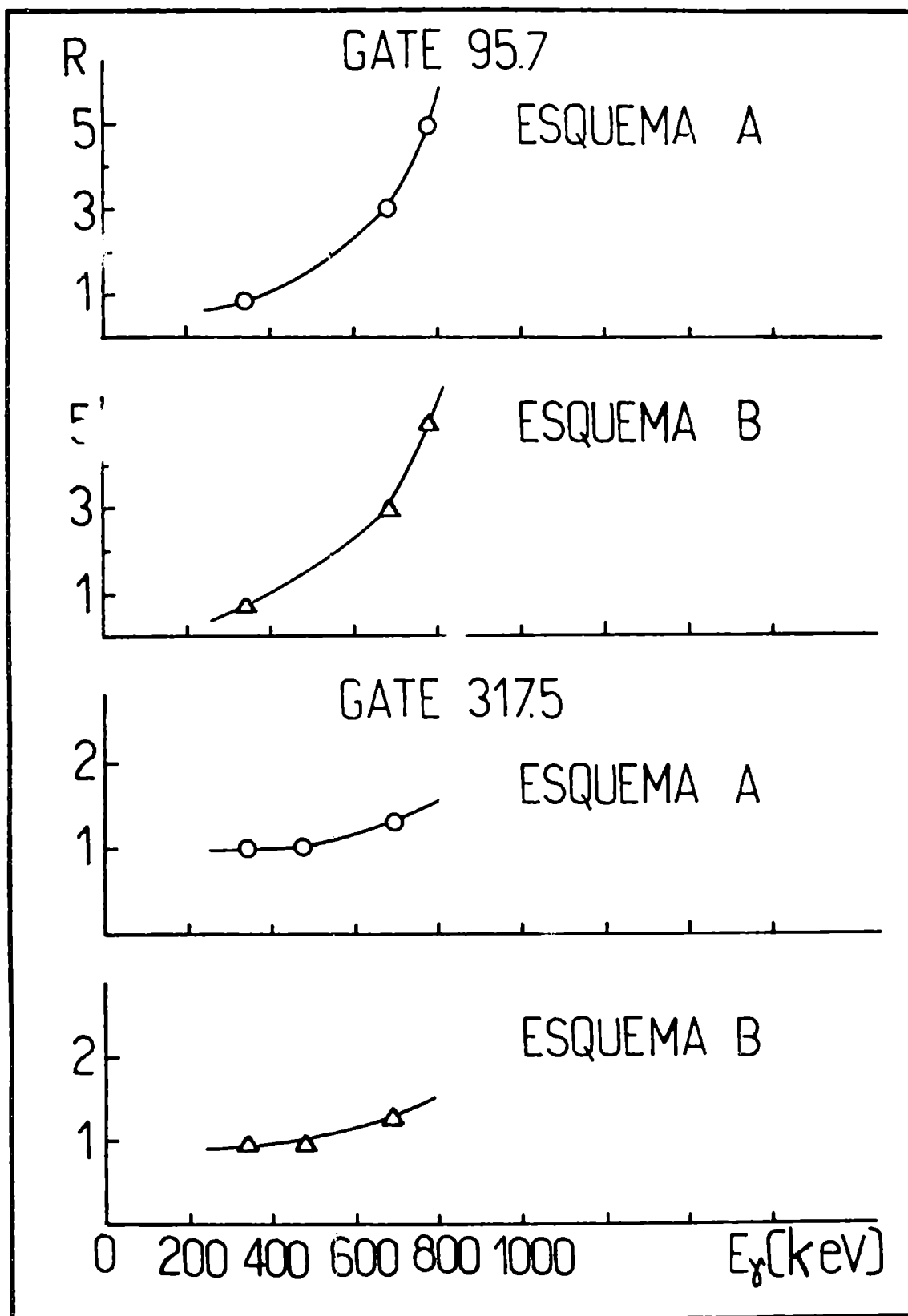


Figura IV.3.4: Valores de R en función de la energía de los rayos gamma para las ventanas de 95.7 y 317.5 keV.

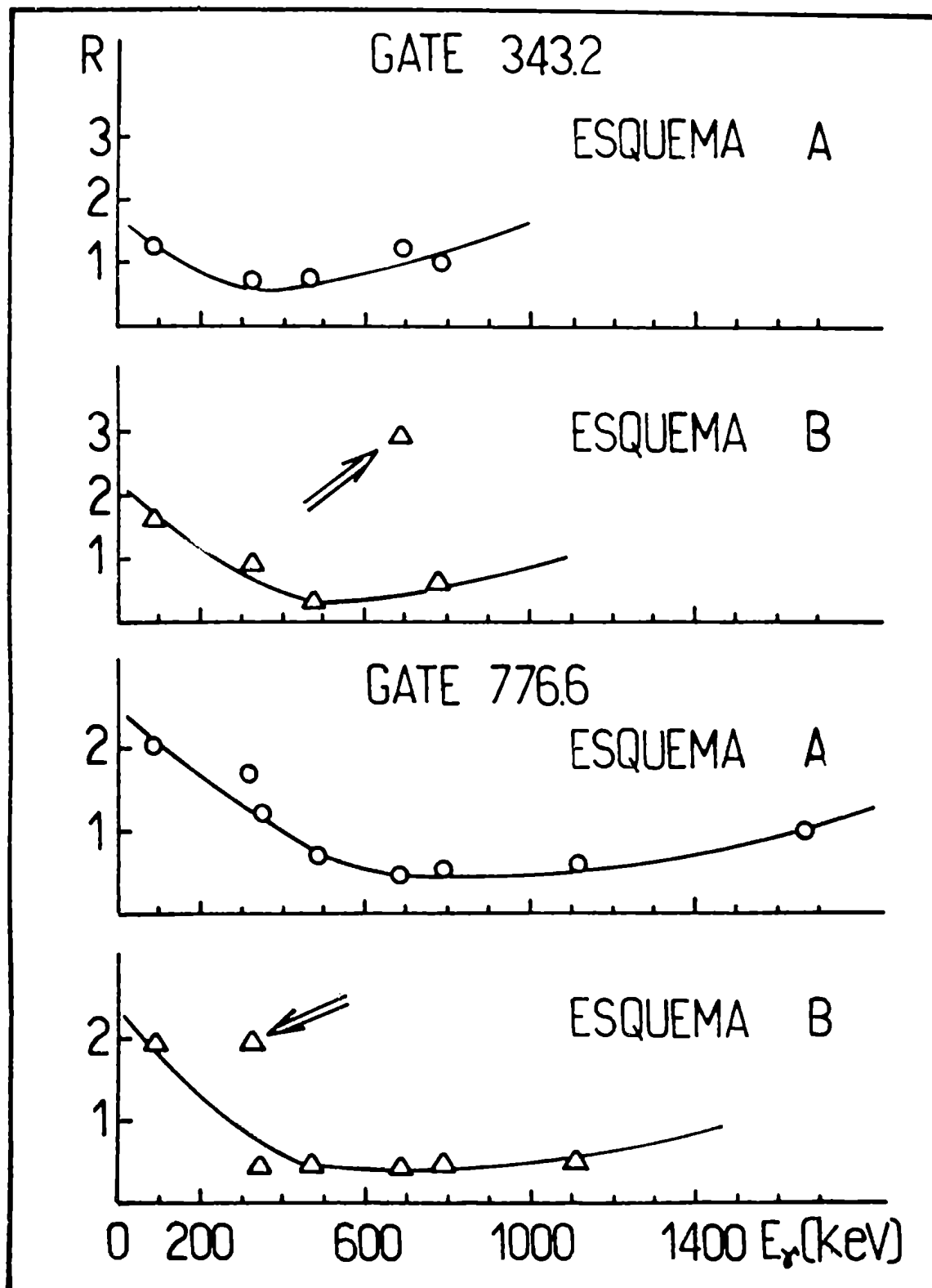


Figura IV.3.5: Valores de R en función de la energía de los rayos gamma para las ventanas de 343.2 y 776.6 keV.

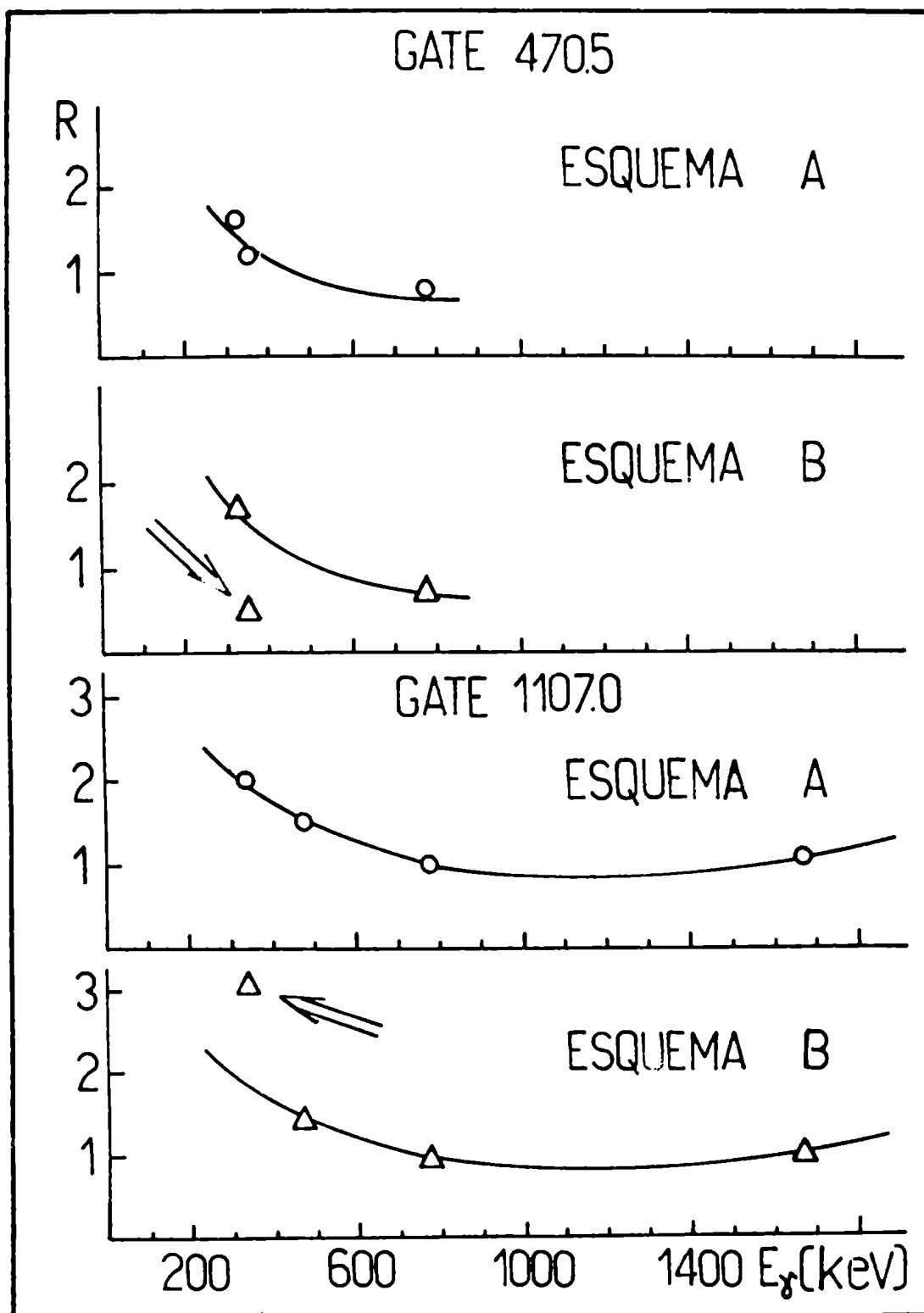


Figura IV.3.6 : Valores de R en función de la energía de los rayos gamma para las ventanas de 470.5 y 1107.0 keV.

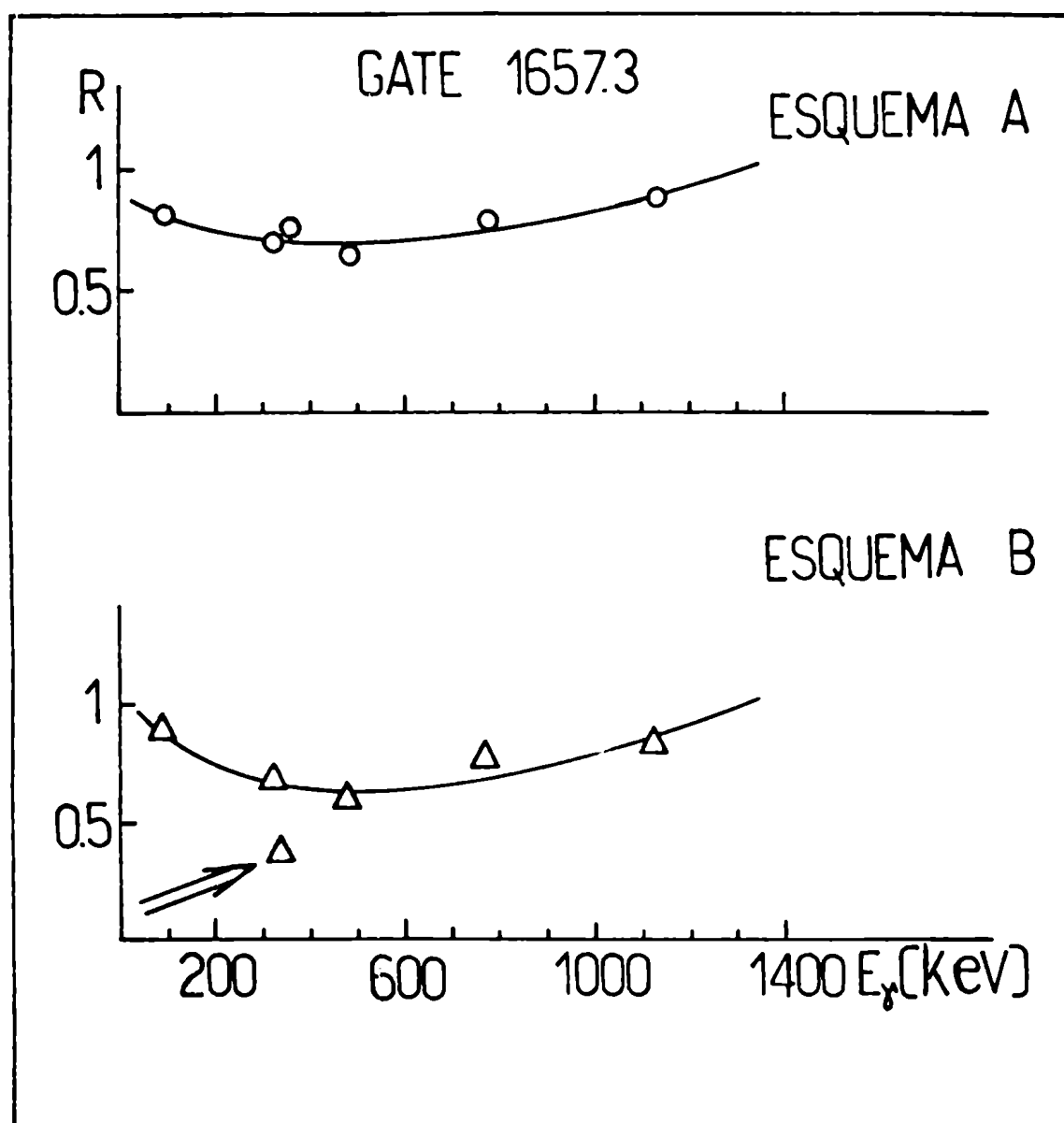


Figura IV.3.7 : Valores de R en función de la energía de los rayos *gamma* para la ventana de 1657.3 keV.

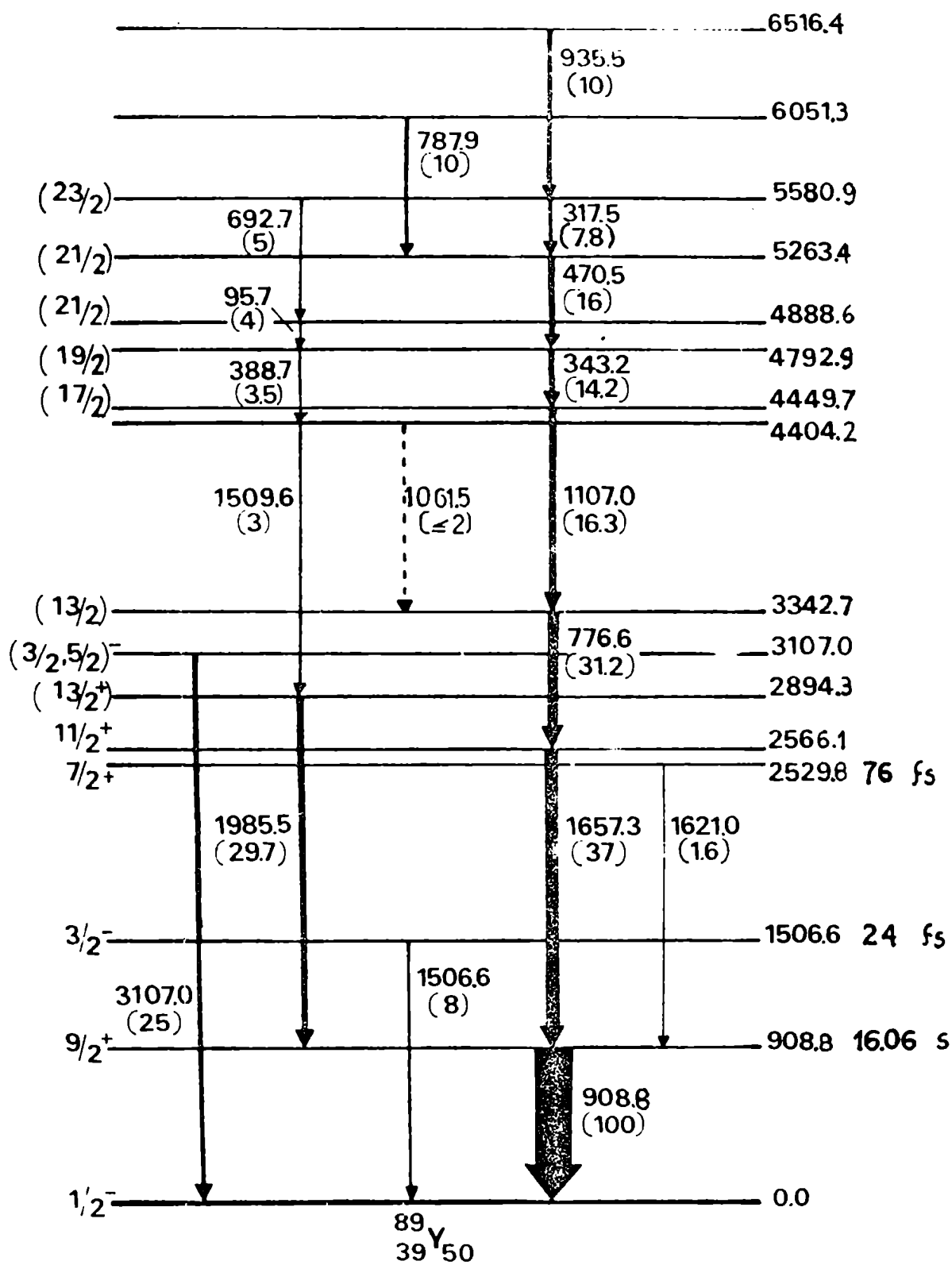


Figura IV.3.8 : Esquema de niveles de los estados excitados del ^{89}Y mediante la reacción $^{87}\text{Rb}(\alpha, 2n\gamma)^{89}\text{Y}$ con α de 35 MeV.

CAPITULO V

DISCUSION DEL ESQUEMA DE NIVELES

V.1 Introducción

Es importante aclarar que el esquema de niveles propuesto en la figura IV.3.8 es sólo una parte del esquema integral de niveles excitados del ^{89}Y , ya que del núcleo compuesto, al salir dos neutrones, queda el núcleo residual en diferentes niveles excitados de alto impulso angular total. Por lo tanto los niveles de bajo impulso angular total no son generalmente poblados en este tipo de experiencia.

En el apéndice II se puede observar los estados excitados del ^{89}Y poblados mediante distintas reacciones (referencia 14)

V.2 Nivel fundamental, 1°(908.8), 2°(1506.6), 3°(2529.8) y 4°(2566.1) niveles excitados del ^{89}Y .

El estado fundamental $I^{\pi} = 1/2^{-}$, el estado isomérico $I^{\pi} = 908.8 \text{ keV}$ y los estados $I^{\pi} = 3/2^{-}$, $7/2^{+}$ y $11/2^{+}$, en 1506.6, 2529.8 y 2566.1 keV respectivamente fueron poblados mediante esta reacción, los cuales ya se conocían (referencia 15).

V.3 Quinto nivel excitado (2894.3)

Se observó que la línea de 1985.5 keV tiene una función de excitación que sigue exactamente el comportamiento de las líneas de la reacción ($\alpha, 2n\gamma$), pero que resultó no estar en coincidencia con las líneas utilizadas como ventanas en el experimento (sección IV.2), y asignadas a estados excitados del ^{89}Y . Teniendo en cuenta su intensidad relativa (29.7), se propuso que este rayo

gamma provenga del estado de 2894.3 keV y alimente el estado isomérico de 908.8 keV. Esto se fundamenta teniendo en cuenta el trabajo de L. Hulstman (referencia 16), el cual realizó investigaciones de los estados excitados del ^{89}Y por medio de experimentos de scattering inelástico de protones en alta resolución. Como resultado de esta experiencia quedó establecida la existencia del nivel excitado de 2894.3 keV en el ^{89}Y con un valor de alto momento angular.

La distribución angular de la línea de 1985.5 keV posee una anisotropía positiva, como puede observarse de la figura III.31. Esto sugiere que la transición es cuadrupolar pura con $\Delta I = 2$. Por lo tanto fue asignado tentativamente al nivel de 2894.3 keV un valor de $I^\pi = (13/2^+)$.

V.4 Los niveles excitados de 3107.0, 3342.7 y 4404.2 keV

El estado de 3107.0 keV con $I^\pi = (3/2, 5/2)^-$ alimenta el estado fundamental $I^\pi = 1/2^-$, mediante un solo rayo gamma de esa misma energía. Este ya fue observado en trabajos previos mediante las reacciones $^{88}\text{Sr}(p, \gamma)$ y $^{89}\text{Y}(N, N'\gamma)$ (referencia 14). Debido a su alta energía (baja eficiencia de detección) no fue posible medir su distribución angular, lo cual hubiera permitido confirmar uno de los dos valores de momento angular ya asignados.

Los rayos gamma de 343.2, 776.6, 1107.0 keV y la doble cascada constituida por los rayos gamma de 95.7, 317.5, 470.5 y 692.7 keV están en coincidencia y constituyen el camino principal de decaimiento del núcleo residual.

La intensidad del rayo gamma de 776.6 keV (31.2) es prácticamente el doble que la de los otros miembros de la secuencia. Teniendo en cuenta que los restantes rayos gamma carecen de intensidad suficiente como para posibilitar que la transición

de 776.6 keV esté alimentada por ellos, se concluyó que hay una alimentación directa al nivel de 3342.7 keV.

En la figura III.3.1 se puede observar que el rayo gamma de 776.6 keV posee una anisotropía negativa, con un coeficiente A_4 despreciable (tabla III.3.c), indicando un carácter dipolar con muy pequeño porcentaje de mezcla (referencia 12).

Con estos argumentos y la no existencia de alimentaciones colaterales, se consideró que esta transición posee un $\Delta I=1$, asignándose tentativamente al nivel de 3342.7 keV un valor de momento angular $I=(13/2)$.

Los rayos gamma de 1509.6 y 1061.5 keV provienen del nivel de 4404.2 keV. Ambos rayos aparecen como miembros de multipletes en el espectro simple de rayos gamma. Para ninguno de los dos rayos fue posible determinar sus funciones de excitación, por las razones expuestas anteriormente, sumado a esto su débil intensidad relativa. Como consecuencia tampoco estos rayos fueron detectados en las mediciones de coincidencia. La colocación del rayo de 1509.6 keV en el esquema de niveles está basado en el valor de su energía e intensidad relativa.

El rayo de 1061.5 keV no pudo ser totalmente resuelto del ancho pico en 1064.0 keV. Su colocación en el esquema de niveles está basado en las mediciones de coincidencia relativa entre los rayos de 776.6 y 388.7 keV. La energía del rayo gamma de 1061.5 keV fue calculada por medio de diferencias de energía.

Como se observó del análisis anterior, la asignación de momentos angulares para los niveles de energía, está basado sobre los resultados experimentales de las distribuciones angulares de los rayos gamma. Muchos rayos gamma muestran carácter dipolar, eso implicaría la posibilidad del caso $\Delta I = 0$, pero esto es prácticamente improbable pues requeriría un valor del coeficiente A_4 grande, cosa que no ocurre como puede verse de la tabla III.3.c. Como consecuencia la mayoría de las transiciones

están favorecidas con un $\Delta I = 1$. La ausencia de transiciones colaterales favorece un incremento en la secuencia de spines.

V.5 Niveles excitados de 4449.7, 4792.9, 4888.6, 5263.4 y 5580.0 keV.

Del hecho que los rayos gamma de 343.2, 1107.0 keV y la doble cascada tengan intensidades relativas simples comparables, hizo dificultoso encontrar un camino directo y seguro que argumente la colocación correcta de esas transiciones. El orden adoptado está basado sobre los resultados del análisis de eficiencia de coincidencias como fue ejemplificado en la sección IV.3, pero tomando ahora en cuenta las ventanas de 776.6, 1107.0 y 1657.3 keV, para determinar la colocación correcta del rayo gamma de 1107.0 keV. Como en el caso anterior, las desviaciones mínimas fueron consistentemente observadas cuando el rayo gamma de 1107.0 keV alimenta el nivel de 3342.7 keV. A esta transición se le asignó un $\Delta I=2$, pues su distribución angular presenta una anisotropía positiva, lo cual sugiere que puede ser una transición cuadrupolar pura. Por lo tanto se propone una asignación $I(17/2)$ al estado de 4449.7 keV. Esto es una afirmación débil de sostener; para confirmar esta suposición sería en principio necesario determinar distribuciones angulares con mayor cantidad de ángulos y una mayor estadística en las mediciones, que permitiría proveer un valor más preciso del coeficiente A_4 .

El rayo gamma de 388.7 keV fue colocado de tal forma que provenga del nivel de 4792.9 keV, pues dicho rayo resultó estar en coincidencia con las ventanas de 95.7, 317.5 y 470.5 keV. El análisis de las coincidencias y su intensidad confirman su ubicación en el esquema de niveles.

V.6 Niveles excitados de 6051.3 y 6516.4 keV

Finalmente los rayos gamma de 787.9 y 935.5 keV provienen de los niveles de 6051.3 y 6516.4 keV, respectivamente. El primero no tiene una función de excitación que siga un comportamiento similar al resto de los rayos gamma de la reacción ($\alpha, 2n\gamma$), ello es una consecuencia de que el rayo de 787.9 keV es un doblete no resuelto, y por ello el valor de su intensidad relativa se calculó de manera aproximada. Los resultados de las mediciones de coincidencias, indican que dicha línea está en coincidencia con la cascada que se inicia con el rayo de 470.5 keV, y no con los rayos de 95.7, 388.7 y 692.7 keV. Los valores experimentales confirman su posición en el esquema de niveles.

La segunda transición (935.5 keV) resultó estar en coincidencia con la mayoría de los rayos gamma de la cascada principal. De acuerdo con estos resultados y el valor de su intensidad relativa resultó como única posibilidad la ubicación anteriormente mencionada.

CAPITULO VI

CONCLUSIONES

Se estudió la reacción nuclear $^{87}\text{Rb}(\alpha, 2n\gamma)^{89}\text{Y}$ con partículas alfa de 35 MeV mediante las técnicas experimentales descriptas. Se obtuvo la población de 10 nuevos niveles de energía del $^{89}_{39}\text{Y}_{50}$, alcanzando una energía máxima de 6516.4 keV. Así mismo se identificaron 13 nuevas transiciones gamma y se ha llegado a excitar un nivel de impulso angular total de 23/2. También se ha asignado el carácter a 6 niveles en forma tentativa.

Los estados de bajo impulso angular fueron descriptos en trabajos previos por diferentes autores.

Shafroth y colaboradores (referencia 17) encontró que una descripción adecuada es considerar al ^{88}Sr como carozo y acoplar un protón $p_{1/2}$ a los estados 2^+ , 3^- y (2^+) .

Posteriormente Dalton y Robson (referencia 18) usaron el modelo de capas para explicar las resonancias análogas observadas en la reacción $^{89}\text{Y}(p, p')^{89}\text{Y}^*$.

Hoffmann-Pinther y Adams (referencia 19) describieron la estructura del ^{89}Y por medio del modelo de Thankappan y True (referencia 20). Este modelo supone que el Hamiltoniano de interacción está compuesto por una interacción dipolar y una cuadrupolar, o sea se puede expresar como

$$H_{\text{int.}} = -\xi \cdot J_c \cdot J_p - \eta \cdot Q_c \cdot Q_p$$

donde J_c y J_p son los operadores de momento angular del carozo y de la partícula, Q_c y Q_p son sus respectivos operadores cuadrupolares.

Los coeficientes ξ y η son parámetros que caracterizan la intensidad de la interacción dipolar y cuadrupolar, respectivamente.

Con el objeto de explicar el carácter de los niveles de baja energía del ^{89}Y mediante este modelo, es preciso el conocimiento de los niveles excitados del ^{88}Sr . Estos fueron estudiados experimentalmente por Arnell y colaboradores (referencia 8). Los estados base están dados por el acoplamiento del primer (2^+) y segundo (3^-) estados excitados del carozo del ^{88}Sr con un protón ubicado en las órbitas $p_{1/2}$ y $g_{9/2}$ del modelo de capas. La figura VI.1 indica el esquema calculado por H-Pinter (ref.19) juntamente con el esquema de niveles experimental obtenido en el presente trabajo. De esta manera se puede describir cada uno de los niveles excitados del ^{89}Y hasta una energía de 3150 keV.

- a) El estado fundamental $1/2^-$ se describe como un acoplamiento entre el nivel 0^+ y el nivel $p_{1/2}$ del protón, dado por el modelo de capas o sea $\{0^+ \otimes p_{1/2}\}$.
- b) El estado isomérico $9/2^+$ en 908.8 keV está determinado por un acoplamiento del tipo $\{0^+ \otimes g_{9/2}\}$ con una contribución muy pequeña de la configuración $\{2^+ \otimes g_{9/2}\}$. El estado de 1506.6 keV está determinado por un acoplamiento $\{2^+ \otimes p_{1/2}\}$.
- c) Los estados excitados de 2529.6 ($7/2^+$), 2565.9 ($11/2^+$) y 2894.1 ($13/2^+$) keV surgen del acoplamiento entre el estado 2^+ del carozo con un protón en la órbita $g_{9/2}$ o sea $\{2^+ \otimes g_{9/2}\}$.
- d) El estado excitado de 3107.0 ($3/2, 5/2^-$) keV fue interpretado como parte del multiplete obtenido por el acoplamiento del tipo $\{3^- \otimes g_{9/2}\}$. A partir de este nivel de 3107.0 keV, se propone la secuencia de niveles obtenidos como parte original de este trabajo.

e) El estado excitado de 3342.5 (13/2) keV puede considerarse como parte del multiplete $\{3^- @ g_{9/2}\}$ con un carácter $13/2^-$, tentativamente propuesto sobre la base de los resultados de distribución angular del presente trabajo.

f) El procedimiento de acoplamiento realizado hasta esta energía sugiere proseguir de la misma manera para interpretar la naturaleza de los niveles de más alta energía, obtenidos como acoplamiento del 5^- , 6^- y 7^- con un protón en la capa $g_{9/2}$ del modelo de capas. Sobre esta base surge razonable pensar que los niveles por encima de 3.3 keV pueden tener paridad negativa. Así mismo es de destacar la no presencia del nivel con carácter $15/2^-$, que fue encontrado en el núcleo $^{87}_{38}\text{Sr}_{49}$, el cual contiene un protón y un neutrón menos que el $^{89}_{38}\text{Y}$ y presenta un esquema de niveles de estructura similar (ver figura VI.1). El estudio de la aplicación de un modelo adecuado para identificar los niveles indicados precedentemente será motivo de un trabajo posterior.

AGRADECIMIENTOS

Deseo expresar mi agradecimiento a los colaboradores de la Comisión Nacional de Energía Atómica, especialmente al Dr. Mario Mariscotti por su permanente preocupación y orientación en la ejecución de este trabajo. Asimismo, a todo el personal científico y técnico que ha hecho posible mediante su empeño la efectivización de las irradiaciones y prestado su amplia colaboración.

También deseo agradecer al personal docente y de investigación del Departamento de Física de la Facultad de Ciencias Exactas y Naturales en especial al Dr. Jorge Davidson el cual ha colaborado en las numerosas experiencias realizadas, así como también al Dr. Horacio E. Bosch y Dra. Sara M. Abecasis por su colaboración en la discusión de los resultados.

Finalmente agradezco al Director de Tesis, Dr. Horacio E. Bosch su estimulante ayuda en la organización, discusión y redacción de este trabajo.

REFERENCIAS

- 1- A.J.Kreiner : Sistema para variar la energía de las partículas alfa del haz externo y sus aplicaciones a las reacciones ($\alpha, xnpy\gamma$). Publicación interna C.N.E.A. Departamento de Física.
- 2- Addendum to Isotope Shipping Document . OAK RIDGE NATIONAL LABORATORY. Laboratorio de Física de la C.N.E.A.
- 3- J.T.Routti, S.G.Prussin : Photopeak Method for the Computer Analysis of Gamma-Ray Spectra from Semiconductor Detectors. Nuclear Instruments and Methods 72(1969)125-142.
- 4- L.L.Riedinger and Noah R.Johnson : Studies of the Radioactive Decays of ^{152}Eu and ^{154}Eu . Physical Review C, Vol.2, Number 6, December 1970, 2358-79.
- 5- Cayetano, Pommar : Trabajo de Tesis. C.N.E.A. Departamento de Física.
- 6- Philip R.Bevinston : Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences.
- 7- D.C.Kocher, Nuclear Data Sheets 16(1975)445.
- 8- S.E.Arnell, A.Nilsson and O.Stankiewicz: States of High Spin in ^{87}Sr , ^{88}Sr and ^{89}Sr . Nuclear Physics A241(1975)109-134.
- 9- H.W.Baer, R.L.Bunting, J.E.Glenn and J.J.Kraushaar. Nuclear Physics A209(1973)170-180.
- 10- Nuclear Data Sheets, Vol.5, Nbr.3, May 1971.

- 11- J.O. Newton, F.S. Stephens, E.M. Diamond , K. Kotagima and E. Mathias. Nuclear Physics A95(1967)357.
- 12- E. Der Mateosian and A.W. Sunyar. Tables of Angular-Distribution Coefficients for Gamma Rays of Mixed Multipolarities Emitted by Aligned Nuclei. Atomic Data and Nuclear Data Tables 13,407(1974).
- 13- M. Behar, A. Filevich, G. Garcia Bermúdez, M.A.J. Mariscotti, J. Mónico, J. Sinderman and S. Tau : Digital Multidiscriminator For Use In Gamma-Gamma Coincidence Experiments. Nuclear Instruments and Methods (en publicación).
- 14- Nuclear Data Sheets 16, 1975, Nbr.3.
- 15- D.C. Kocher. Nuclear Data Sheets 16, 1975, 445.
- 16- L. Hulstman. Thesis Vrije Univ. Amsterdam (1973).
- 17- S.M. Shafroth, P.N. Trehan and D.M. Van Patter: Levels in ^{89}Y Exited by the $^{89}\text{Y}(n,n'\gamma)$ Reaction. Physical Review, Vol.129, Nbr.2, January 1963.
- 18- B.J. Dalton and D. Bobson : Shell Model in the Continuum Analysis of Analogue Resonances in $^{89}\text{Y}(p,p')^{89}\text{Y}^*$. Nuclear Physics A210 (1973), 1-18.
- 19- P. Hoffmann-Pinther and J.L. Adams: ^{90}Y in the Core-Coupling Model. Nuclear Physics A229(1974)365-386.
- 20- V.K. Thankappan and William W. True : Properties of the Low-Lying ^{63}Cu Levels. Physical Review, Vol.137, Nbr.4B, 1965.

Apéndice I

Ciclotrón y Sincrociclotrón

Para poder impartir altas velocidades a masas pequeñas y de esta forma obtener altas energías cinéticas, es necesario aplicar a estas masas una fuerza.

El incremento de energía cinética ΔT a lo largo del camino está dado por

$$\Delta T = \int K_s ds, \dots\dots\dots (1)$$

donde K_s es la componente de la fuerza a lo largo del camino y la integración es hecha sobre el mismo. Cualquier fuerza perpendicular al camino y reacción normal al mismo no realiza trabajo y de esta forma no contribuye al incremento de T (las partículas que se quieren acelerar no tienen rozamiento).

A cambio de (1) es a veces ventajoso usar la fórmula del incremento de impulso (p)

$$\Delta p = \int K_s dt \dots\dots\dots (2)$$

En mecánica clásica tenemos

$$T = 1/2 M_0 v^2, \dots\dots\dots (3)$$

$$p = M_0 v, \dots\dots\dots (4)$$

donde M_0 es la masa en reposo de la partícula.

Puesto que trataremos con partículas cuya velocidad se aproxima a la de la luz, deberemos tener en cuenta el cambio en T y p :

$$T = Mc^2 - M_0 c^2, \dots\dots\dots (5)$$

$$p = Mv, \dots\dots\dots (6)$$

$$M = \frac{M_0}{1 - v^2/c^2}$$

La fuerza K puede depender del tiempo t y de la posición de varias formas. Consideremos algunos casos :

1) Un ejemplo es el caso de K constante y la partícula describe un camino recto, por ejemplo cuando una piedra es dejada caer desde una dada altura.

- 2) En el caso de un tiro de bala con un revólver, despreciando la fuerza de gravedad, es el caso de una fuerza K muy grande que actúa por un intervalo muy corto de tiempo. De esta forma al cuerpo se le da el impulso y la energía deseada.
- 3) Uno puede imaginar a una partícula acelerada por una serie de impulsos en distancias regulares.
- 4) En el caso de una partícula que es movida a lo largo de una línea recta por impulsos periódicos de corta duración, debido al incremento de velocidad la distancia recorrida en los intervalos es cada vez mayor.
- 5) Todos esos modos de aceleración pueden ser realizados cuando la partícula es obligada a describir una curva en vez de una recta .

La aceleración de partículas atómicas

En física nuclear ~~son~~ utilizado protones, deuterones, partículas alfa, etc. para producir reacciones nucleares.

Estas partículas que actúan como proyectiles están eléctricamente cargadas y por tanto fácilmente aceleradas por medio de campos eléctricos .

La aceleración de protones y deuterones por un campo constante en el espacio y en el tiempo se realiza en tubos aceleradores de iones para no muy altas tensiones (entre 50 a 100 kV).

Un ejemplo de aceleración por pulsos cortos aplicado en distancias regulares puede ser la acción de tubos aceleradores de iones para tensiones de unos cientos de kilovolts, donde por razones técnicas el tubo está dividido en una serie de secciones. Una aceleración por pulsos periódicos a lo largo de un camino rectilíneo se realiza en el llamado acelerador lineal.

Finalmente la aceleración por pulsos periódicos a lo largo de una curva se realiza en el ciclotrón (referencia 21).

La fuerza normal requerida para que la partícula describa una órbita es originada por un campo magnético:

cuando una partícula con masa M y carga Q viaja con velocidad v en dirección perpendicular a las líneas de fuerza de un campo magnético de inducción B , experimenta una fuerza K (fuerza de Lorentz) perpendicular a v y a B dado por

$$K = Q.v.B$$

Esta fuerza deberá ser igual a la centrípeta, ó sea

$$\frac{Mv^2}{r} = Q.v.B$$

o
$$Q.B.r = M.v = p \dots\dots\dots (8)$$

donde r es el radio descripto por la partícula. Si v es comparable con la velocidad de la luz c , M está dado por (7).

Si B es constante, luego a una dada velocidad v por (8) tendremos un camino circular. Las partículas luego viajan a lo largo de un círculo con una velocidad angular

$$\omega = \frac{v}{r} = \frac{Q.B}{M} \dots\dots\dots (8a)$$

Cuando la partícula es acelerada, v se incrementa con el tiempo y luego r también se incrementa describiendo una espiral.

El ciclotrón

El ciclotrón consiste de un circuito magnético principal con un gap de aire entre los polos, como se muestra en la figura 1.

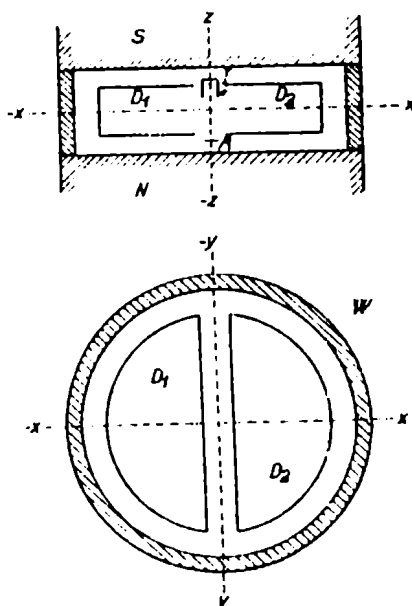


Figura 1: La cámara de aceleración de un ciclotrón. N y S son los dos polos del imán, W es la pared de la cámara evacuada, D_1 y D_2 las D, I es la fuente de iones(filamento de tungsteno), A es un ánodo para el frenado de los e^- que vienen de la fuente.

La distancia entre los polos es de unos pocos centímetros y el diámetro de la sección transversal de poco más de un metro. Los polos se colocan uno encima del otro , en forma vertical con relleno de material no magnético entre ellos y luego su posterior evacuación.

Entre las D, las cuales forman una suerte de capacitor, se aplica un voltaje alterno de unas décimas de kilovolts con una frecuencia del orden de 10^7 c/seg. Como resultado queda formado un campo eléctrico alterno y horizontal en el gap entre las D, mientras que en el espacio remanente dentro de las D está prácticamente libre de cualquier campo. En resumen , en cualquier parte del gap hay un campo de inducción B constante y homogéneo de alrededor de 1.5 Wb/m^2 ; en el centro del gap y un poco por encima del plano horizontal de simetría, hay una fuente de iones por la cual pueden ser eyectados deuterones en el vacío y a baja velocidad.

Sea el campo entre las D

$$E = E_m \cdot \cos w_e t$$

con w_e un valor definido, y las partículas con velocidades no muy altas de tal forma que su velocidad angular sea

$$w = \frac{Q \cdot B}{M_0}$$

Sea una partícula en reposo en el campo, éste le transmitirá un impulso, y tan pronto alcance una velocidad entra en acción la fuerza de Lorentz, haciéndola describir una suerte de camino en espiral. La forma de este camino depende en alguna medida de las condiciones iniciales.

Luego de unos pocos loops, surge una nueva situación, cuando la partícula está aproximadamente en la mitad del gap que es el momento que el campo es máximo y el radio vector r de la órbita se incrementa proporcional a t.

Debido al incremento de r la partícula pronto penetra en el espa-

cio libre de campo dentro de las D. La partícula es acelerada únicamente cuando la misma atraviesa el gap, fuera de este período describe caminos semi-circulares con velocidad constante con un radio r cada vez mayor. .

El tiempo que tarda en describir cada semicírculo es $\pi r/v = \pi M_o / Q.B = \pi / w_e$. Del valor elegido para w_e resulta que la partícula atraviesa el gap en el momento que el campo es máximo, o lo que es lo mismo decir, que está en resonancia con el campo eléctrico.

Cada vez que la partícula atraviesa el gap su energía se incrementa por una cantidad constante ΔT . De acuerdo a la fórmula (3) v^2 es proporcional al número de loops, puesto que v es proporcional a r , el radio del espiral se incrementa en forma proporcional a \sqrt{t} . El máximo radio que puede alcanzar está determinado por el radio R de las D.

Para un ion con carga $Q=Ze$, donde e representa la carga elemental ($=1.6 \times 10^{-19}$ coulomb) y Z el número de protones la energía es

$$T_{\max} = 1/2 \cdot M_o \cdot v^2 = 1/2 \cdot M_o \cdot \frac{RQB}{M_o} = \frac{Z^2 e^2}{M_o} \cdot \frac{R^2 B^2}{2}$$

puesto que $M_o \approx A \cdot M_H$, donde M_H representa la masa del proton y A es el peso atómico, expresando la energía en electron volts se encuentra que con $T_{\max} = e \cdot V_{\max}$:

$$V_{\max} = \frac{Z^2 e}{A \cdot M_H} \cdot \frac{R^2 B^2}{2}$$

Si por ejemplo $R=0.5m$ y $B=1.5 \text{ Wb/m}^2$, puesto que $e/M_H 10^8 \text{ coulomb/kg}$ tenemos

$$V_{\max} \approx 3 \cdot 10^7 \frac{Z^2}{A} \text{ volts} = 30 \cdot \frac{Z^2}{A} \text{ megavolts}$$

Para $Z=1$, $A=1$ (protones), $Z=1$ y $A=2$ (deuterones) y para partículas alfa $Z=2$ y $A=4$.

Por ello la energía máxima para deuterones es alrededor de 15 MeV y para protones y partículas alfa de aprox. 30 MeV.

Esos valores son sólo órdenes de magnitud, pues hay otros factores que afectan la máxima energía alcanzable.

Hasta aquí se supuso que el campo eléctrico entre las D es homogéneo y que la fuerza eléctrica es paralela al plano de simetría horizontal del sistema. Una partícula liberada con velocidad cero se moverá en una dirección que está en el plano horizontal. Esto es sólo aproximadamente cierto, pues los planos equipotenciales eléctricos penetran algunas veces dentro de las D y las líneas de fuerza resultan curvadas ; este efecto se muestra en la figura 2 . Una consecuencia de esto es que aparece una componente de impulso en la dirección vertical y las partículas alcanzan a golpear el techo y el fondo de las D.

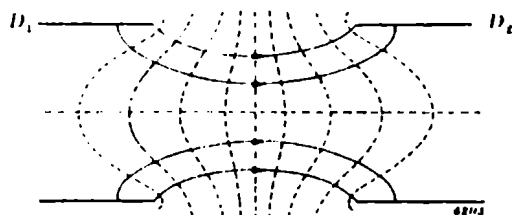


Figura 2 : líneas del campo eléctrico entre las D

La inhomogeneidad del campo eléctrico es importante también durante el proceso de aceleración , pero en el conjunto, esta influencia es favorable, puesto que el campo resulta tener una acción concentrante, ya que por una u otra causa las partículas reciben acciones que las alejan del plano horizontal. (referencia A2y referencia A3)

Puesto que la influencia del campo sobre los electrones es comparable a la de una lente sobre un rayo de luz, en general se habla del enfoque del campo eléctrico. Esta acción enfocante disminuye a medida que la velocidad de las partículas aumenta, cesando cuando $v \approx 1/3R$.

Afortunadamente un segundo enfoque entra en acción, especialmente el enfoque magnético.

Debido a la dispersión del campo magnético hay un pequeño decremento de la intensidad del campo desde adentro hacia afuera; como resultado de esto las líneas se curvan (figura 3) y consecuentemente la fuerza de Lorentz tiene una componente hacia adentro del plano. De esta forma la partícula está sujeta a una fuerza proporcional a la distancia del plano de simetría y dirigida hacia adentro, produciendo una oscilación alrededor de un camino ideal situado en el plano con una frecuencia cuyo cálculo muestra que está dada por :

$$\omega_{\text{vert.}} = \omega_e \cdot \sqrt{n}$$

donde $n = -d.\log_e B_z / d.\log_e r$

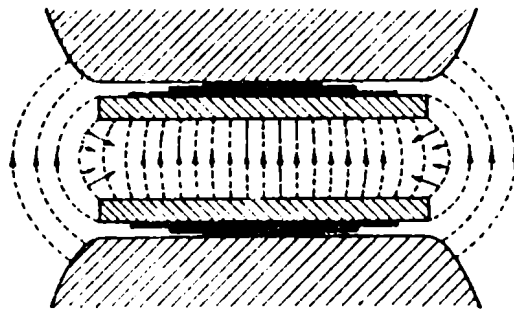


Figura 3 : El campo magnético de un ciclotrón con las líneas de fuerza curvadas hacia afuera. La dirección de la Fuerza de Lorentz en el borde está indicada con pequeñas flechas dirigidas hacia adentro.

Hay también una acción de enfoque magnético horizontal: partículas que por alguna razón u otra (por ejemplo colisiones con las moléculas de gas) tienen una dirección de velocidad o de radio vector que difieren del camino ideal, éstas son atraídas nuevamente hacia el camino ideal, lo cual produce oscilaciones con una frecuencia

$$\omega_{\text{hor.}} = \omega_e \sqrt{1-n}$$

Si $n=0.2$ luego $\omega_{\text{hor.}} = 2\omega_{\text{vert.}}$. Las investigaciones muestran que hay una transferencia de energía entre los dos modos de oscilación,

resultando como consecuencia de esto un ensanchamiento del camino y por lo tanto el desenfoque. Este es el porqué hay que asegurar la fracción n , que deberá ser lo más pequeña posible y no exceder el valor de 0.2.

De acuerdo con la teoría expuesta la energía de las partículas se puede incrementar indefinidamente con incremento del radio R de las D , ó con el incremento del campo de inducción B . Por supuesto uno está limitado por el mismo material. Realmente hay otros límites naturales para alcanzar altas energías. En primer lugar para campos magnéticos enfocantes es necesario que el campo disminuya hacia afuera. En segundo lugar de acuerdo con (5) la cantidad M se incrementa con el incremento de energía.

Como consecuencia de estas causas la cantidad $w=QB/M$ debería ser la frecuencia de resonancia exacta de las partículas ciclotrónicas e igual a la del campo eléctrico, pero w disminuye con el aumento de velocidad y el radio de la órbita mayor.

Eliminando v de la ecuación (7) y (8a) encontramos w y M como funciones de r :

$$\frac{1}{w} = \frac{M_0^2}{(QB)^2} + \frac{r^2}{c^2} \quad ; \quad M^2 = M_0^2 + (QBr/c)^2$$

Si $w_{r=0} = w_E$ que es la frecuencia del campo eléctrico, luego en el borde del gap w_E será mayor que $w(r)$. Como resultado de esto la partícula comienza a atrasarse en fase con cada ciclo, hasta alcanzar el gap en el momento que el campo eléctrico es cero o aún de polaridad opuesta actuando con acción descelerante. Esto puede ser remediado dando a w_E un valor entre $w_{r=0}$ y $w_{r=R}$, y aumentando el campo eléctrico (intensidad) lo mayor posible. Los cálculos muestran que con una amplitud de algunos cientos de k.V entre las D es posible acelerar protones a 15 MeV, deuterones por encima de 25 MeV y partículas alfa a 50 MeV. (referencia A2). Este es sin embargo el límite del ciclotrón clásico. Cuando en 1930 E.O. Laurence concibió el ciclotrón (referencia A1)

basándose en la fórmula de resonancia $w_E = Q.B/M$, y decidió construir tal aparato, no sabía a priori qué sucedería con las partículas (su rendimiento) en las altas energías. Sin embargo la fortuna favoreció el audaz plan, pues surgió una idea práctica con anterioridad de cómo enfocar el campo eléctrico y magnético.

Fue visto que por muchas razones B_z decrece con el incremento de r , condición esencial para el enfoque magnético, y más aún debido al incremento de M con la energía T es imposible satisfacer la condición de resonancia exactamente y éste es un límite para alcanzar las altas energías.

Teóricamente hay una manera simple de solucionar esto, especialmente haciendo w_E variable de tal forma que la condición

$w_E = Q.B_z/M$ sea siempre satisfecha a lo largo de la órbita.

Nuevamente puede ser argumentado que esta condición pueda no ser aplicada con alta eficiencia, pues en principio vale para una partícula a la vez y deberá partir en el momento adecuado, no para partículas que parten antes o después. Por esa razón es muy dificultoso "modular" la frecuencia w_E de tal forma que la condición $w_E = Q.B_z/M$ sea siempre satisfecha.

Aquí sin embargo surge una circunstancia afortunada que hace posible aplicar en forma próspera el principio publicado casi simultáneamente en 1945 por Veksler y Mc.Millan (referencia A4), el cual indica la necesidad de hacer depender a w del tiempo en forma preestablecida.

Para que esto quede más entendido aún, supongamos que w_E es constante y que hay un radio vector r para el cual

$$w_E = w(r) = \frac{v(r)}{r} = \frac{Q.B(r)}{M} \dots\dots\dots (9)$$

Imaginemos que hay una partícula que viaja a lo largo de un camino circular y que pasa por el gap cada vez (en el momento) que el campo eléctrico es cero y cambiante de un campo acelerante a uno decelerante. Definimos este estado como que la partícula tiene fase $\varphi=0$ con respecto al campo.

Es obvio que la partícula continuará viajando indefinidamente a lo largo de su órbita, mientras su energía T no cambie.

Ahora imaginemos una partícula describiendo la misma órbita pero de tal forma que cuando el campo eléctrico es cero su fase con respecto al gap tenga un valor φ_1 . Cada vez que la partícula atraviese el gap el campo tendrá una acción acelerante. Por esa razón cada vez que pase por el gap, ella será acelerada y de este modo su energía T se incrementa, lo mismo que su radio y la frecuencia de loop disminuye. Así la partícula alcanzará el gap un tiempo después hasta que finalmente luego de varios loops tenga $\varphi = 0$ con respecto al campo. Luego ella no satisfará la ecuación (2) porque su w es menor que w_E , y por lo tanto viajará mas lentamente.

El proceso por esta razón continuará de la siguiente forma: en el curso del tiempo la partícula pasará por el campo cuando él tenga una acción retardante, como consecuencia su energía disminuye, el r decrece y $w(r)$ nuevamente aumenta. Finalmente llega a su vieja órbita con $w = w_E$ pero ahora con fase negativa y exactamente opuesta a la fase φ_1 con la cual partió $\varphi = -\varphi_1$. El proceso es luego repetitivo en la dirección inversa, la fase se incrementa (decrece en valor absoluto), w se incrementa, mientras T decrece. Luego como resultado de esto φ alcanza nuevamente el valor cero y encontramos nuevamente $w > w_E$. Así el incremento de φ continúa más aún, acompañado por un decrecimiento de w y un incremento de T . Finalmente la partícula alcanzará su vieja órbita pero ahora con la fase φ_1 con la cual partió y con el valor de w y T originales. Este proceso es repetitivo por una longitud indefinida de tiempo, originándose una suerte de oscilación de fase entre φ_1 y $-\varphi_1$, y al mismo tiempo T, w y r fluctuando alrededor de un valor medio.

Imaginemos el mismo proceso pero ahora con w_E no constante sino disminuyendo gradualmente.

Una partícula que está describiendo una órbita en la cual $w = w_E$ pero pasa el gap cuando el campo es acelerante, se incrementará o decrecerá en fase a medida que w_E disminuya. Esto dependerá de cuánto sea el decrecimiento de w . Uno puede por esa razón imaginar que hay una partícula con esa fase ($\varphi = \varphi_s$), para la cual w sea igual a w_E . Esta partícula continuará siendo acelerada y permanecerá en sincronismo con el campo eléctrico. Podemos tener partículas cuya fase en un cierto momento no sea igual a φ_s y por lo tanto $w \neq w_E$, éstas tendrán una órbita oscilante y estarán confinadas dentro de los límites $|w - w_E|$ y $|\varphi - \varphi_s|$.

Realmente la frecuencia w_E es "modulada" conectando a la fuente osciladora un capacitor de capacidad variable, cuya frecuencia es una función periódica del tiempo, con un ciclo mucho mayor que el que tiene la partícula en completar su órbita.

Por esa razón w_E aumenta y decrece alternativamente como una función del tiempo, y sólo en aquellos intervalos en el cual w_E decrece, son útiles para la aceleración. Debido a la estabilidad de fase no es una partícula la que se beneficia sino un grupo. Este grupo en la práctica comprende el 1%, por lo tanto el 99% de los iones producidos se desperdicia.

Otra ventaja del método descrito es que no es imperativo asegurar el número de loops de las partículas, para asegurar una dada energía, como consecuencia de que éstas no pueden salir fuera de fase. Esto es el porqué en el sincrociclotrón, el voltaje entre las D no necesita ser tan alto como en el caso de un ciclotrón clásico. Esto es una ventaja en conexión con los problemas de aislación para alto voltaje.

A continuación se detallan algunas magnitudes características de este tipo ^{de} máquina:

Campo eléctrico alterno entre las D : 15 kV de pico.

Campo magnético (densidad) : 13800 Gauss

Radio interno de las D : 78 cm

Máxima energía para alfas : 56 MeV

Diámetro de las piezas polares : 1.80 m , peso : 200 toneladas, las cuales contienen 32 toneladas de cobre en sus bobinas por las cuales circula 180 Amperes.

Frecuencia del voltaje alterno: 10.7 Mciclos, la modulación en frecuencia es de 2000 ciclos.

Referencias apéndice I :

A1- E.O.Lawrence and N.E.Edlefsen. Science 72,376-377,1930

A2- M.E.Rose .Physical Review 53,392-408(1938)

A3- R.R.Wilson. Physical Review 53,408-420(1938)

A4- V.Veksler. J.Physics U.S.S.R. 9,153,1945.

Apéndice II

6680 - - - - -	-----6780
6480 (1/2 ⁺) - - - - -	-----6590 (3/2, 5/2) ⁺
6200 (7/2, 9/2) ⁺ - - - - -	-----6280 (3/2, 5/2) ⁺
6004 - - - - -	-----6100 (3/2, 5/2) ⁺
5915 - - - - -	-----5853 (3/2, 5/2) ⁺
	-----5506
5382 - - - - -	-----5211
4973 - - - - -	
4580 (3/2, 5/2) ⁺ - - - - -	-----4603 (7/2, 9/2) ⁻
4536 (3/2, 5/2) ⁻ - - - - -	-----4555 (7/2, 9/2) ⁻
	-----4526 (5/2, 7/2) ⁺
4456 (7/2, 9/2) ⁻ - - - - -	-----4460 (1/2 ⁺)
	-----4304 (7/2, 9/2) ⁻
4169 (3/2, 5/2) ⁻ - - - - -	-----4188 (3/2, 5/2) ⁺
4022 (3/2, 5/2) ⁻ - - - - -	-----4000 (1/2 ⁺)
3990 (3/2, 5/2) ⁻ - - - - -	-----3975 (9/2, 11/2) ⁺
3864 (3/2, 5/2) ⁻ - - - - -	
3716, 5/2 ⁺ - - - - -	-----3748 (9/2, 11/2) ⁺
3558 (1/2) ⁻ - - - - -	-----3626 (9/2, 11/2) ⁺
	-----3512, 3/2 ⁻
	-----3247
3139 (3/2, 5/2) ⁻ - - - - -	-----3107 (3/2, 5/2) ⁻
3069, 3/2 ⁻ - - - - -	
2884, 3/2 ⁻ - - - - -	-----2893
	-----2873 (5/2, 7/2) ⁺
2622.1, 9/2 ⁺ - - - - -	-----0.12 ps
2566.5 (11/2) ⁺ - - - - -	-----2530, 7/2 ⁺ 76Fs
2222, 5/2 ⁺ , .35ps - - - - -	
1507.4, 3/2 ⁻ , 24Fs - - - - -	-----1744.5, 5/2 ⁻ .53ps
	-----909.2, 9/2 ⁺ , 16.06s
	-----0.0, 1/2 ⁻

Estados excitados del ⁸⁹Y por medio de diferentes reacciones.

Apéndice III

ENERGIA DE RAYOS GAMMA (keV)

INTENSIDADES RELATIVAS

121.77 \pm 0.08	108 \pm 5
212.4 \pm 0.6	0.067 \pm 0.029
244.69 \pm 0.08	28.2 \pm 1.4
251.7 \pm 0.6	0.26 \pm 0.04
271.1 \pm 0.6	0.28 \pm 0.04
275.6 \pm 0.6	0.11 \pm 0.03
296.0 \pm 0.3	1.51 \pm 0.09
315.1 \pm 0.3	0.17 \pm 0.03
325.0 \pm 0.3	0.26 \pm 0.03
329.4 \pm 0.3	0.44 \pm 0.04
344.22 \pm 0.08	100 \pm 5
367.7 \pm 0.2	3.15 \pm 0.18
411.11 \pm 0.08	8.05 \pm 0.40
416.2 \pm 0.3	0.38 \pm 0.04
443.95 \pm 0.08	10.3 \pm 0.6
444.0	0.9 \pm 0.3
482.8 \pm 0.2	0.11 \pm 0.02
488.7 \pm 0.2	1.48 \pm 0.09
493.7 \pm 0.4	0.09 \pm 0.04
503.5 \pm 0.2	0.55 \pm 0.03
511.3 \pm 0.2	0.29 \pm 0.14
520.2 \pm 0.2	0.18 \pm 0.04
534.2 \pm 0.2	0.16 \pm 0.04
564.0 \pm 0.2	1.87 \pm 0.15
566.8 \pm 0.4	0.41 \pm 0.10
586.3 \pm 0.2	1.62 \pm 0.21
656.5 \pm 0.2	0.46 \pm 0.05
671.3 \pm 0.7	0.046 \pm 0.021
674.7 \pm 0.2	0.30 \pm 0.08

Tabla I.4.a : Rayos gamma del ¹⁵²Eu (L.L.Riedinger)

continúa tabla I.4.a

678.6	± 0.2	1.61	± 0.12
688.6	± 0.2	3.03	± 0.17
713.4	± 0.2	0.27	± 0.07
719.3	± 0.2	1.11	± 0.10
765.0	± 0.3	0.64	± 0.11
769.3	± 0.3	0.29	± 0.08
778.84	± 0.09	46.6	± 2.3
794.6	± 0.6	0.15	± 0.04
810.4	± 0.2	1.08	± 0.09
841.4	± 0.2	0.59	± 0.08
867.32	± 0.09	15.0	± 0.7
901.2	± 0.3	0.23	± 0.07
919.3	± 0.2	1.47	± 0.11
926.2	± 0.2	0.91	± 0.08
930.7	± 0.3	0.24	± 0.06
964.03	± 0.10	52.6	± 2.6
989.8	± 0.3	0.13	± 0.04
1005.0	± 0.3	2.37	± 0.24
1085.79	± 0.10	37.2	± 2.2
1089.8	± 0.2	6.24	± 0.50
1112.05	± 0.10	49.6	± 2.5
1122.9	± 0.4	0.074	± 0.028
1171.0	± 0.4	0.13	± 0.03
1212.8	± 0.3	5.11	± 0.27
1233.5	± 0.4	0.095	± 0.020
1249.8	± 0.3	0.62	± 0.07
1260.9	± 0.5	0.12	± 0.03
1292.6	± 0.4	0.38	± 0.07
1298.9	± 0.3	6.01	± 0.31
1347.9	± 0.5	0.045	± 0.018



continúa tabla I.4.a

1363.6 \pm 0.4	0.084 \pm 0.024
1408.04 \pm 0.12	77.6 \pm 3.9
1433.7 \pm 0.5	0.015 \pm 0.007
1447.3 \pm 0.4	0.15 \pm 0.02
1457.6 \pm 0.3	1.91 \pm 0.10
1528.0 \pm 0.3	1.30 \pm 0.07
1537.4 \pm 0.6	0.005 \pm 0.002
1606.0 \pm 0.7	0.027 \pm 0.006
1608.2 \pm 0.7	0.023 \pm 0.005
1643.4 \pm 0.7	0.019 \pm 0.004
1647.5 \pm 0.7	0.026 \pm 0.005
1769.3 \pm 0.7	0.033 \pm 0.003

CurDavidson

