

J.E.N. 159-DF/I 49

ESQUEMA DE DESINTEGRACION DEL U-235

por
R. Gaeta

Madrid, 1965

Toda correspondencia en relación con este trabajo debe dirigirse al Servicio de Documentación Biblioteca y Publicaciones, Junta de Energía Nuclear, Ciudad Universitaria, Madrid-3, ESPAÑA.

Las solicitudes de ejemplares deben dirigirse a este mismo Servicio.

Las publicaciones señaladas con la signatura /I pertenecen a la categoría a, "Memorias Científicas Originales"; las señaladas con la signatura /N pertenecen a la categoría b, "Publicaciones Provisionales o Notas Iniciales"; y los señalados con las signaturas /C, /CM, /B, /Conf pertenecen a la categoría c, "Estudios Recapitulativos" de acuerdo con la recomendación GC(VII) /RES/150 del OIEA, y la UNESCO/NS7 /177.

Se autoriza la reproducción de los resúmenes analíticos que aparecen en esta publicación.

ESQUEMA DE DESINTEGRACION DEL U²³⁵

Rafael Gaeta Caballero

	Pag.
INTRODUCCION	1
CAPITULO I	
ESPECTROSCOPIA ALFA	
I-1 Espectrómetros alfa	5
I-2 Descripción del espectrómetro alfa de semiconductor	8
I-3 Medidas previas	13
I-4 Interferencias más importantes en los espectros alfa	16
I-5 Medida del espectro alfa del Am ²⁴¹	22
I-6 Espectro alfa del U ²³⁵	23
I-7 Análisis del espectro alfa del U ²³⁵	28
CAPITULO II	
ESPECTROSCOPIA GAMMA	
II-1 Descripción del espectrómetro gamma	45
II-2 Medidas preliminares	47
II-3 Medidas efectuadas con U ²³⁵	49
CAPITULO III	
COINCIDENCIAS GAMMA-GAMMA	
III-1 Descripción del espectrómetro para coincidencias gamma-gamma	59
III-2 Medidas preliminares	61
III-3 Medidas efectuadas con U ²³⁵	62
III-4 Medidas con el cristal de pozo	73
III-5 Otros trabajos sobre relaciones de coincidencia del U ²³⁵	74
III-6 Esquema de niveles y transiciones gamma	77
CAPITULO IV	
MODELO COLECTIVO DE BOHR-MOTELSSON	
IV-1 Existencia de propiedades colectivas en núcleos pesados	80
IV-2 Concepto de banda de rotación	81
IV-3 Perturbaciones rotacionales	85

	Pag.
IV-4 Estados de vibración	87
IV-5 Clasificación de estados en núcleos pesados: diagrama de Nilsson	88
IV-6 Utilización del diagrama de Nilsson: identifica- ción de estados fundamentales y excitados en nú- cleos deformados	89
IV-7 Factor de impedimento en desintegración alfa	93
IV-8 Concepto de banda favorecida	94
IV-9 Reglas de Prior	95
IV-10 Transiciones gamma en núcleos pesados	96
IV-11 Razones de ramificación en transiciones gamma	98

CAPITULO V

INTERPRETACION DE RESULTADOS

V-1 Asignaciones de los niveles 0, 184 y 380 keV en el Th ²³¹	101
V-2 Niveles 0, 42, 96 y 169 keV	102
V-3 Niveles de 184, 198, 230 y 271 keV	106
V-4 Niveles 380 y 450 keV	107
V-5 Grado de acoplamiento de las bandas 7/2 - (743) y 5/2 - (752)	108
V-6 Niveles de 13, 33, 54, 75 y 82 keV y primeras con- clusiones sobre los de 114 y 159 keV	111
V-7 Grado de acoplamiento de las bandas 1/2 + (631) y 3/2 + (631)	115
V-8 Niveles de 114 y 154 keV	115
V-9 Niveles de 224, 253, 303 y 352 keV	117
V-10 Otros niveles no asignados	119
V-11 Esquema de niveles del Th ²³¹	120

APENDICE I	122
APENDICE II	125
BIBLIOGRAFIA	127

INTRODUCCION

El conocimiento de la estructura y propiedades de los núcleos pesados, ha experimentado en el último decenio un avance considerable, tanto en el aspecto teórico con la aplicación del modelo colectivo de Bohr y Mottelsen (1) como en el experimental con la puesta a punto de métodos e instrumentos que permiten confirmar y extender los resultados de la teoría.

Desde el punto de vista de sus propiedades, los núcleos pesados se clasifican en tres grupos: los núclidos con menos de 126 neutrones forman la llamada zona esférica en la cual se aplica con buenos resultados el modelo en capas de Mayer (2) y Jensen (3). La zona intermedia, está constituida por los núclidos cuyo número de neutrones está comprendido entre 126 y 138; hasta el momento es la menos conocida por no existir un modelo nuclear que explique satisfactoriamente las propiedades observadas. Finalmente los núclidos con más de 138 neutrones forman la zona esferoidal, en la cual el movimiento de los nucleones exteriores a las capas completas de 82 protones o 126 neutrones, da lugar a una deformación permanente del núcleo en esferoide alargado. En esta última zona, el modelo colectivo ha permitido explicar muchos hechos que no encontraban marco adecuado en el modelo en capas, tales como la predicción de momentos angulares totales y paridades de estados fundamentales (4), y la existencia de transiciones gamma E1 de baja energía (5).

Sin embargo, el modelo colectivo adolece del defecto común al resto de modelos de ser únicamente aplicable a zonas restringidas de la tabla de núclidos. La solución del problema mediante una teoría nuclear unificada no es fácil, por lo que la vía más segura de progreso parece ser la colaboración estrecha de la teoría y experimentación a fin de extender los límites de validez de los distintos modelos hasta unir sus campos de aplicación,

y eliminar las actuales lagunas como la ya citada de la zona intermedia.

Así pues, la espectroscopía nuclear precisa de una excelente conjunción entre experimentación y teoría: la primera debe suministrar los parámetros básicos del esquema de desintegración de los núclidos radiactivos, tales como porcentaje de desintegraciones que conducen a cada nivel, energía e intensidad de partículas, radiaciones, y transiciones entre niveles, mientras que la teoría debe facilitar el cálculo de porcentajes de partículas y radiaciones, cuya confrontación con los valores experimentales permite comprobar su validez. Corresponde igualmente a la teoría, la predicción de momentos angulares y paridades de niveles, y la exposición de las reglas de selección para las distintas transiciones.

El progreso de la instrumentación en los últimos años ha sido espectacular, y tanto en el terreno de los detectores como en el de la electrónica asociada se ha conseguido una mejora constante en sus características de precisión, estabilidad, sensibilidad y resolución, lo que permite abordar problemas de complejidad creciente mediante distintas técnicas, cada una de las cuales contribuye a completar el conocimiento de los esquemas de desintegración.

Existen diversos procesos cuya aplicación depende de las características del núclido en estudio, que se utilizan en la investigación de esquemas de desintegración; así la excitación coulombiana (6) tiene en general una gran importancia práctica, aunque en el campo de los núcleos pesados encuentra posibilidades muy limitadas, ya que solamente se excitan niveles de baja energía. Por el contrario, la desintegración beta (7) conduce a estados excitados de alta energía, pero el carácter continuo del espectro hace difícil la determinación de la energía máxima sobre todo en espectros complejos. La espectroscopía alfa (8)(9) es de gran utilidad pues la energía de las partículas se puede medir con gran precisión, por lo que los niveles quedan bien determinados; sin embargo la disminución exponencial de la intensidad con la energía de

las partículas alfa, hace difícil el estudio de estados excitados altos. El estudio de las transiciones gamma (10) contribuye a la determinación de niveles aplicando el principio de combinación de Ritz; no obstante la resolución de la mayor parte de espectrómetros, así como la precisión en la medida de energías, son bajas, lo que resta posibilidades al método. La energía de las transiciones entre niveles se mide con mayor precisión a partir de la energía de los electrones de conversión interna (11) mediante espectrómetros beta de gran resolución; además la comparación de las intensidades de conversión en los distintos niveles y subniveles atómicos, con los valores teóricos (12), permite el conocimiento de la multipolaridad de la radiación.

La adaptabilidad del modelo colectivo a la zona esferoidal hace interesante el estudio de núclidos en la vecindad de 138 neutrones, a fin de explorar detenidamente el intervalo de validez; en especial son altamente interesantes los núclidos impares, cuyo número de estados excitados es muy superior al de los núclidos pares vecinos. Por estas razones, se ha abordado en el presente trabajo, el estudio de los niveles excitados del Th^{231} , a partir de la desintegración alfa del U^{235} , ya que existen grandes lagunas en el conocimiento de esquema de niveles, transiciones y asignaciones de estados de partícula. El estudio del espectro alfa ha sido ya realizado mediante cámaras de ionización (13 - 16) y espectrómetros magnéticos (17)(18) existiendo entre estos trabajos marcadas discrepancias, tanto en energía como en intensidad de los grupos de estructura fina. Por otra parte se encuentra debatida la energía de la transición alfa al estado fundamental del Th^{231} debido a su intensidad débil, ya que su línea en el espectro puede estar enmascarada por el U^{234} , presente en las muestras de U^{235} usadas en la medida.

Tampoco el espectro gamma se encuentra bien estudiado (19 - 23) ya que no se ha prestado atención a los efectos de interferencia de núclidos radiactivos de las cadenas del uranio, sobre todo para energías superiores a 300 keV. Los espectros en coincidencia $\gamma-\gamma$ se encuentran igualmente mal estudiados.

Existen igualmente grandes discrepancias en la asignación

donde E es la energía, a y b constantes y x el número del canal, distancia en la placa fotográfica, o magnitud análoga según el tipo de registro del espectrómetro. Es deseable que la relación [I-1] se cumpla rigurosamente pues así se obtiene una máxima precisión en la interpolación a partir de los puntos de calibración, de energía conocida.

Las constantes a y b se ajustan en cada operación de acuerdo con las características de la medida, durante la cual deben mantenerse fijas; desgraciadamente esta condición es imposible de mantener estrictamente y con ello se establece un límite práctico en la duración de la medida, en la que la ganancia en precisión estadística viene contrarrestada por la pérdida en resolución efectiva. Las variaciones de las constantes de la ecuación de respuesta suelen ser de tipo fluctuante lento; las variaciones en a ocasionan las llamadas derivas de amplificación y las de b derivas de cero; el predominio de una u otra deriva depende del tipo de espectrómetro y electrónica asociada.

I-1.2. Tipos de espectrómetros alfa. Los instrumentos habitualmente empleados como espectrómetros alfa son:

a) Cámara de ionización. La cámara de ionización con rejilla es un dispositivo que posee transmitancia elevada, variable según el grado de colimación de la fuente radioactiva, hasta un máximo de 50%. La resolución es moderada, 26 keV como máximo en condiciones muy especiales (25) difíciles de reproducir y mantener. La linealidad es buena y la estabilidad dependiente de la de la cadena electrónica asociada.

Se utiliza generalmente la cámara de ionización en espectroscopía alfa, como dispositivo auxiliar para determinar con mayor precisión la intensidad de ciertas líneas, o en coincidencia.

b) Contador de centelleo. En trabajos espectrométricos se han utilizado contadores de centelleo cuyo luminóforo está constituido por ICs(Tl) , en forma de cristal muy fino. La resolución de es-

tos dispositivos no es mejor de 95 keV (26), la transmitancia análoga a la de la cámara de ionización y la estabilidad mediocre de no emplearse dispositivos especiales. Finalmente adolecen de falta de linealidad para partículas pesadas (27).

Todas estas circunstancias hacen al contador de centelleo poco adecuado para medidas espectrométricas; se usa más como detector de partículas sobre todo en equipos auxiliares en espectrómetros magnéticos para coincidencias α - γ .

c) Espectrómetro magnético. Este instrumento es el más utilizado en las medidas de estructura fina alfa ya que su resolución puede alcanzar en condiciones especiales hasta 1,3 keV (28). Su linealidad es buena pero la transmitancia muy baja, del orden de 0,1% como máximo.

A pesar de sus excelentes cualidades, el espectrómetro magnético presenta algunas dificultades cuando la muestra en estudio tiene actividad específica baja. El espesor másico de la muestra viene limitado, por razones de autoabsorción en la muestra y degradación consiguiente de la resolución, a unos $30 \mu \text{ gr/cm}^2$. Por otra parte, sólo son analizadas las partículas que penetran por la rendija de entrada del instrumento; su anchura debe ser mínima si se desea trabajar en condiciones de resolución óptima, con lo cual la transmitancia desciende hasta $10^{-3}\%$. En estas condiciones, para alcanzar una precisión estadística razonable se requiere la realización de medidas de más de un mes de duración, y en estas condiciones es difícil, mantener el grado necesario de estabilidad. Este hecho explica la baja resolución efectiva obtenida en la medida del espectro alfa del U^{235} efectuada por Pilger (17) aunque el espectrómetro de doble enfoque utilizado ha dado excelentes resultados en medidas de duración inferior a 24 horas. Las medidas de Baranov (18) igualmente sobre el U^{235} se caracterizan por una resolución efectiva de 8 keV durante 700 horas, pero la estadística es pobre y las líneas de intensidad inferior al 1% son muy difícilmente observables.

d) Espectrómetro de semiconductor. El contador de semiconductor (29)(30) representa una alternativa interesante para el estudio de la estructura fina alfa. Se puede describir brevemente este instrumento, como una cámara de ionización en la que se reemplaza el gas por un cristal de silicio, en el que para disminuir la corriente de fuga, se forma una unión n - p que se polariza inversamente. La tensión de polarización aplicada crea a ambos lados de la unión una zona practicamente libre de portadores, en la que una partícula cargada disipa su energía en la creación de pares electrón-hueco, carga que es captada por los respectivos electrodos en un tiempo muy corto del orden del nanosegundo, debido a la intensidad del campo eléctrico existente en la zona libre de portadores (zona sensible).

La principal ventaja que presentan los detectores de semiconductor, es su excelente resolución energética, puesto que únicamente se precisan 3,5 eV en el silicio para la creación de un par electrón-hueco, frente a los 32,5 eV necesarios para crear un par ión-electrón en un gas. Se han alcanzado resoluciones nominales de 13 keV (31) con detectores seleccionados. La linealidad de estos contadores es excelente, la transmitancia aunque menor que la de la cámara de ionización y contador de centelleo, es con todo muy superior a la del espectrómetro magnético; finalmente la estabilidad depende como en la cámara de ionización, de la cadena electrónica asociada.

Existen varios trabajos (32 - 35) concernientes a las aplicaciones del contador de semiconductor a la espectroscopia alfa, aunque ninguno de ellos hace mención concreta a la medida de núclidos de actividad específica débil. Por esta causa, se describirán seguidamente los componentes y puesta a punto del espectrómetro utilizado.

I-2. Descripción del espectrómetro alfa, de semiconductor

I-2.1. Cámara de medida. En la figura 1 se representa esquemáticamente la cámara de medida, cuyos materiales constituyentes son plexiglás y acero inoxidable, a fin de reducir a un mínimo el fondo al-

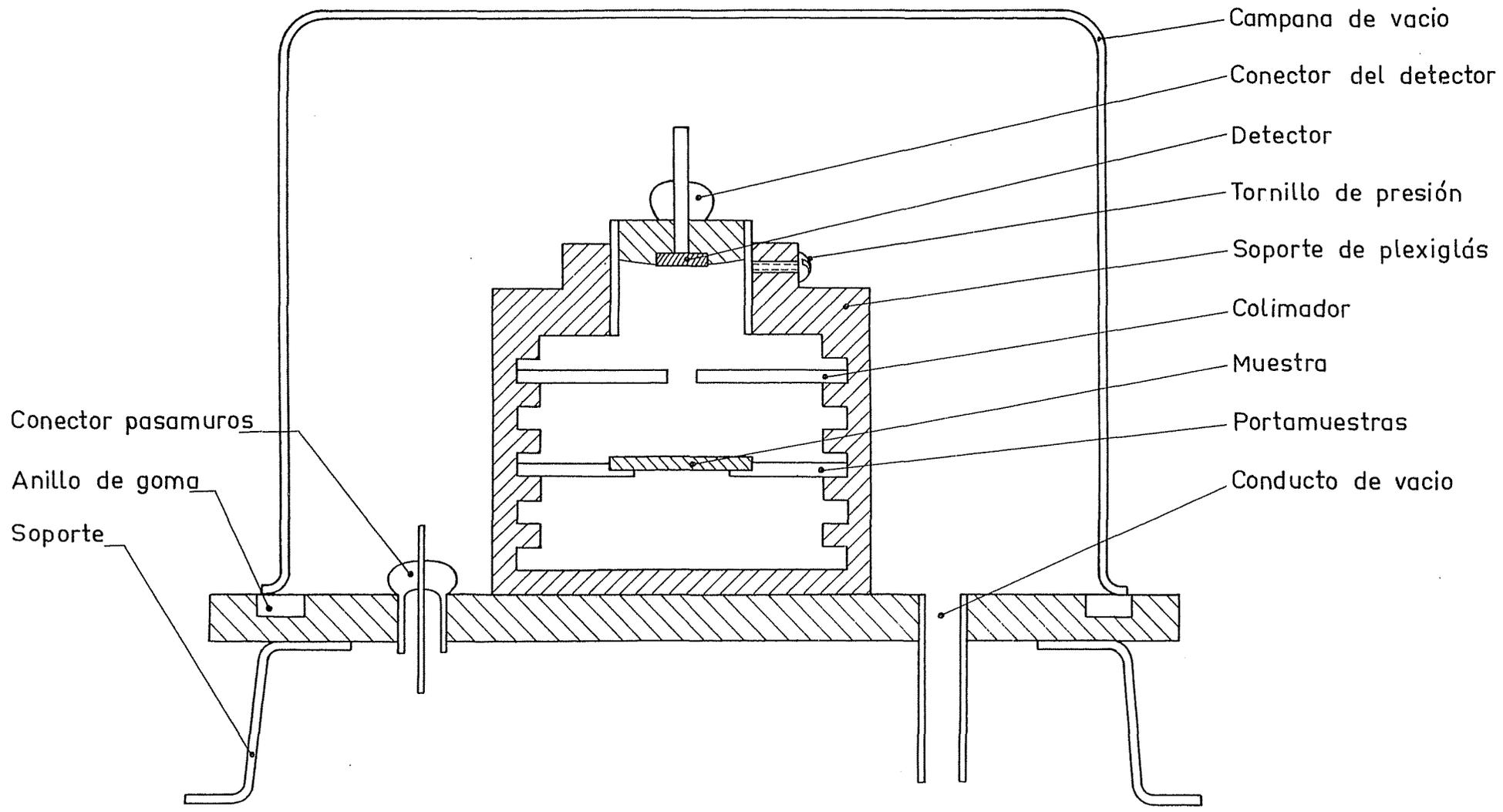


Fig. 1 = Cámara de medida.

fa. El detector utilizado es del tipo de barrera superficial fabricado por ORTEC (*) con silicio tipo n, de $300 \Omega \cdot \text{cm}$ de resistividad; la zona sensible tiene una profundidad de 60μ . El detector va montado en un soporte de resina epoxilica para reducir a un mínimo la corriente de fuga en el borde. La superficie eficaz es de 25 mm^2 ; a efectos de precisión estadística, sería más conveniente una superficie mayor, pero en este caso la capacidad del detector sería también mayor y esto daría lugar a un empeoramiento en resolución, por aumento del ruido electrónico del preamplificador al aumentar su carga capacitiva (30).

La cámara de medida opera en vacío con el doble objeto de evitar la degradación energética de las partículas alfa, y el efecto de la humedad ambiente en el detector. Se ha utilizado para hacer vacío una bomba rotatoria ya que la presión mínima de trabajo es de $0,1 \text{ mm Hg}$ por razones que se verán en I-4.1. La instalación va protegida por una trampa de vapores de aire líquido; su misión es impedir que llegue vapor de aceite de la bomba a la cámara de medida, ya que la superficie frontal del detector se contamina con facilidad con vapores de distintas clases, lo que se acusa por un funcionamiento defectuoso y pérdida de resolución.

I-2.2. Electrónica asociada. El esquema bloque simplificado de la cadena electrónica de medida se representa en la figura 2. Los impulsos procedentes del detector se conducen mediante un cable coaxial de baja capacidad (no representado en la figura 1) a un preamplificador sensible a carga ORTEC modelo 101 semejante al descrito por Blankenship (35). El empleo de un preamplificador sensible a carga queda justificado por la razón siguiente: en detectores convencionales tales como cámara de ionización, contador de centelleo, etc., la carga eléctrica liberada directa o indirectamente por el paso de la partícula

(*)

Oak Ridge Technical Enterprises Co.- Oak Ridge, Tenn. (E.E.U.U.)

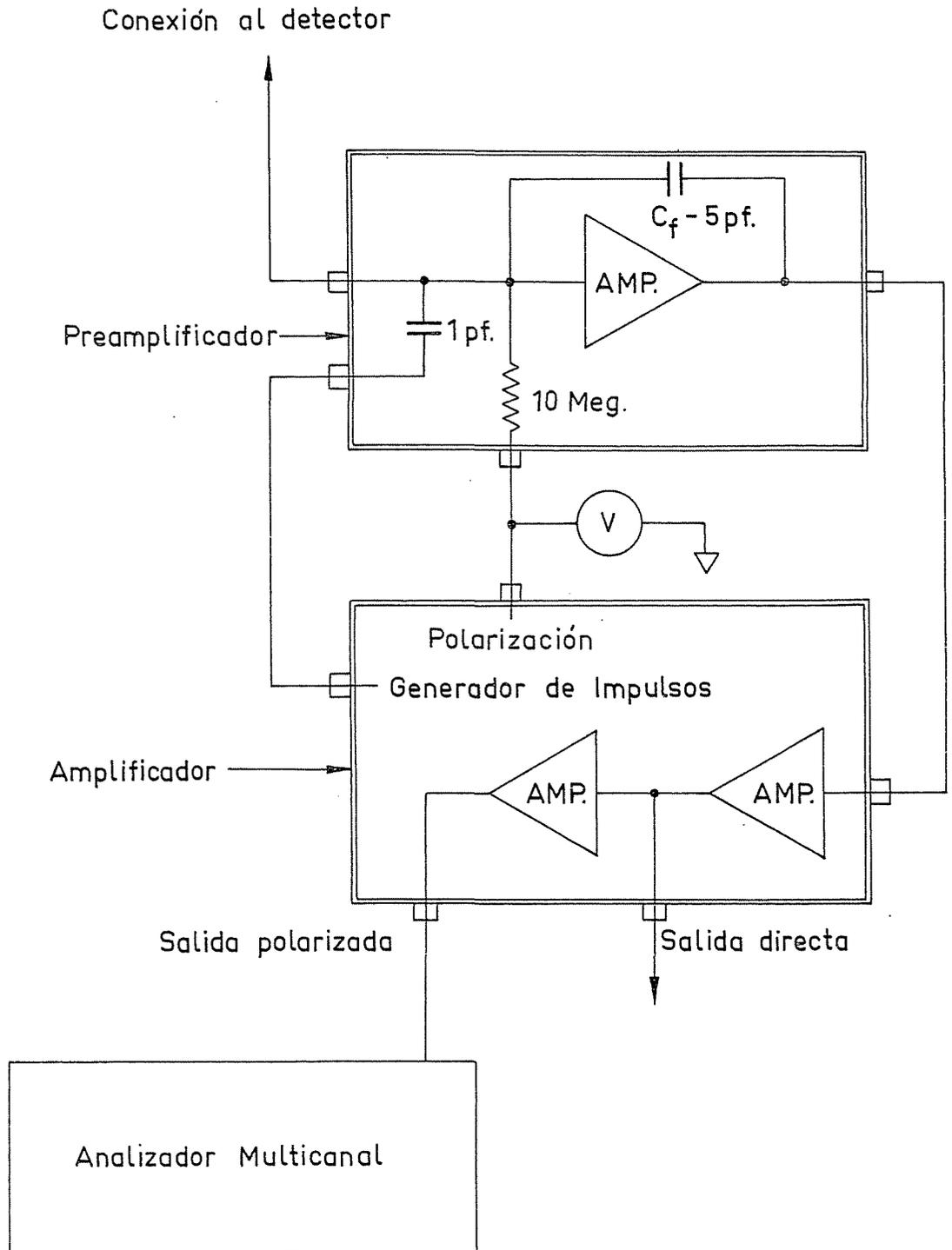


Fig. 2.- Esquema bloque electrónico del espectrómetro alfa.

la, carga una capacidad constante, con lo cual son suficientes los preamplificadores usuales sensibles a tensión. Por el contrario, los detectores de semiconductor presentan una capacidad que es función de la tensión de polarización, la cual se aplica al detector a través de una resistencia elevada del orden de $10\text{ M}\Omega$. En tales condiciones, las fluctuaciones de corriente de fuga del diodo se traducen en fluctuaciones de la capacidad, por cuya razón en un sistema sensible a tensión, se pierde una parte importante de la resolución energética alcanzable. Si por el contrario el preamplificador es sensible a carga (lo que se logra con una realimentación capacitiva de entrada a salida), la capacidad que presenta es muy aproximadamente la de realimentación, unos 5 pF , independientemente de las fluctuaciones de capacidad del detector. La etapa de entrada del preamplificador está especialmente diseñada para reducir al mínimo el ruido electrónico.

La salida del preamplificador se conecta a la entrada de un sistema amplificador de bajo ruido ORTEC modelo 201 (37) formado por dos amplificadores en serie, el primero normal y el segundo de ventana; éste último amplifica únicamente la parte de cada impulso que excede de cierta amplitud prefijada. Esta disposición permite el estudio de zonas espectrales comprendidas entre dos energías dadas, con lo que se precisan mejor los detalles finos del espectro.

La unidad 201 va provista de una fuente de tensión hasta 200 V , destinada a la polarización del detector, y de un generador de impulsos, del tipo de interruptor de mercurio conectado a la entrada del preamplificador a través de un condensador de 1 pF . La amplitud de impulso del generador viene determinada por la posición de un potenciómetro Hellipot de 10 vueltas; mediante un ajuste fino se puede conseguir que las indicaciones del Hellipot coincidan numéricamente con la energía de las partículas alfa que producen impulsos de igual amplitud que los del generador. Esta calibración tiene aplicación inmediata para la determinación rápida de intervalos de medida.

El análisis de impulsos a la salida del segundo amplifica

dor, se realiza con un analizador TMC (x) de 256 canales, totalmente transistorizado y con excelente estabilidad de cero y ganancia. Se puede emplear en ciclos automáticos de medida de duración prefijada, durante los cuales se acumula un espectro, que se registra concluido el intervalo de medida, mediante un dispositivo Hewlett Packard, que imprime la información contenida en cada canal seguido de la puesta a cero de la correspondiente unidad de memoria; al concluir la impresión, comienza automáticamente un nuevo ciclo.

I-3. Medidas previas

Teniendo en cuenta el fin a que va destinado el presente espectrómetro alfa, y la carencia de trabajos precedentes análogos, se ha realizado una serie de medidas previas de estabilidad, resolución y ruido, con objeto de precisar las mejores condiciones de operación.

I-3.1. Estabilidad. La estabilidad intrínseca del detector frente a variaciones de temperatura y fluctuaciones de la tensión de polarización, es muy superior a la de la cadena electrónica asociada (30). Las medidas previas efectuadas con el equipo ORTEC, acusaron buena estabilidad en medidas cortas, pero era conveniente examinar su comportamiento en medidas de más de 24 horas de duración. Los ensayos se realizaron mediante medidas consecutivas cada 15 minutos, de la posición en el espectro del pico correspondiente a impulsos del generador, de 5 MeV de amplitud. El conjunto de medidas durante 48 horas indica una fluctuación de ± 8 keV, lo que resulta excesivo para mantener una resolución efectiva por debajo de 20 keV.

(x) Technical Measurements Co. North Haven Conn. (E.E.U.U.)

Para estudiar el tipo y causas de la deriva, se han realizado medidas del espectro alfa de una muestra enriquecida al 20% en U^{235} y se han determinado las variaciones de posición de los picos α_0 y α_{51} del U^{234} y α_{196} del U^{235} (⌘). Se ha comprobado que la variación de temperatura es la causa más importante de la deriva observada, que se traduce principalmente en desplazamientos de cero. El efecto es atribuible a variaciones del nivel de aceptación del limitador del amplificador de ventana.

La corrección de la deriva se logra mediante dispositivos estabilizadores basados en substración de carga (38), o bien en servosistemas (39) que corrigen independientemente las derivas de cero y amplificación. En el caso presente se ha recurrido a la solución más simple, de limitar las fluctuaciones de temperatura a $\pm 1^\circ C/24$ horas, y como en estas condiciones la fluctuación en cero es aún excesiva, ± 5 keV/48 horas, se ha optado por realizar medidas consecutivas de una hora; el conjunto de espectros obtenido se agrupa en series caracterizadas por su igualdad en cero y amplificación. Los criterios de selección e interpretación de las series serán descritos en I-7.2.

I-3.2. Medidas de resolución. La resolución en energía de un detector de semiconductor es función de la tensión de polarización; a medida de que ésta aumenta, disminuye la capacidad (30) por cuyo motivo desciende el nivel de ruido electrónico y la resolución tiende a mejorar, pero simultáneamente aumenta la corriente de fuga, lo que actúa sobre la resolución en sentido contrario. Estos hechos indican que existe una cierta tensión de polarización a la que corresponde un valor óptimo de la resolución del detector.

(⌘)

Es habitual la designación de las líneas alfa, mediante el símbolo α_E , donde E es la energía en keV del nivel excitado, al que conduce la transición alfa considerada.

Otro factor que influye decisivamente en la resolución es la preparación de la muestra radioactiva (9), que debe ser lo más fina posible, para evitar la degradación de energía de las partículas por autoabsorción; no obstante la mínima actividad necesaria para obtener una precisión estadística razonable, obliga a veces a una solución de compromiso. Por otra parte la condición de muestra fina, es necesaria pero no suficiente; las muestras preparadas por evaporación de una disolución acuosa tienen tendencia a distribuciones irregulares en gránulos, en los que se produce una fuerte autoabsorción. La evaporación en vacío (40) se considera como el mejor método, pero poco práctico cuando sólo se dispone de pequeñas cantidades del núcleo en estudio. Finalmente, la electrodeposición cuantitativa (41) es alternativa digna de consideración.

La medida de la resolución se ha realizado con una muestra de Po^{210} preparada por autoelectrodeposición (42) sobre un soporte de plata pulida. Se han obtenido espectros haciendo variar la tensión de polarización desde cero, hasta 50 V, valor máximo recomendado por el fabricante. El valor óptimo de resolución, 21 keV, se obtiene a 35 - 40 V de tensión, y supone una mejora respecto a las especificaciones del certificado de fabricación, en el que se asigna al detector una resolución nominal de 24 keV.

I-3.3. Medidas de ruido

Como comprobación del funcionamiento correcto del sistema amplificador, se han realizado periódicamente controles de ruido. Con el generador de impulsos en la posición de 5,3 MeV y el detector desconectado, se ha medido la resolución intrínseca del sistema electrónico; el resultado 6,5 keV, es concordante con las especificaciones del instrumento, al que se asigna un valor igual o menor de 7 keV.

La medida se ha repetido con el detector conectado y polarizado a 40 V, y en estas condiciones, la resolución sube a 12,5 keV, como consecuencia de la corriente de fuga en el detector y la carga capacitiva.

Los resultados obtenidos se han representado en la figura 3 : la curva A representa el efecto del ruido electrónico, la B ruido electrónico con carga capacitiva y la C el espectro alfa del Po^{210} obtenida en las medidas de resolución. Las tres curvas coinciden en la posición del máximo, pero se han dibujado separadas para mayor claridad.

I-4. Interferencias más importantes en los espectros alfa

La interpretación de los espectros alfa para llegar a la determinación de energía e intensidad de las líneas alfa presentes, plantea distintas dificultades, una de las cuales es el conocimiento de los fenómenos que pueden conducir a errores en las evaluaciones cuantitativas, a fin de eliminarlos, o al menos atenuarlos en el mayor grado posible. Seguidamente se describen las causas más comunes de interferencia en los espectros.

I-4.1. Fondo radiactivo. El silicio de que se componen los detectores está especialmente purificado, por lo cual su fondo in trínseco alfa es extremadamente bajo; igualmente el metal de la cápsula del detector está recubierto de oro a fin de reducir en lo posible el efecto de contaminación. Los componentes de la cámara de medida han sido cuidadosamente seleccionados según el criterio de mínimo fondo al fa, por cuya razón no se emplea aluminio, que contiene usualmente tra zas de uranio.

Con objeto de controlar la contaminación del detector, se han realizado medidas de fondo periódicas en el intervalo de energías (3900 - 4800) keV, y en ninguna de ellas se ha sobrepasado el valor de 1,4 cuentas/hora lo que se considera satisfactorio en las actuales condiciones de trabajo.

Existen algunas causas que dan lugar al aumento paulatino de fondo. Si los detectores se mantienen sin protección contra el pol-

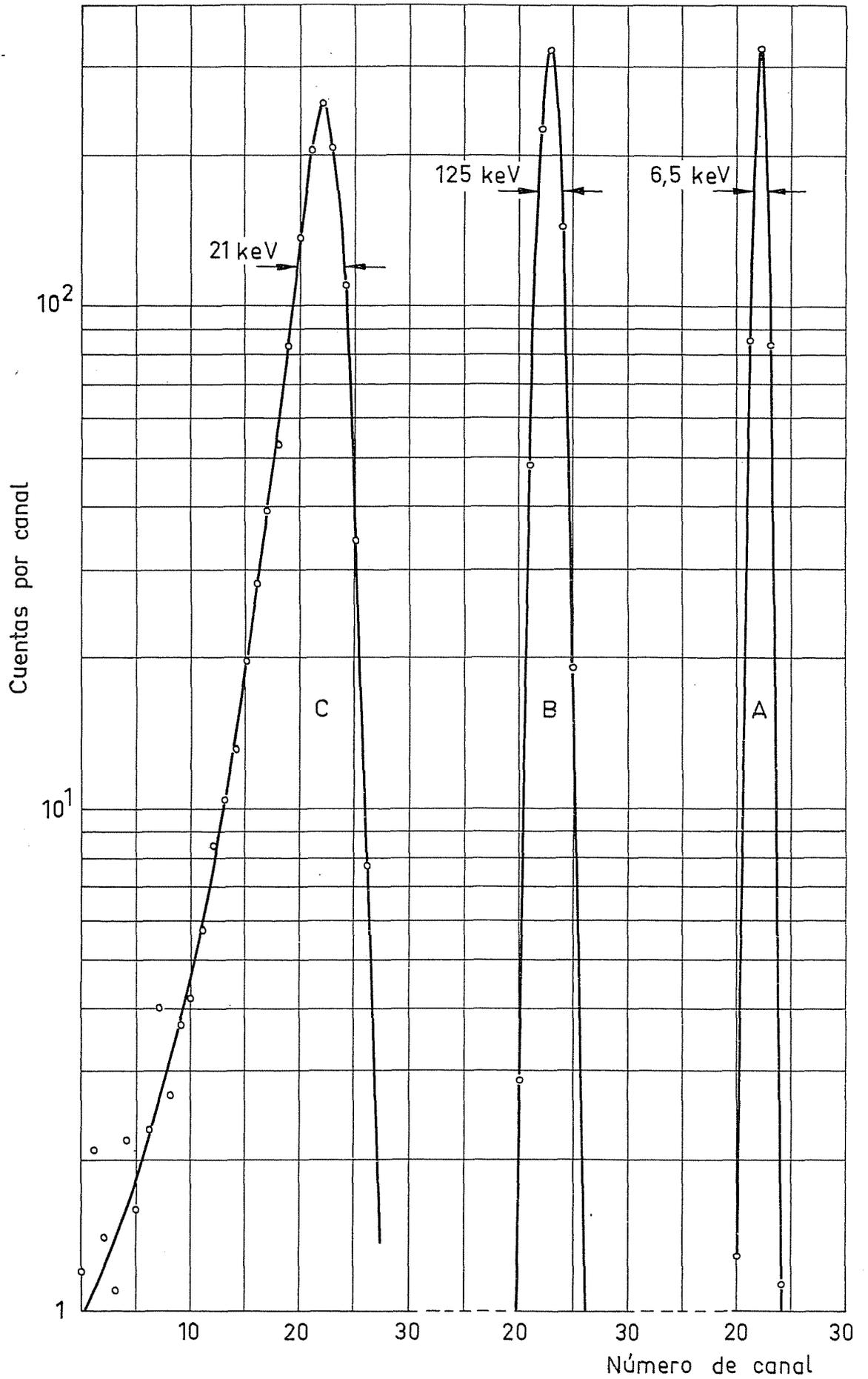


Fig. 3 - Medidas de resolución y ruido.

vo atmosférico, éste se deposita y da lugar a picos típicos en el espectro (35). La eliminación de esta contaminación no es fácil en los detectores de barrera superficial por la posibilidad de producir daños en la superficie recubierta de oro, lo que da lugar a que se produzcan descargas (microplasmas) que elevan el nivel de ruido del detector hasta inutilizarlo por completo.

Otra causa de contaminación radioactiva son los núcleos de retroceso originados al emitirse una partícula alfa; estos núcleos cuya energía es del orden de 100 keV, tienen una probabilidad media idéntica a la de las partículas alfa, de alcanzar la superficie del detector en la que se incrustan. Si estos núcleos son radiactivos dan lugar a un aumento indeseable de fondo, pero incluso aunque sean estables, siempre arrastran consigo átomos de la muestra lo que da lugar igualmente a contaminación, que no puede eliminarse sin reprocesar completamente el detector.

El alcance de los núcleos de retroceso es de (5 - 10) μ gr/cm² (9) lo cual sugiere dos distintos métodos de eliminación: la interposición entre la fuente y el detector de películas de materiales plásticos (Zapon, Vyns, etc.) de unos 5 μ gr/cm² de espesor, o bien limitar la presión en la cámara de medida, a valores no inferiores a 0,1 mm Hg. Esta última solución ha sido adoptada en el presente trabajo por su mayor comodidad; en ambos casos resulta insignificante la degradación de resolución causada por los absorbentes adicionales.

I-4.2. Colas a baja energía. Las distribuciones espectrales observadas correspondientes a partículas alfa monoenergéticas son aproximadamente gaussianas, más o menos asimétricas debido a que el flanco de baja energía se prolonga en una "cola" cuya forma e intensidad depende de muchas causas. Chetham-Strode y otros (33) han estudiado este problema, y encuentran que los factores que más influyen en la cuantía de la cola son: a) fenómenos de autoabsorción y retrodispersión de partículas en la muestra, y dispersión en materiales de la

cámara b) dispersión en la capa de oro evaporada sobre el detector
c) efectos intrínsecos en el propio detector, tales como captura de portadores durante tiempos largos comparados con las constantes de tiempo del amplificador, o fenómenos de recombinación de portadores.

A efectos de comparación, se acostumbra a expresar la cola como porcentaje de altura del espectro referido al máximo del pico, a una energía 200 keV inferior a la del máximo. Los mejores valores encontrados por Chetham-Strode, son de 0,14% para el Cm^{244} . Dearnaley (30) ha llegado a valores tan bajos como 0,083% trabajando a tensiones de polarización de 300 V, lo que se explica por la reducción de recombinación y captura de portadores.

En el caso presente se ha realizado un estudio preliminar de este fenómeno, ya que la existencia de colas es altamente indeseable, pues forman un fondo en el que resultan estadísticamente indiscernibles los picos de baja intensidad, cuya energía sea inferior a la de otros picos prominentes. Se han reducido a un mínimo los efectos de dispersión en la cámara de medida, adoptando una disposición geométrica conveniente. La retrodispersión de partículas en el soporte de la muestra se verifica predominantemente con ángulos inferiores a 30° (43) por lo que una colimación adecuada ha probado ser en muchos casos, un método eficaz de reducción de cola.

La preparación de la muestra radioactiva es igualmente muy importante. Las fuentes obtenidas por evaporación de disoluciones adolecen de falta de homogeneidad, lo que da lugar, además de pérdidas de resolución, a colas importantes. En la figura 4 se representa el espectro alfa de una muestra de Po^{210} preparada por evaporación de una disolución acuosa sobre un soporte fino. La cola a 200 keV del pico asciende a 2,5%, valor excesivamente alto para realizar medidas precisas de líneas débiles. En cambio, el espectro del mismo núcleo medido en una muestra preparada por autoelectrodeposición (véase figura 3c), presenta una cola de 0,18%, lo que supone una sensible mejora. Chetham-Strode ha estudiado igualmente el efecto del tipo de fuente radioactiva sobre la intensidad de la cola, y sus resultados implican que los mejores métodos de preparación son la elec

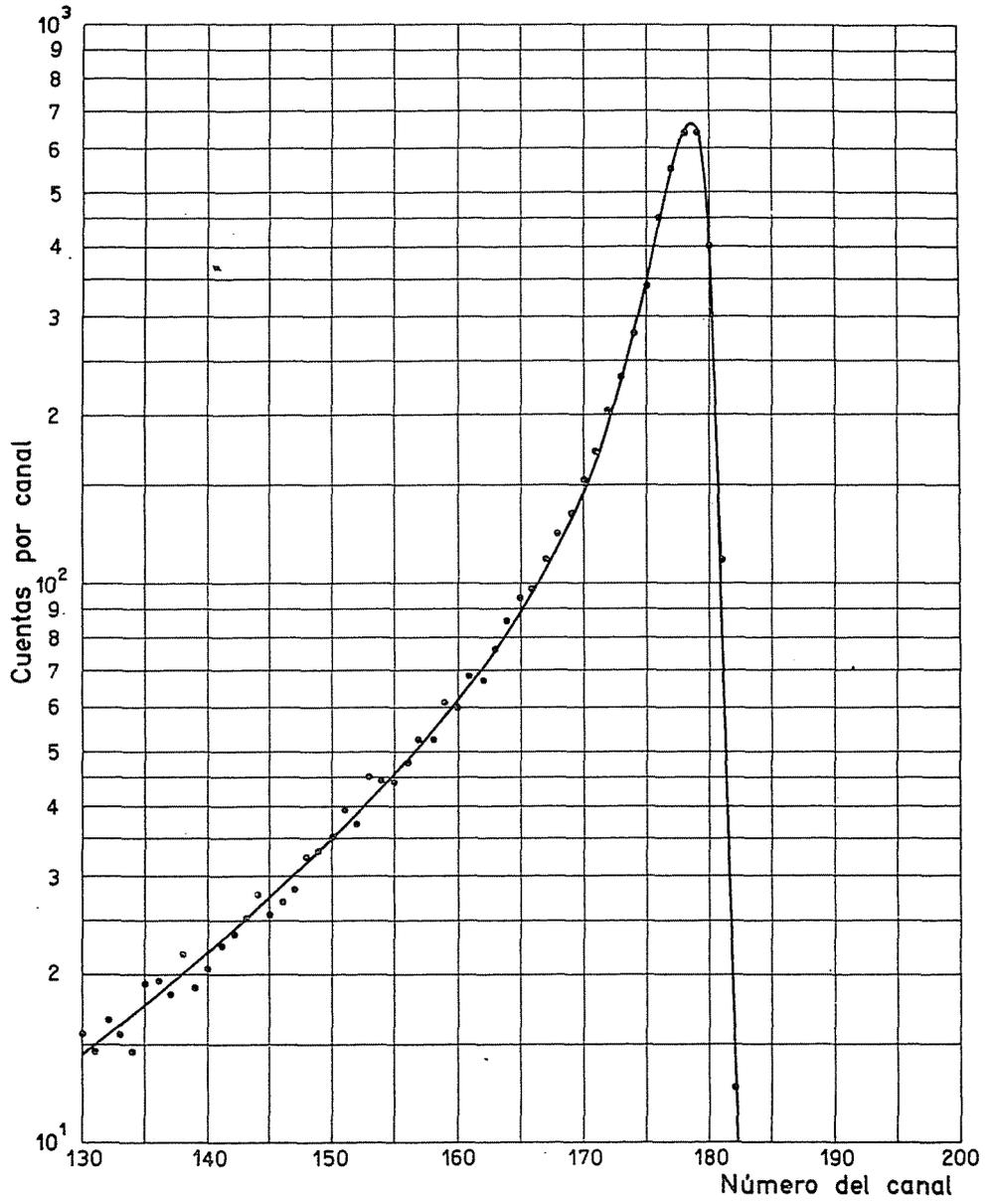


Fig. 4.- Espectro alfa del P^{210} (muestra evaporada)

trodeposición y la evaporación en vacío (44); ambos métodos conducen a resultados análogos.

Según las observaciones ya citadas de Dearnaley, se podría reducir aún más la cuantía de la cola, aumentando convenientemente la tensión de polarización. No se ha podido investigar sobre esta posibilidad en los detectores disponibles, pues solamente soportan un máximo de 50 V. Por otra parte, según lo dicho en I-3.2, una tensión excesiva podría dar lugar a un empeoramiento notable de resolución, por lo que una investigación en este sentido, precisaría el empleo de detectores polarizables hasta unos 500 V, y que en estas condiciones dieran una corriente de fuga lo más pequeña posible.

I-4.3. Picos de difusión. Chang (45) en unas medidas del espectro alfa del Po^{210} realizadas con un espectrómetro magnético, ha encontrado una serie de picos de intensidad $(10^{-2} - 10^{-3})\%$ respecto al pico α_0 , de 5301 keV, y que se presentaban independientemente del metal usado como soporte de la fuente. Posteriormente se han repetido estas medidas con resultados contradictorios, pues mientras algunos resultados (46) son negativos respecto a la observación de estos picos, otros en cambio (47) confirman los resultados de Chang. Aún admitiendo la existencia de estos picos, existen dudas respecto a su origen, ya que supondrían variaciones de momento angular total hasta de 15 unidades, para algunas de las líneas observadas, lo cual es teóricamente difícil de explicar. Wadey (46) supone que la razón de la estructura fina observada, es la difusión del Po en el material soporte, explicación que resulta poco convincente ya que el fenómeno requeriría una difusión discontinua en escalones. Las líneas de más alta energía pueden proceder de una fracción de partículas que interactúan con electrones atómicos (48)(49) pero en todo caso solamente es una explicación parcial.

Se han realizado en el presente trabajo, una serie de medidas con la muestra electrodepositada de Po^{210} y los resultados han

sido poco concluyentes, pues se han encontrado algunos picos de intensidad del orden de $10^{-3}\%$ del α_0 , pero no son reproducibles ni en intensidad ni en energía.

Desde el punto de vista práctico de las posibles interferencias y falsas asignaciones en espectros alfa con líneas de intensidad inferior a $10^{-2}\%$, no se conoce ningún caso donde claramente se identifiquen líneas observadas con picos de difusión a pesar de que en numerosos trabajos, tales como los efectuados por el grupo de Perlman (50 - 53) se emplearon muestras radiactivas electrodepositadas o evaporadas en soportes de platino.

I-4.4. Picos múltiples. Numerosos investigadores (54) han observado en ciertos contadores de semiconductor que la respuesta a partículas alfa monoenergéticas es un sistema complejo de picos, que en ocasiones aparecen tan próximos, que su presencia sólo se advierte por una fuerte degradación de la resolución.

Se admite actualmente que este fenómeno puede deberse a varias causas, principalmente a deficiencias en los contactos de los electrodos del detector; generalmente un buen proceso de fabricación evita la presencia de picos satélites, por lo cual este tipo de interferencia es raro en detectores comerciales.

I-5. Medida del espectro alfa del Am^{241}

Como control final de funcionamiento del espectrómetro, se ha medido el espectro alfa del Am^{241} , bien conocido a partir del estudio de Baranov (55). Las energías e intensidades de las líneas alfa más importantes se adjuntan en la tabla I.

Tabla I
Estructura fina del Am²⁴¹

Asignación	Energía (keV)	Intensidad (%)
α_0	5543	0,25
α_{33}	5510	0,12
α_{59}	5484	86,0
α_{101}	5442	12,7
α_{156}	5383	1,33
α_{223}	5320	0,015

La muestra se ha preparado por evaporación de gotas de una disolución acuosa de Am²⁴¹ sobre un soporte fino de Vyns. La medida se ha realizado intercalando un colimador de 1 mm de diámetro para evitar que al cancen al detector las partículas dispersadas.

El resultado correspondiente a una medida de tres horas de duración se ha representado en la figura 5, en la cual se puede apreciar la resolución satisfactoria de las líneas α_0 , α_{59} , α_{101} y α_{156} . La línea α_{33} aparece enmascarada por la α_{59} de intensidad mucho mayor.

En la misma figura se indica la posición de la línea α_{223} , pero no se pueden establecer conclusiones respecto a su intensidad, debido a la alta contribución de la cola de líneas más intensas. Por esta razón no se ha realizado un estudio más detallado en esta zona, ya que los posibles picos carecen de consistencia estadística. La resolución medida sobre la línea α_{59} es de 21 keV.

I-6. Espectros alfa de U²³⁵

I-6.1. Preparación de muestras y condiciones de medida. La preparación de muestras de uranio para el estudio del espectro alfa,

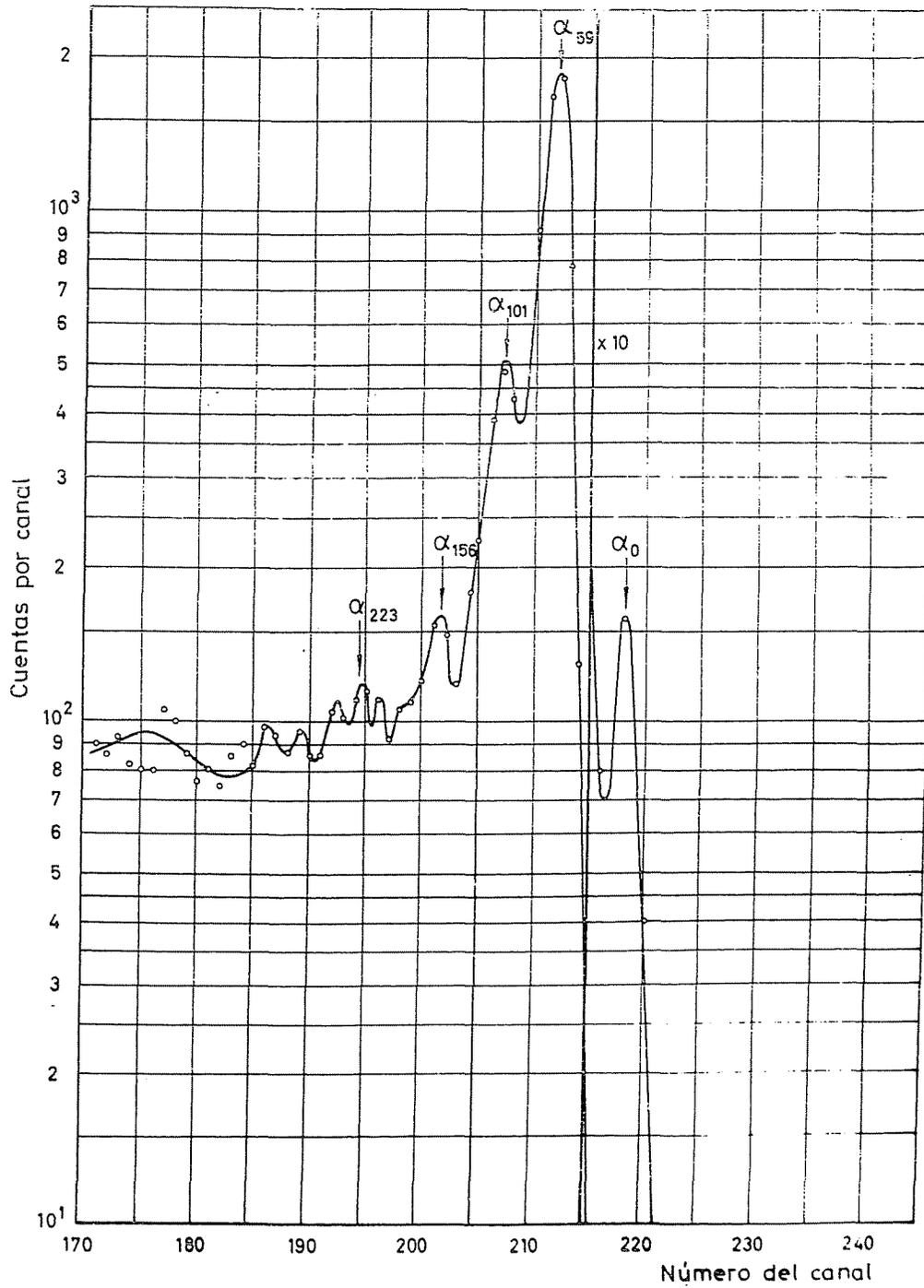


Fig. 5 .- Espectro alfa del Am^{241}

se ha realizado por electrodeposición cuantitativa en medio fluorhídrico (41), sobre soportes pulidos de acero inoxidable de 25 mm de diámetro, con espesores máxicos de 10 a 60 μ gr/cm² y concentración en U²³⁵ de 90%, 20% y 0,711% (uranio natural). La adopción de este sistema de muestras tiene por objeto la realización de un plan de trabajo, tendente a determinar con precisión máxima la energía de las líneas (muestras finas), o bien precisar mejor las relaciones de intensidad y detectar en condiciones aceptables las líneas muy débiles (muestras gruesas), así como eliminar en lo posible las incertidumbres ligadas al enmascaramiento de picos debidos a líneas del U²³⁵, U²³⁶ y U²³⁴.

Un aspecto interesante en la preparación de muestras, es el posible efecto de interferencia causado por los isótopos de uranio U²³⁸, U²³⁴ y U²³⁶, así como por otros emisores alfa procedentes de la desintegración de los tres núclidos citados, y del U²³⁵. En el apéndice 1 se analizan los posibles efectos y se llega a la importante conclusión, de que no es necesaria la separación previa de Th y Pa del uranio destinado a la preparación de muestras, lo cual simplifica notablemente la operación.

Se ha realizado previamente la medida de la resolución en función del espesor en las muestras enriquecidas en U²³⁵ al 90%, y se ha comprobado que se mantiene una resolución nominal de 17 keV medida sobre el pico α_0 del U²³⁴ hasta 20 μ gr/cm², por lo cual se han utilizado fuentes de este espesor para las medidas principales, y otras de 40 y 60 μ gr/cm² para medidas complementarias.

Se han efectuado en cada una de las muestras un conjunto de medidas, en ciclos consecutivos de una hora, durante un tiempo total variable entre 20 y 200 horas. El intervalo energético explorado ha sido (3900 - 4800) keV. En cada grupo de medidas correspondiente a una muestra dada, se han formado series caracterizadas por presentarse en el mismo canal del espectro, los picos α_0 y α_{51} del U²³⁴, así como el pico más prominente del U²³⁵. Posteriormente, cada una de las series obtenidas fué sometida a un nuevo criterio de selección,

rechazándose espectros cuyo nivel de ruido por encima de 4800 keV era excesivo, o no concordaban en otros picos secundarios (correspondientes a las energías 4599, 4496 y 4210 keV). Finalmente, se han sumado canal por canal los espectros seleccionados de cada una de estas series, cuya asignación y características se agrupan en la siguiente tabla:

Tabla II
Serie de medidas de espectros alfa de U^{235}

Número de serie	M-3	M-11	M-12	M-13	M-18	M-19	M-20	M-21	S-1	S-2
% U^{235}	20	90	90	90	90	90	90	90	20	20
Espesor, μ gr/cm ²	30	20	20	20	60	20	40	40	30	30
Tiempo acumulado (horas)	16	28	32	23	50	25	51	42	80	100

I-6.2. Calibración en energía. La calibración en energía del espectrómetro se ha realizado en una medida previa en la que se han tomado consecutivamente espectros de muestras de U^{235} al 90%, Po^{210} y Am^{241} , y se han utilizado como puntos de calibración los α_0 y α_{51} del U^{234} , de energías 4768 y 4717 keV (56), el α_0 del Po^{210} , 5301 keV (9) y el α_{59} del Am^{241} , 5484 keV (55). Mediante estos cuatro puntos de referencia, se ha medido la energía del pico más prominente del U^{235} , que resulta ser (4396 ± 2) keV. La precisión de esta medida, como todas las de energías de líneas, viene expresada como cota de error. El resto de calibraciones en las distintas series se ha realizado mediante los dos picos del U^{234} , y el pico medido del U^{235} . En la figura 6 se representa la recta de calibración para una de las series que permite alcanzar una precisión de ± 3 keV en picos bien resueltos.

Conviene destacar que en las medidas preliminares del pre-

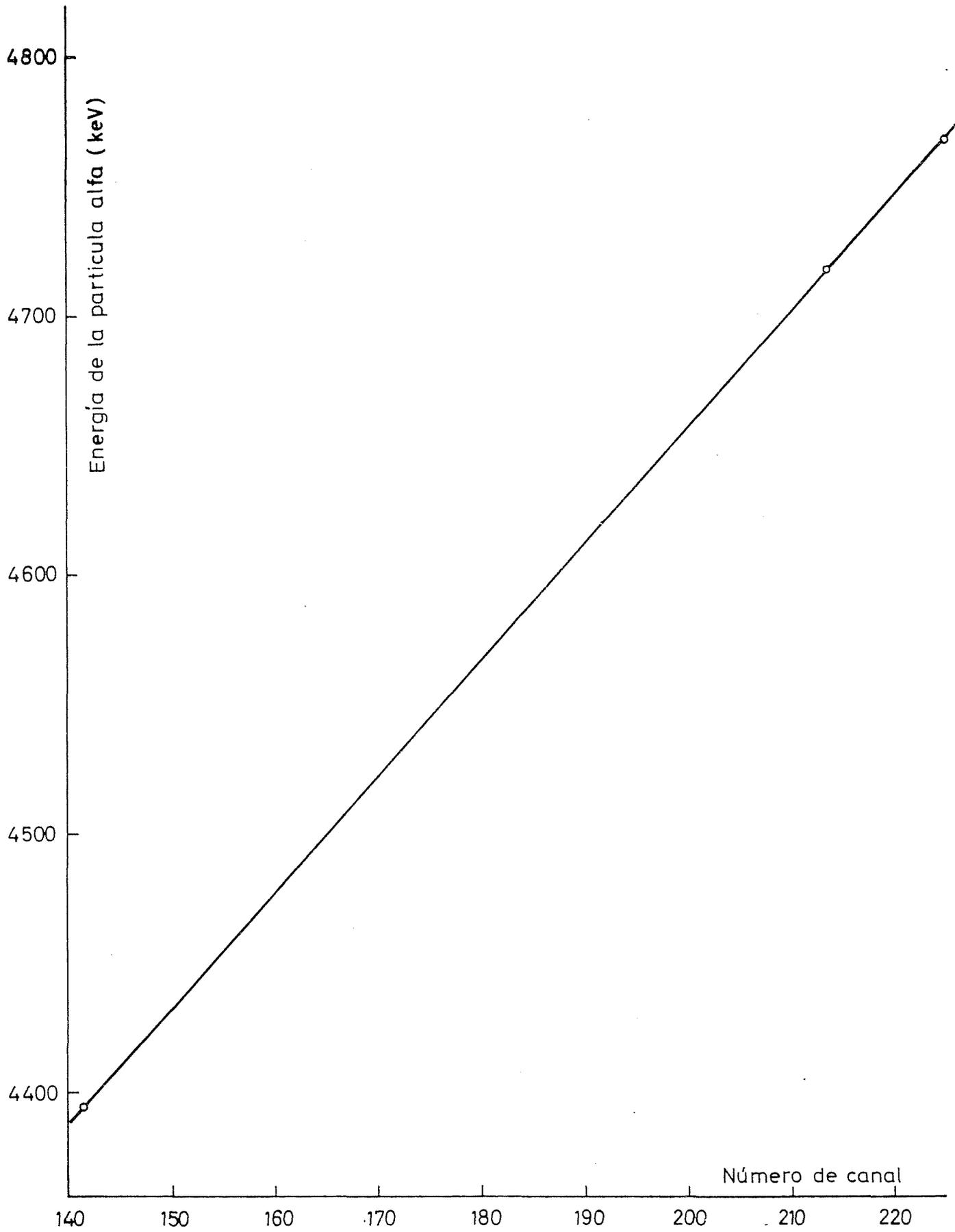


Fig. 6 .- Recta de calibración del espectro alfa

sente trabajo (41), se empleó para la calibración la línea α_0 del U^{238} , pero posteriormente fué desechada por no estar bien precisada su energía, oscilando los resultados publicados entre 4180 keV (57) y 4195 keV (58). Para dilucidar esta discrepancia se ha efectuado una medida precisa en un espectro de uranio natural; el resultado 4195 ± 3 keV concuerda bien con el último de los trabajos citados.

I-7. Análisis del espectro alfa del U^{235}

La descomposición gráfica de un espectro alfa complejo en sus líneas elementales presenta algunas dificultades de realización, ya que excepto cuando se conocen las energías de todos los componentes, la descomposición no es unívoca, especialmente en zonas donde la resolución del sistema no permite conocer por simple inspección la existencia de un número determinado de picos, lo cual puede conducir a errores importantes. Este problema es bien conocido en el tratamiento de espectros gamma, donde para extraer la máxima información de los datos, se han realizado programas para máquinas calculadoras, que permiten la descomposición con dispersión mínima de residuales alrededor de cero.

Los espectros alfa obtenidos con un contador de semiconductor, presentan la propiedad de que la resolución es muy aproximadamente constante (59), al menos en intervalos de energía no muy amplios, como se ha demostrado en el presente trabajo en una medida del espectro alfa en una muestra de uranio natural; la resolución efectiva medida en las líneas α_0 del U^{234} y U^{238} es la misma, 18 keV, dentro del error de la medida gráfica. Esta propiedad tiene como consecuencia que en el intervalo energético de medida, la forma de línea sea independiente de la energía.

En la representación de espectros se ha elegido sistemáticamente la forma semilogarítmica, debido a que las variaciones de intensidad entre distintas líneas pueden llegar a varios órdenes de magnitud, lo que obligaría a cambios frecuentes de escala en una representación lineal. Por otra parte, en representación semilogarítmica la forma del espectro es independiente del número de cuentas acumuladas, lo que uni-

do a la constancia de resolución, facilita extraordinariamente el proceso de análisis gráfico.

La primera operación realizada con las gráficas de las 10 series, es la identificación de componentes elementales, que debido a limitaciones de resolución, aparecen a veces como ligeras inflexiones que en un solo espectro, pueden atribuirse a fluctuaciones estadísticas. Por esta razón, únicamente se admite la existencia de una línea cuando se observe al menos en siete de las series manejadas. De esta manera se dispone de valores más o menos aproximados de las energías de las líneas.

Para efectuar el análisis gráfico se ha elegido la suma de las series M-11 y M-12, que representa un buen compromiso entre resolución efectiva y precisión estadística. En la figura 7 se ha representado la parte de espectro correspondiente a los picos α_0 y α_{51} del U^{234} , y en la tabla III las características más importantes de dicho espectro; a efectos comparativos se incluyen en ella algunos de los mejores resultados obtenidos por otros investigadores. El error de los resultados, al igual que en todas las medidas de intensidad se expresa como $\pm \sigma$ (desviación típica).

Tabla III
Relaciones importantes en el espectro alfa del U^{234}

Autor	Resolución (keV)	Area pico α_0 area pico α_{51}	Altura pico α_0 altura valle
Baranov (18)	7	2,64 \pm 0,18	—
Kocharov (13)	—	2,70	—
Chetham-Strode (33)	18	2,705 \pm 0,008	19
Trabajo Presente	18	2,722 \pm 0,008	22

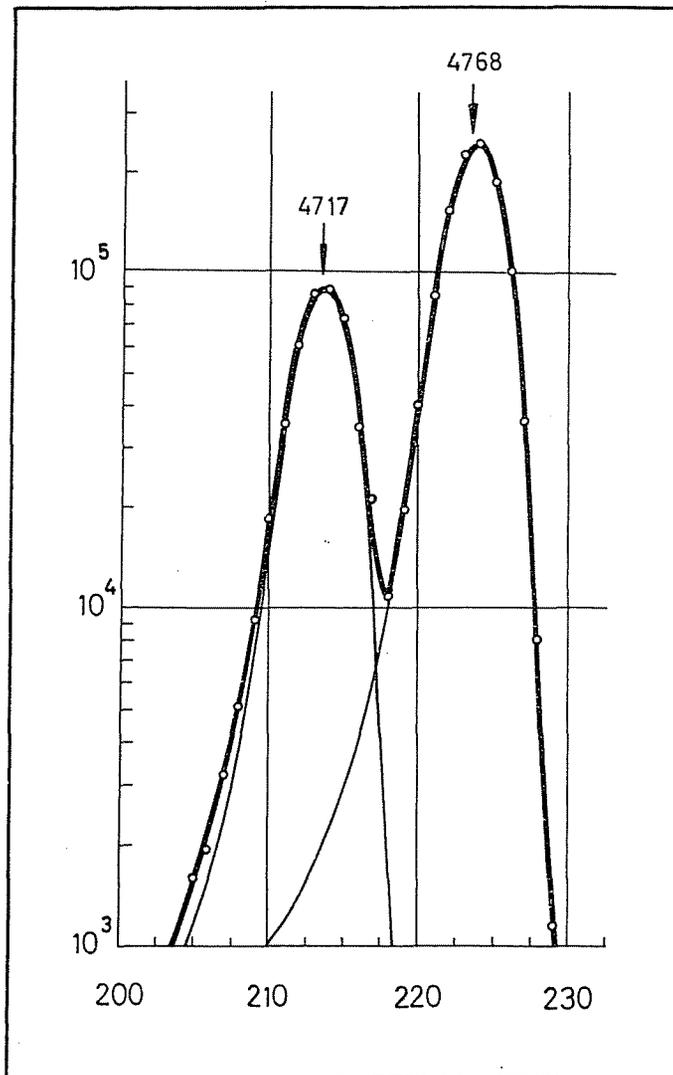


Fig. 7.- Líneas α_0 y α_{51} del U^{234}

La intercomparación de resultados contenidos en la tabla III, pone en manifiesto la concordancia de la relación de áreas de picos obtenida en el presente estudio, con los trabajos incluidos, en especial con el de Chetham-Strode, único entre los citados en que se ha empleado el espectrómetro de semiconductor. La relación pico/valle y la resolución, coinciden prácticamente en ambos trabajos.

Para realizar la descomposición gráfica del resto del espectro, se requiere el conocimiento de la forma de línea elemental, y la cuantía de la cola debida a los dos picos intensos del U^{234} . No puede utilizarse como espectro elemental el obtenido del Po^{210} (figura 3 C), debido a que existe entre éste y el del uranio diferencias en resolución y cola, debidas a los distintos métodos de preparación de las muestras. En consecuencia se ha determinado la forma de línea en el propio espectro de U^{234} , utilizando un método de tanteo y aproximaciones sucesivas, ya que las líneas α_0 y α_5 están incompletamente resueltas. El resultado de operación se ha representado en plantillas transparentes que servirán en las operaciones de análisis.

No se ha podido medir directamente la componente de cola del U^{234} a distintas energías, debido a no disponerse de este núcleo puro; en su lugar y dada la similitud de espectros se han manejado los valores medidos en el espectro dado por Chetham-Strode (33), que han servido para corregir al resto del espectro de la cola de los picos intensos del U^{234} .

El resultado de esta operación se ha representado en las figuras 8 y 9, en las que los círculos blancos representan puntos experimentales. El análisis gráfico se comienza por la línea de mayor energía, a la que se ajusta una de las plantillas de espectro elemental, y a continuación se van ajustando por tanteo las líneas siguientes con el criterio de que la suma de distribuciones elementales siga con la mayor fidelidad posible los puntos experimentales. El proceso se realiza con bastante facilidad en una mesa de calco.

La operación descrita de análisis gráfico no ofrece más dificultades que las planteadas por líneas muy débiles y los efectos de

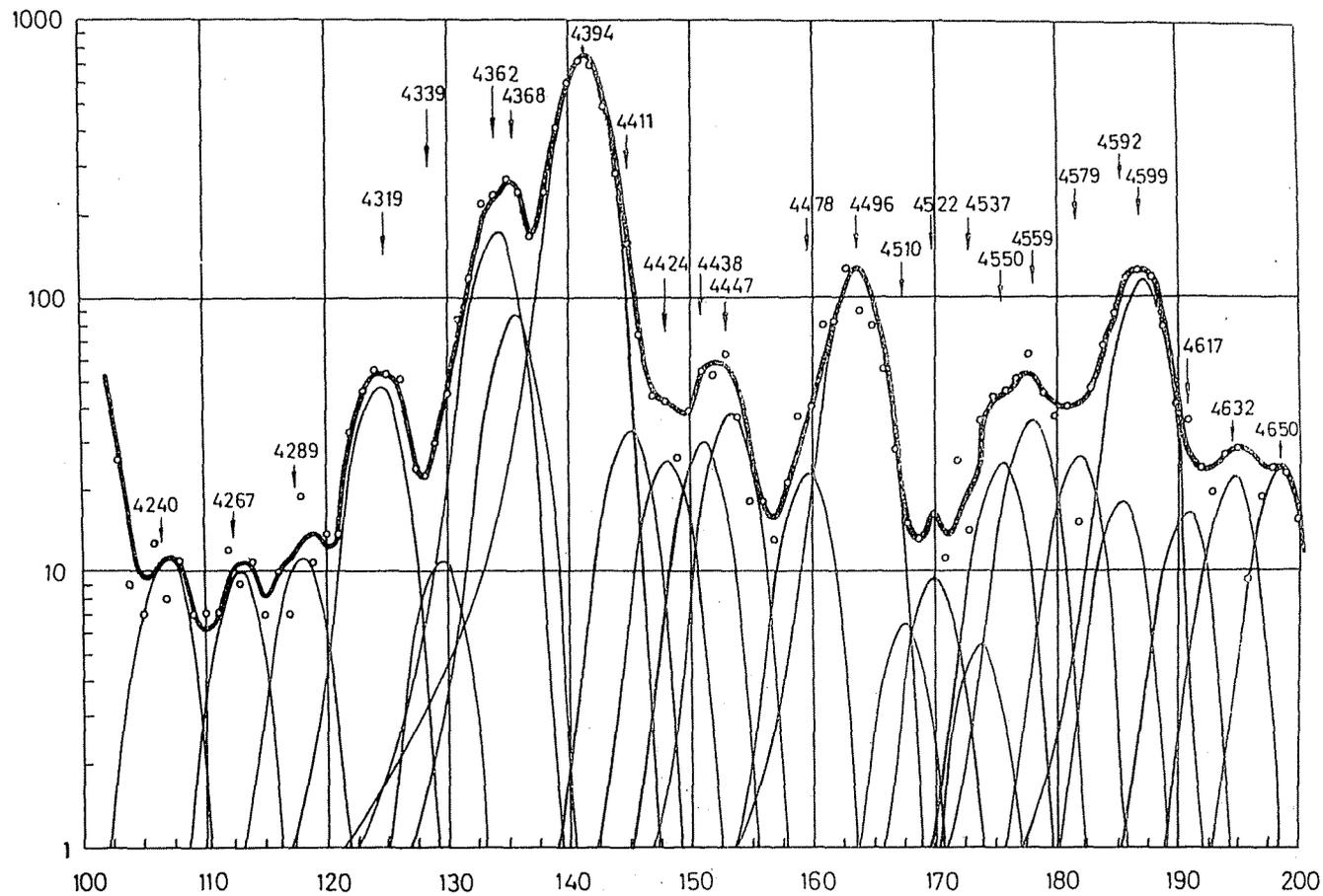


Fig. 8 .- Espectro alfa de U^{235} en el intervalo (4700-4200) keV

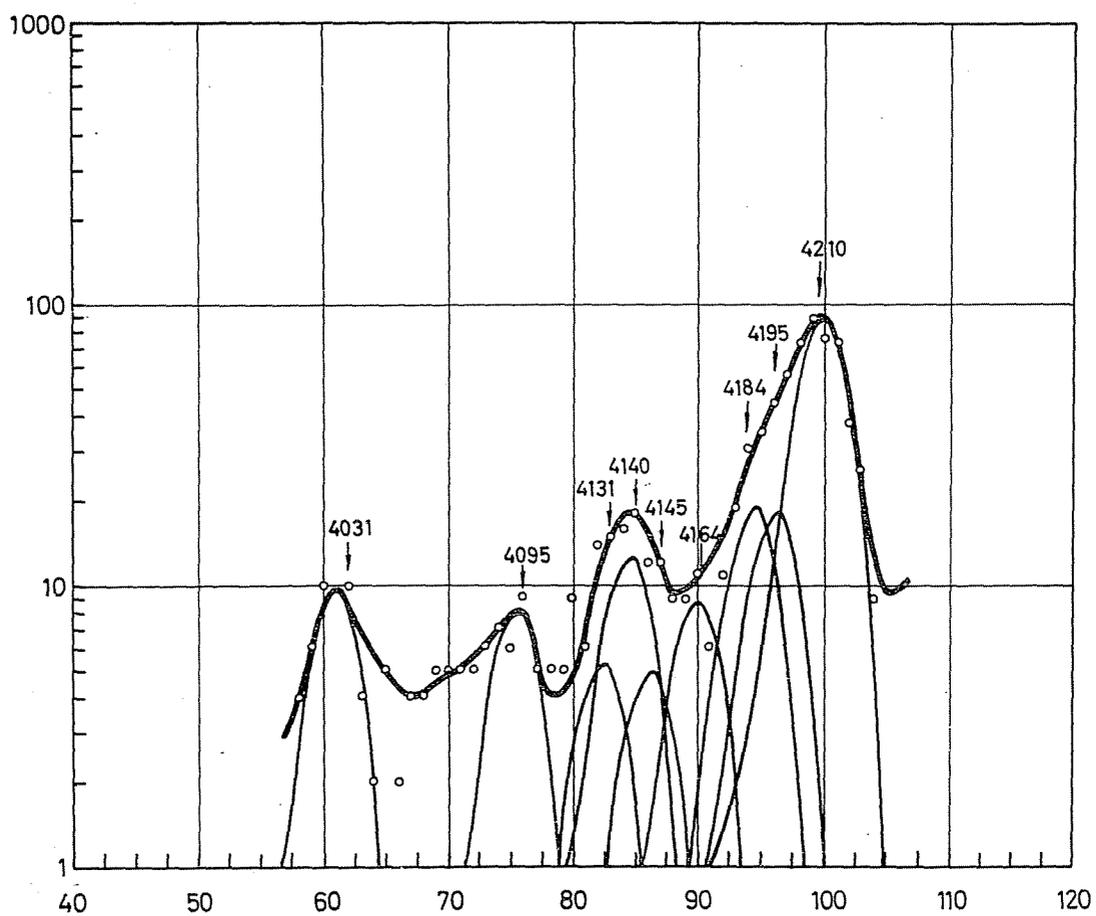


Fig. 9.- Espectro alfa del U^{235} en el intervalo (4200-4000) keV

enmascaramiento causado por líneas de U^{234} , U^{236} y U^{238} . Por su importancia se tratará separadamente de la interferencia debida del U^{234} .

I-7.1. Determinación del α_0 . La medida de la energía de esta línea, o sea la transición al estado fundamental, es de importancia primordial en la construcción del esquema de desintegración por representar el origen de niveles. Sin embargo, contrariamente a lo que sucede en los núclidos par-par, esta transición suele ser poco intensa en núclidos impares, lo que en ciertos casos como el presente, la línea puede quedar enmascarada por picos procedentes de otros emisores alfa presentes en la muestra.

Las muestras de uranio enriquecidas en U^{235} preparadas mediante procesos basados en diferencias de masa, contienen proporciones variables de U^{234} , por lo cual existe la posibilidad de que la línea α_0 buscada quede enmascarada por alguna de las de U^{234} . Por esta razón no existe acuerdo entre los distintos investigadores sobre la asignación del α_0 , que varían desde 4559 keV (18) hasta 4592 keV (17). El intento de cálculo a partir de las masas de U^{235} y Th^{231} , no es factible por no conocerse éstas con suficiente precisión.

Baranov (17) en su estudio sobre el U^{235} llega a la conclusión de que la primera línea claramente observada, correspondiente a la energía 4578 keV no puede ser la α_0 por razones teóricas de distribución de niveles a baja energía. Este autor asigna empíricamente la energía 4592 keV a la transición al estado fundamental del Th^{231} sobre la base de existencia bajo tal suposición, de niveles a 42 y 96 keV características de núcleos impares vecinos. La asignación de Baranov se encuentra en total concordancia con el valor calculado por Andreev (60) a partir de una fórmula semiempírica y con la medida experimental de Vorolev (15).

Los argumentos expuestos parecen concordar con la asigna-

nación $\alpha_0 = 4592$ keV. Igualmente, los resultados del presente trabajo indican la existencia de una línea enmascarada por la α_{174} del U^{234} , a cuya conclusión se ha llegado comparando la intensidad de esta línea en el espectro de U^{234} , con el valor correspondiente en el espectro complejo de U^{234} y U^{235} , que se ha medido en los espectros de las figuras 7 y 8. El resultado obtenido ha sido $(0,36 \pm 0,04)\%$.

No se ha podido repetir la medida en un espectro de U^{234} , por no disponerse de este núcleo exento de U^{235} . Por otra parte no existe acuerdo entre los valores medidos en otros trabajos, que oscilan entre $0,37\%$ (17) y $0,20\%$ (33); el primero de los citados es muy posiblemente excesivo, pues la medida se realizó con una muestra que contenía U^{235} . Por esta razón, se ha recurrido a la comparación de las intensidades de las líneas correspondientes a la α_{174} del U^{234} en isótopos pares de uranio. El resultado se ha representado en la figura 10, obtenida con datos de (61). La tendencia de variación monótona de propiedades nucleares en núcleos pesados, indica que el valor interpolado para el U^{234} , $0,29\%$, puede ser el más exacto. En todo caso, parece confirmada la existencia de una línea enmascarada.

I-7.2. Calibración en energía e intensidad del espectro de U^{235} . La calibración en energía ha sido realizada con ayuda de la recta de calibración de la figura 6 y los resultados de la medida se encuentran en las tablas IV y V. Se han estimado los errores de calibración en ± 3 keV en picos bien definidos, ± 5 keV en picos débiles en flancos de otros intensos y ± 10 keV en picos muy débiles.

La medida de intensidades se ha realizado a partir de las áreas de las distribuciones elementales. La estimación de errores resulta difícil por la interdependencia de las líneas simples en el espectro, que da lugar a que el error cometido en una de ellas pueda repercutir hasta en las cuatro líneas más próximas, por cuya razón se han evaluado únicamente para la línea α_{198} , que no se ve prácticamente afectada por picos próximos. La experiencia indica que los

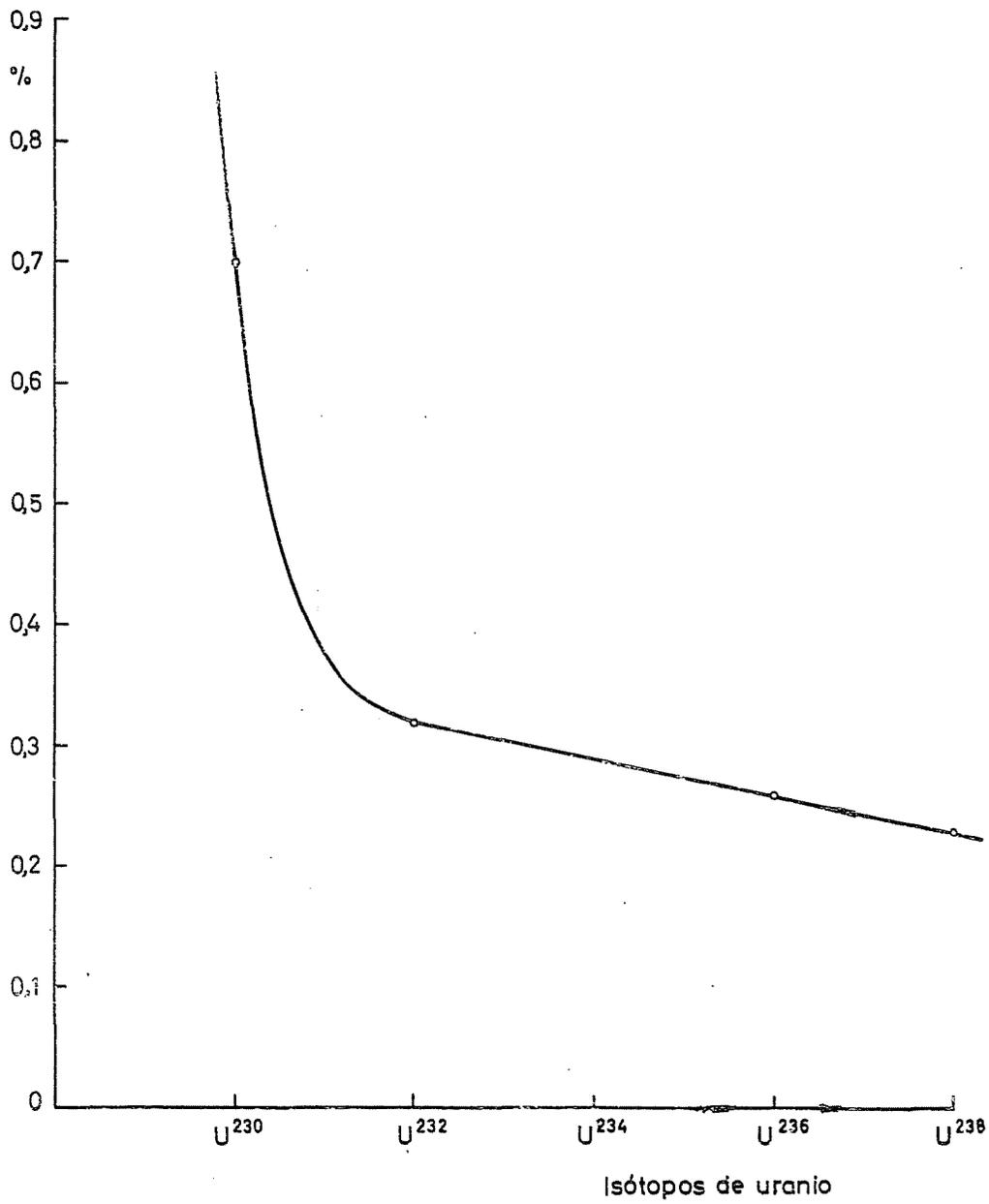


Fig. 10.- Intensidad de la transición alfa $o+(u) \rightarrow 4+(Th)$ para distintos isótopos pares de uranio

errores pueden alcanzar hasta un 50% en picos de intensidad baja, por cuya razón, en las líneas más débiles solamente se ha estimado el límite superior de intensidad.

Los resultados obtenidos para la estructura fina del U^{235} se encuentran en la tabla IV. La intensidad de la línea α_{198} se ha calculado, suponiendo que la intensidad del α_{174} del U^{234} es 0,29%, según las conclusiones de I-7.1. Igualmente, la intensidad de la α_{96} se ha calculado a partir del conocimiento de la cuantía de la α_0 del U^{236} según se describirán en I-7.4. Las líneas del U^{238} no dan lugar a interferencia importante.

En la tabla V se agrupan las líneas de otros emisores alfa presentes en la muestra. Finalmente la tabla VI agrupa los valores medidos en otros trabajos, de energía e intensidad de estructura fina de U^{235} .

La comparación de los resultados en el presente trabajo, con otros precedentes incluidos en la tabla VI, indica una concordancia satisfactoria, tanto en aquéllos en que se utilizó para la medida la cámara de ionización (13 - 16), como con Baranov (18). La discrepancia con Pilger (18) es notable y parece debida a un error de cero, de unos 30 keV en la calibración del espectrómetro.

I-7.3. Estudio de líneas alfa de baja energía. Se ha realizado un grupo de medidas de larga duración a fin de explorar el intervalo energético (3750 - 4250) keV, zona aún no estudiada por otros investigadores, debido a las dificultades inherentes a la baja intensidad de las posibles líneas, cuya existencia es previsible a la luz de un reciente trabajo (53) sobre bandas de vibración en núcleos pesados. Se ha seguido la misma técnica que en I-6.3. y las medidas se han efectuado con dos muestras, de 40 y 60 μ gr/cm² de espesor másico. Seguidamente y para cada una de las muestras, se han formado series caracterizadas por ocupar el máximo de la línea de 4210 keV, el mismo canal en el espectro. En la identificación de picos, se ha seguido el criterio de admitir únicamente las líneas que se repitan al menos en

Tabla IV
Energía e intensidades de las líneas alfa del U^{235}

Energía (keV)	Nivel (keV)	Intensidad (%)
4592 ± 3	0	1,2 (≡)
4579 ± 3	13	1,8
4559 ± 3	33	2,5
4550 ± 3	42	1,7
4537 ± 10	55	< 0,5
4522 ± 3	70	< 1,0
4510 ± 10	82	< 0,5
4496 ± 3	96	1,4 (≡)
4478 ± 3	114	1,6
4438 ± 3	154	2,1
4424 ± 5	168	1,8
4411 ± 5	181	2,3
4394 ± 3	198	53 ± 1,3
4368 ± 5	224	6,1
4362 ± 3	230	12,3
4339 ± 5	253	< 1,0
4319 ± 3	273	3,5
4289 ± 10	303	< 0,5
4267 ± 10	325	< 0,3
4240 ± 10	352	< 0,5
4210 ± 3	380	6,2
4184 ± 3	408	1,3
4164 ± 10	428	< 0,5
4140 ± 3	452	1,0
4131 ± 10	461	< 0,5
4095 ± 10 ?	497	
4031 ± 10 ?	561	

(≡) Intensidad calculada a partir de la composición isotópica del uranio utilizado.

Tabla V
Energía y asignación de otras líneas alfa en el espectro de U²³⁵

Energía (keV)	Asignación	Núclido
4650	α_{389} ?	Pa ²³¹
4632	α_{422}	Pa ²³¹
4617	α_{68}	Th ²³⁰
4599	α_{174}	U ²³⁴
4496	α_0	U ²³⁶
4447	α_{50}	U ²³⁶
4195	α_0	U ²³⁸
4145	α_{50}	U ²³⁸

cuatro de las siete series manejadas.

En la figura 11 se representa el resultado correspondiente a la serie M-17, con una muestra de 40 μ gr/cm² y correspondiente a 125 horas de medida. Los picos con un signo de interrogación no son muy seguros por aparecer en menos de cuatro series. La calibración en energía se ha realizado a partir de las líneas conocidas de energías 4140, 4210 y 4240 keV. La precisión de la medida se estima en \pm 10 keV excepto los picos de más baja energía para los cuales se toma \pm 20 keV.

En la tabla VII se dan las asignaciones de las nuevas líneas. No se han incluido valores de intensidad pues los efectos de colas de líneas más energéticas y de partículas dispersadas no permiten ni siquiera una estimación del límite superior.

I-7.4. Cálculo de intensidades de líneas en el espectro alfa; comparación con los resultados experimentales. Como comprobación general de la corrección del método de análisis gráfico, se han calculado

Tabla VI
Resultados de medidas del espectro alfa del U²³⁵

Baranov (17)		Kocharov (13)		Ghioso (14)		Vorolev (15)		Pillger (18)		Warger (16)	
Energia, keV	%	Energia, keV	%	Energia, keV	%	Energia, keV	%	Energia, keV	%	Energia, keV	%
4592	1					4592 ± 3	6,5				
4578	1,5	4580 ± 15	4	4580	10						
4550	3	4545 ± 10	4			4552 ± 3	2,5	4559	6,7		
4522	1							4520	2,7		
4496	1										
4438	3			4447	3						
4426	1,5										
4412	2										
4394	62	4394 ± 5	74	4400	83	4396 ± 3	84			4390 ± 15	
4368	6										
4362	11	4360	14					4370	25		
4339	1,5							4354	35		
4320	3							4333	14		
4214	5,5	4215	4	4200	4	4210	7	4318	7,9		
								4177	5,8	4175 ± 44	

Tabla V
Energía y asignación de otras líneas alfa en el espectro de U²³⁵

Energía (keV)	Asignación	Núclido
4650	α_{389} ?	Pa ²³¹
4632	α_{422}	Pa ²³¹
4617	α_{68}	Th ²³⁰
4599	α_{174}	U ²³⁴
4496	α_0	U ²³⁶
4447	α_{50}	U ²³⁶
4195	α_0	U ²³⁸
4145	α_{50}	U ²³⁸

cuatro de las siete series manejadas.

En la figura 11 se representa el resultado correspondiente a la serie M-17, con una muestra de 40 μ gr/cm² y correspondiente a 125 horas de medida. Los picos con un signo de interrogación no son muy seguros por aparecer en menos de cuatro series. La calibración en energía se ha realizado a partir de las líneas conocidas de energías 4140, 4210 y 4240 keV. La precisión de la medida se estima en ± 10 keV excepto los picos de más baja energía para los cuales se toma ± 20 keV.

En la tabla VII se dan las asignaciones de las nuevas líneas. No se han incluido valores de intensidad pues los efectos de colas de líneas más energéticas y de partículas dispersadas no permiten ni siquiera una estimación del límite superior.

I-7.4. Cálculo de intensidades de líneas en el espectro alfa; comparación con los resultados experimentales. Como comprobación general de la corrección del método de análisis gráfico, se han calculado

Tabla VI
Resultados de medidas del espectro alfa del U^{235}

Baranov (17)		Kocharov (13)		Ghioso (14)		Vorolev (15)		Pilger (18)		Wurger (16)	
Energía, keV	%	Energía, keV	%	Energía, keV	%	Energía, keV	%	Energía, keV	%	Energía, keV	%
4592	1					4592 ± 3	6,5				
4578	1,5	4580 ± 15	4	4580	10						
4550	3	4545 ± 10	4			4552 ± 3	2,5	4559	6,7		
4522	1							4520	2,7		
4496	1										
4438	3			4447	3						
4426	1,5										
4412	2										
4394	62	4394 ± 5	74	4400	83	4396 ± 3	84			4390 ± 15	
4368	6										
4362	11	4360	14					4370	25		
4339	1,5							4354	35		
4320	3							4333	14		
4214	5,5	4215	4	4200	4	4210	7	4318	7,9		
								4177	5,8	4175 ± 44	

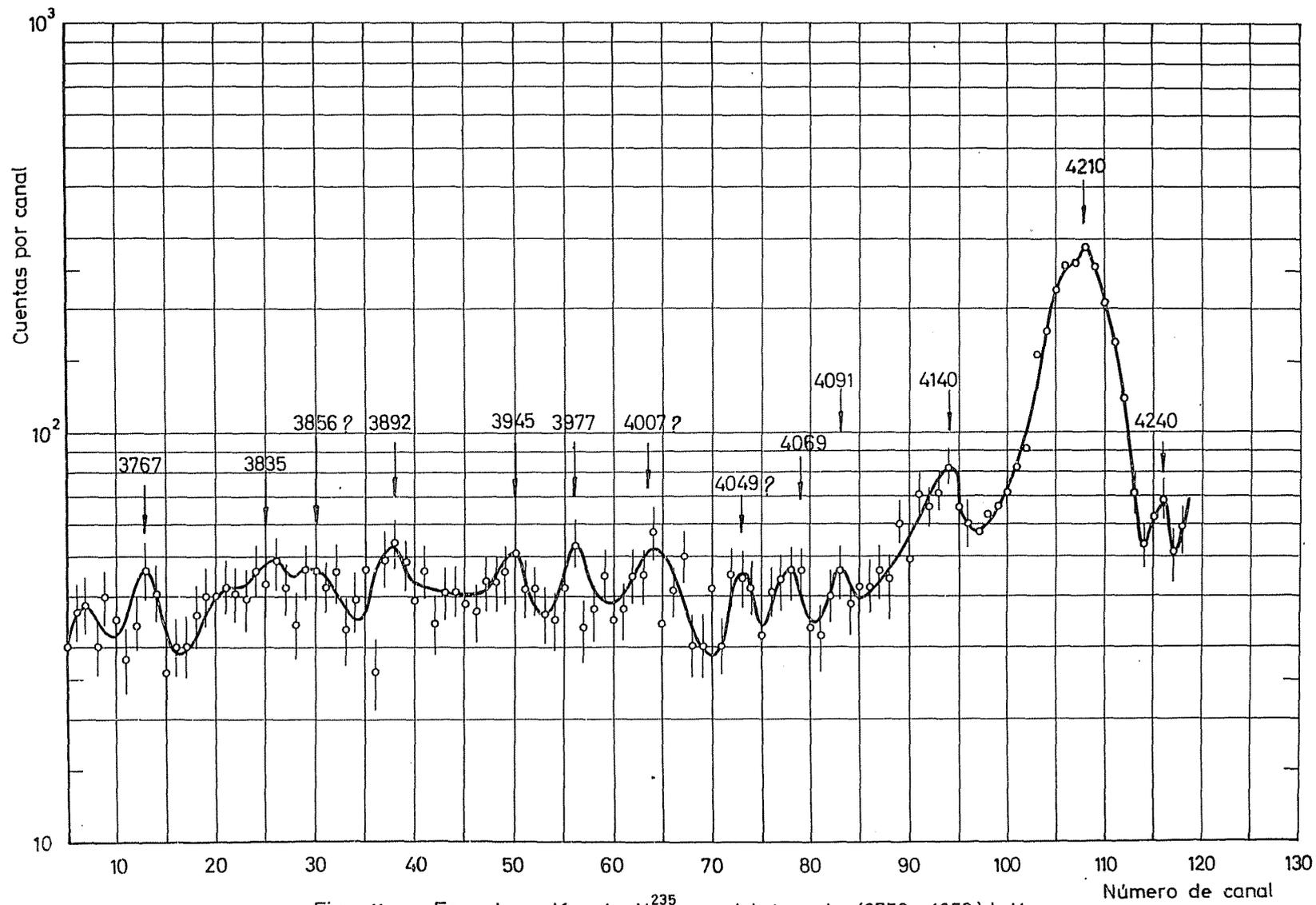


Fig. 11 .- Espectro alfa de U^{235} en el intervalo (3750- 4250) keV.

Tabla VII

Asignación de líneas alfa en el intervalo (4140 - 3750) keV

Energía (keV)	Nivel (keV)
4140 ± 10	452
4091 ± 10	501
4069 ± 10	523
3977 ± 10	615
3945 ± 10	647
3892 ± 20	700
3835 ± 20	757
3769 ± 20	825

las intensidades de las dos líneas más energéticas del U^{236} y U^{238} así como el porcentaje de la línea α_{198} del U^{235} , en función de la intensidad medida del espectro total de U^{234} , a partir del conocimiento de la composición isotópica del uranio utilizado. El certificado de análisis suministrado por el NBS (■) se resumen en la tabla VIII; los valores de la precisión corresponden al doble de la desviación típica relativa.

Tabla VIII

Composición isotópica del uranio utilizado
(enriquecido al 90% en U^{235})

Núcleo	% (átomos)	Precisión (%) (2σ)
U^{234}	0,77	2
U^{235}	90,1	0,01
U^{236}	0,33	2
U^{238}	8,8	0,5

(■) National Bureau of Standards (E.E.U.U.)

Se ha calculado previamente el porcentaje de la línea α_{198} del U^{235} a partir del área de su pico en el espectro, (3714 ± 61) cuentas, el área total del espectro del U^{234} , (159542 ± 419) cuentas, los periodos del U^{235} y U^{234} (véase apéndice I) y los respectivos porcentajes dados en la tabla y el resultado es,

$$P_{\alpha_{198}} = \frac{0,77 \times 7,1 \times 10^8}{90,1 \times 2,475 \times 10^5} \frac{3714}{159542} = (57,1 \pm 1,3)\%$$

valor que coincide bien con el medido a partir del espectro alfa, $(53 \pm 4)\%$.

Mediante cálculos análogos, se han obtenido las alturas de los picos del U^{236} y U^{238} en la tabla IX se comparan con los valores experimentales y como puede verse, la correspondencia es aceptable e indica la corrección de la operación de análisis gráfico.

Tabla IX
Comparación de valores calculados y medidas, de alturas de picos en U^{234} y U^{235}

Pico	Valor calculado	Valor medido
$\alpha_0(U^{236})$	109 ± 2	? (⊗)
$\alpha_{s0}(U^{236})$	$39,6 \pm 1,6$	40
$\alpha_0(U^{238})$	$16,5 \pm 0,3$	18
$\alpha_{s0}(U^{238})$	$4,9 \pm 0,2$	5

(⊗) Línea superpuesta a la α_{96} del U^{235}

CAPITULO II

ESPECTROSCOPIA GAMMA

El conocimiento de la energía e intensidad de las transiciones gamma es de gran importancia en el estudio de estados excitados en núcleos pesados, ya que la determinación de una línea gamma puede indicar la existencia de un nivel, con una sensibilidad que puede superar en varios órdenes de magnitud, a la obtenida mediante espectroscopia alfa; por otra parte la medida precisa de la energía de las transiciones gamma puede conducir a una mayor exactitud en la posición de los niveles.

Sin embargo, las medidas experimentales encuentran en estos casos serias dificultades, ya que la separación energética entre niveles y la preferencia de multipolaridades bajas, hacen que predominen las transiciones de energía inferior a unos 200 keV. La posibilidad de separación de líneas próximas en energía, depende del tipo de espectrómetro; así el de cristal (62) posee una excelente resolución, del orden de 0,3% en el intervalo energético citado, pero precisa la utilización de fuentes radioactivas muy intensas, del orden del curio, lo que en muchos casos es totalmente impracticable. La precisión en la medida de energías es del orden del ± 10 eV.

El espectrómetro de centelleo (63) permite la medida con fuentes de muy baja actividad, pero en cambio su resolución, del 10 al 20% en el mismo intervalo energético, hace muy difícil la separación de componentes en el espectro complejo. La precisión en la medida de energías es aproximadamente del 1%.

La energía de las transiciones entre niveles se mide con mucha precisión a partir del espectro de electrones de conversión; no obstante si la actividad específica del núcleo en estudio es débil, por razones análogas a las citadas en I-1.2., los espectrómetros beta magnéticos suelen ser poco precisos.

II-1. Descripción del espectrómetro gamma

El dispositivo utilizado en el presente trabajo consta básicamente de una cabeza detectora formada por un fotomultiplicador DuMont tipo 6363 y un cristal de INa (Tl) Harshaw de 7,6 x 7,6 cm unidos ópticamente mediante Pyralene 1476 (⊗) cuyo índice de refracción y alta viscosidad le hacen muy adecuado para contactos permanentes. La necesaria estanqueidad a la luz se ha logrado mediante cinta adhesiva negra. El fotomultiplicador va provisto de un blindaje electromagnético de metal mu, que evita la degradación de resolución debida a campos magnéticos alternos. El zócalo del fotomultiplicador va montado en una caja metálica que contiene el divisor de tensión para la alimentación de los dinodos y el preamplificador. Las muestras radioactivas van situadas en soportes a distancias conocidas del cristal. El criterio general de diseño ha sido dirigido al empleo de materiales de número atómico bajo (plásticos y aluminio) en cantidad mínima, a fin de reducir en lo posible el efecto de la radiación dispersa.

El blindaje del espectrómetro es análogo al descrito por Heath (64), y está formado por un sistema cúbico de 110 x 110 x 110 cm de ladrillos de plomo, de 5 cm de espesor recubierto interiormente con láminas de cadmio y cobre, con objeto de eliminar los rayos K_x del plomo, producidos en interacciones fotoeléctricas de rayos gamma de la muestra en estudio. El conjunto de la cabeza de medida, soportes, preamplificador y blindaje, se representa en la figura 12.

La alimentación de alta tensión del fotomultiplicador procede de un equipo JEN E-6A conectado a su vez a la salida de un estabilizador Philips modelo 7776/03, que suministra tensión estabilizada en $\pm 0,5\%$ a todos los instrumentos del laboratorio. Este sistema asegura que la fuente de alta tensión presente una gran estabilidad, comprobada en medidas sistemáticas en periodos de 24 horas. La distribución

(⊗) Electroquímica Flix, S.A.

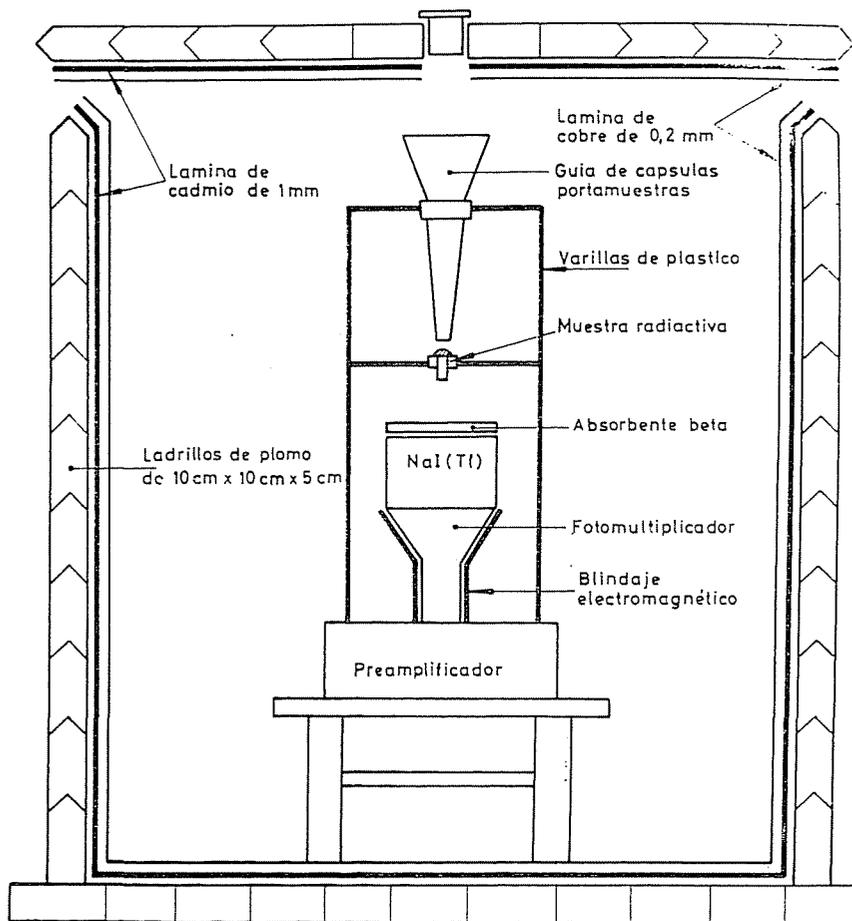


Fig. 12 .- Cabeza de medida y blindaje del espectrómetro gamma

de tensiones en el fotomultiplicador se ha realizado mediante un divisor de tensión, formado por una cadena de potenciómetros que permiten el ajuste individual de tensiones en los distintos electrodos. Los impulsos procedentes del colector del fotomultiplicador, se llevan a un preamplificador JEN DC-1B, constituido por un seguidor de cátodo bidireccional que permite transmitir sin saturación impulsos de ambos signos hasta unos 20 V de amplitud. El análisis de impulsos a la salida del preamplificador se realiza mediante equipos RCL (⌘) ó TMC ambos de 256 canales con capacidades respectivas de 10^6 y 2^{16} impulsos por canal.

II-2. Medidas preliminares

II-2.1. Estabilidad. Se ha realizado esta medida con el analizador TMC en ciclos automáticos análogos a los descritos en I-3.1., siguiendo las variaciones del canal del máximo del pico fotoeléctrico del Cs¹³⁷, durante 24 horas. Se ha apreciado al comienzo del funcionamiento un incremento de amplificación que tiende a estabilizarse en unas dos horas de funcionamiento. El cambio de actividad de la muestra radioactiva, produce igualmente desplazamiento de amplificación por cuyas razones se ha visto la conveniencia de mantener continuamente la tensión aplicada al fotomultiplicador, y excitar permanentemente el cristal con una fuente radioactiva de actividad análoga a la que se trata de medir (65).

En estas condiciones, se ha comprobado que la mayor fuente de inestabilidad residual es debida a efectos de variación de temperatura en el cristal y fotomultiplicador (66). Se ha observado que oscilaciones de temperatura de $\pm 2^{\circ}\text{C}$ dan lugar a fluctuaciones máximas en la posición del pico fotoeléctrico de $\pm 4 \text{ keV}$, lo que resulta tolerable en las presentes condiciones experimentales. Si se

(⌘) Radiation Counter Lab. Inc. Skokie, Ill. (E.E.U.U.)

desea una estabilidad mayor se debe recurrir a termostatar la cabeza de medida, y al empleo de servosistemas (67) de estabilización de amplificación.

II-2.2. Resolución. La resolución del espectrómetro ha sido llevada a su valor óptimo, mediante ajuste de las tensiones de fotocátodo, electrodo de enfoque, dinodos y colector (68); los valores óptimos han sido:

Fotocátodo - 1 ^o Dinodo	=	400 V
Fotocátodo - Electrodo enfoque	=	230 V
Dinodo 10 - Colector	=	200 V
Dinodos consecutivos	=	100 V

La resolución medida durante 10 minutos de funcionamiento (resolución nominal) fué 7,8% y la efectiva, durante 24 horas de 8,5% ambas referidas a la línea de 662 keV del Cs¹³⁷.

II-2.3. Calibración en energía. La calibración en energía se ha realizado independientemente para cada uno de los casos estudiados, superponiendo al espectro de la muestra, líneas de energía bien conocida tales como la del Hg²⁰³ (296 keV), Au¹⁹⁸ (411 keV), aniquilación del Na²² (511 keV), Cs¹³⁷ (662 keV), Mn⁵⁴ (840 keV), u otras según el tipo de problema. Este tipo de calibración, llamada simultánea, evita los errores de la calibración consecutiva en una operación independiente, debidos a la variación de amplificación con la actividad de la muestra. La precisión obtenida es del orden del 2%.

II-2.4. Descomposición del espectro en líneas elementales. La calibración cuantitativa del espectrómetro a baja energía, ha sido realizada según una técnica conocida (69) de substracción consecutiva de líneas a partir de la más energética. Las formas de línea

en función de la energía se han calculado por interpolación según una técnica ya descrita (70) a partir de espectros del $\text{Co}^{60\text{m}}$ (53 keV), Cd^{109} (88 keV), $\text{Se}^{81\text{m}}$ (103 keV), $\text{In}^{114\text{m}}$ (193 keV) y Hg^{203} (296 keV). Las intensidades relativas se han determinado a partir de las áreas de los picos fotoeléctricos, mediante las fracciones efectivas (64) y los valores calculados de rendimiento total (71) en función de la geometría de medida y energía. Los valores absolutos se determinan a partir de los relativos y del número total de desintegraciones en la muestra.

II-3. Medidas efectuadas con U^{235}

En todas las medidas realizadas hasta el momento sobre el espectro gamma del U^{235} (15) (19 - 23) se han utilizado muestras más o menos gruesas, lo cual da lugar a varios fenómenos de interferencia. En primer lugar la zona de unos 90 keV se encuentra fuertemente sombreada por rayos K_x de uranio debidos a la autoabsorción de las partículas en la muestra, y rayos K_x del Th procedentes de conversiones internas. La magnitud de este efecto, debido a la primera de las causas, depende de la masa de la muestra, e impide la observación de cualquier línea poco intensa, en el intervalo (70 - 120) keV.

Por otra parte, en la medida con muestra gruesa, no pueden obtenerse los valores absolutos de las intensidades gamma debido a la dificultad de evaluar en forma precisa la autoabsorción de la radiación, en especial para energías menores de 200 keV.

II-3.1. Espectro gamma en el intervalo (0 - 200) keV.

Por las razones citadas en el epígrafe anterior, las medidas en el intervalo citado, se han realizado con una muestra electrodepositada de uranio enriquecido al 90% en U^{235} de $60 \mu \text{ gr/cm}^2$, de las preparadas para la espectrometría alfa. Las medidas preliminares efec-

tuadas, indican la conveniencia de limitar a unas 24 horas la duración máxima de cada determinación, a fin de mantener la resolución efectiva por debajo del 8,5%. En estas condiciones, la precisión estadística de los puntos experimentales aconseja limitar la evaluación cuantitativa a líneas con intensidad superior al 1%, en cuyas condiciones (véase apéndice II) las interferencias debidas a isótopos de Th y Pa resultan despreciables, por cuya razón no se ha efectuado la correspondiente separación radioquímica.

Debido a la baja actividad de la muestra, la medida se ha realizado en un blindaje cilíndrico de plomo de 90 cm de altura, 60 cm de diámetro exterior, y un espesor de pared de 15 cm. La muestra se ha colocado centrada y en contacto directo con la cápsula del cristal. Se han obtenido cinco espectros correspondientes a sendas medidas de 24 horas. En la figura 13 se representa el espectro de una de ellas, corregido de fondo. La calibración en energía ha sido realizada según se ha descrito en II-2.3.; en la figura 14 se representa la recta de calibración. Solamente se han tenido en cuenta los picos que aparecen al menos en tres de los espectros. En la tabla X se encuentran los resultados del análisis del espectro.

Tabla X
Espectro gamma del U^{235}

Energía (keV)	Intensidad (%)	Procedencia
16 ± 2		L_x de Th
26 ± 2		Th^{231}
46 ± 4	< 1	U^{235}
56 ± 2		U^{234}
76 ± 4	< 1	U^{235}
92 ± 2		K_x de U y Th
97 ± 4	< 1	U^{235}
109 ± 4	4,9	U^{235}
115 ± 4	< 1	U^{235}
144 ± 2	11,3	U^{235}
151 ± 4	< 1	U^{235}
184 ± 2	54,9 ± 1,5	U^{235}
196 ± 4	4,5	U^{235}

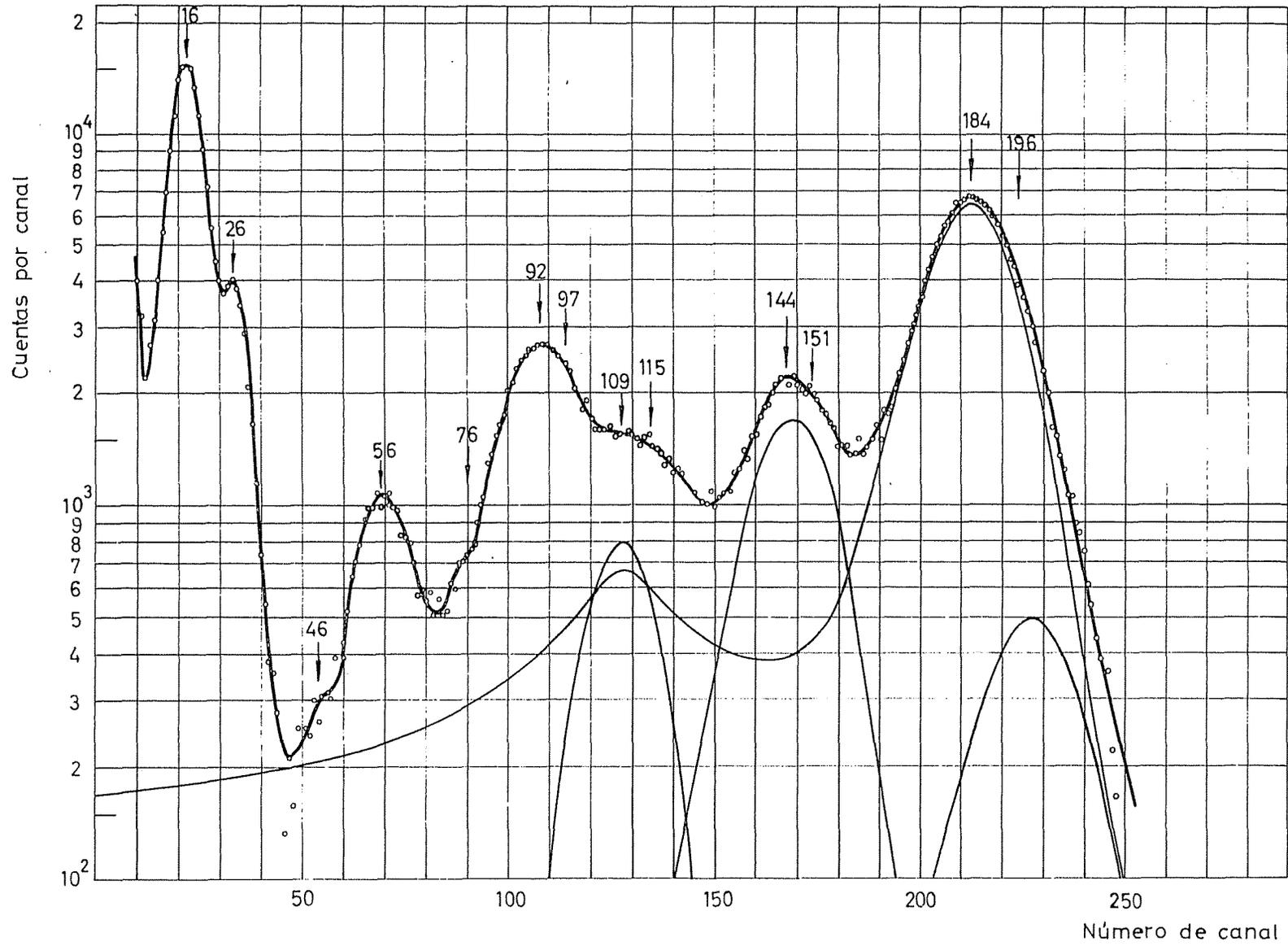


Fig. 13 - Espectro gamma del U^{235}

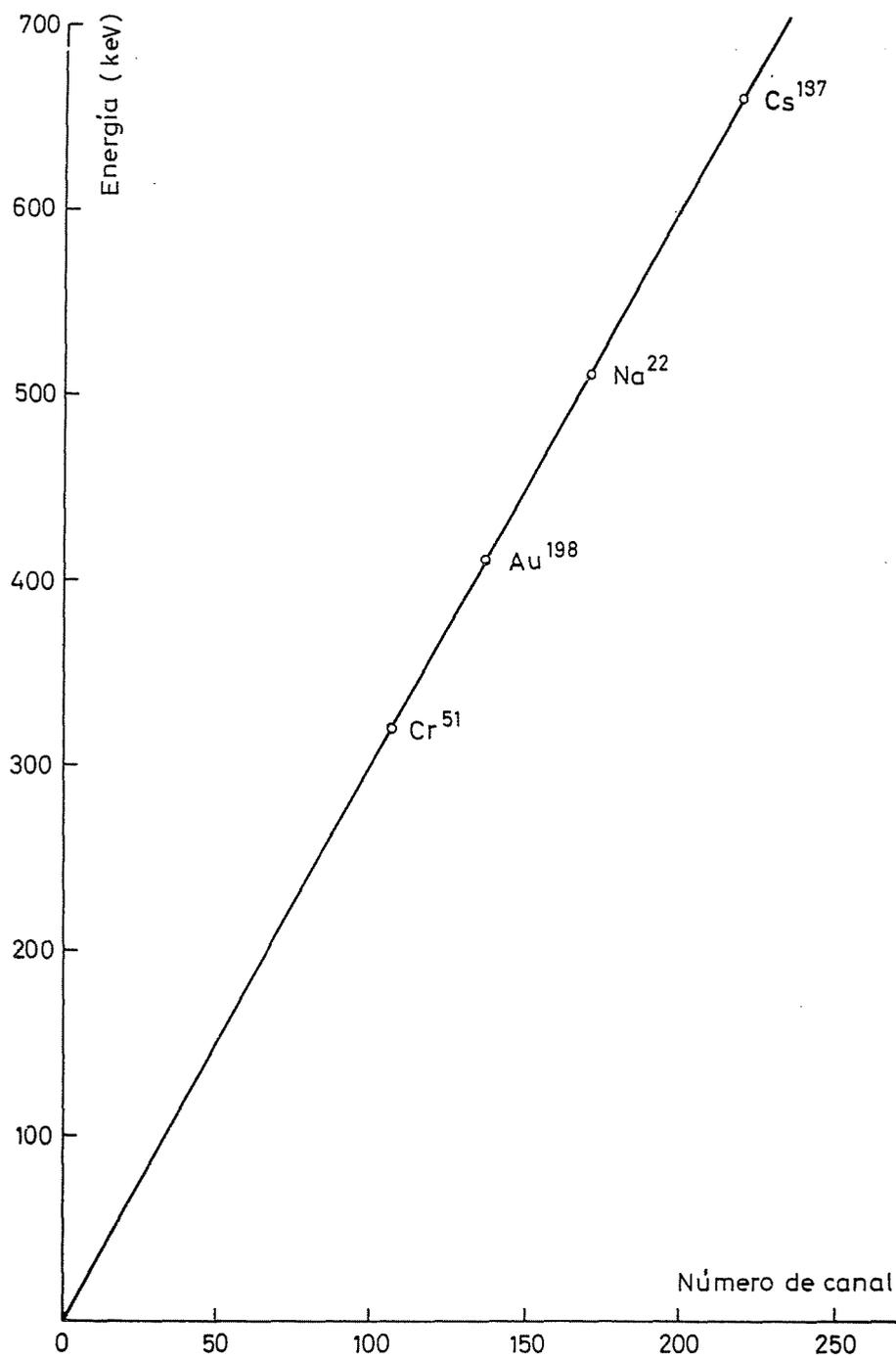


Fig. 14 .- Recta de calibración del espectrómetro gamma

Los errores en la medida de energía de las líneas son de ± 2 keV para picos claramente resueltos y ± 4 keV para el resto de líneas incompletamente resueltas.

La medida absoluta de intensidades se ha realizado en dos etapas. Primeramente se ha determinado la actividad alfa de la muestra debida al U^{235} , mediante un contador de centelleo (72), con la muestra en contacto directo con la superficie del luminóforo. La actividad medida, corregida de fondo (48 cuentas/hora) fué de (9977 ± 8) $\alpha\alpha$ /minuto. El factor de rendimiento del contador en la geometría de la presente medida, fué determinado anteriormente mediante comparación de muestras medidas en una cámara de ionización (73), y vale $0,9800 \pm 0,0006$. La retrodispersión de partículas en el soporte de acero inoxidable asciende a $(1,2 \pm 0,1)\%$ (74). Con ello, el número total de partículas alfa emitidas, es, despreciando la autoabsorción,

$$N_{\alpha} = 2 \times 9977 \frac{0,988}{0,980} = (20115 \pm 60) \alpha\alpha / \text{minuto}$$

La relación de actividad alfa total, a la del U^{235} se calcula fácilmente a partir de los valores de los periodos de los núclidos U^{234} , U^{235} , U^{236} y U^{238} (tabla A-I en apéndice I) y la composición isotópica (tabla VIII); el resultado es $26,63 \pm 0,29$.

Finalmente, la actividad alfa debida al U^{235} , es

$$N_{\alpha}^{235} = \frac{20115}{26,63} = (784 \pm 10) \alpha\alpha / \text{minuto}$$

Seguidamente y para cada una de las líneas gamma, se ha determinado el número de quanta por minuto. El cálculo para la línea de 184 keV se ha realizado como sigue; primeramente se ha determinado la absorción debida a la cápsula y reflector que rodean al cristal, 218 mgr/cm^2 de aluminio y 67 mgr/cm^2 de alúmina respectivamente (75). Los coeficientes

de absorción para el aluminio y oxígeno, necesarios para calcular el de la alúmina se han tomado de las tablas de White (76). El factor de atenuación calculado, fué $0,965 \pm 0,002$. La fotofracción efectiva (relación entre el número de cuentas del pico fotoeléctrico y el total del espectro) se ha tomado de Heath (64) y vale $0,937 \pm 0,006$. El rendimiento total (relación entre el número de quanta gamma detectados en el cristal, y los emitidos por la fuente), se ha interpolado de las tablas de Vergons (71), para el caso de fuente discoidal y vale $0,460 \pm 0,002$. El área medida del pico fotoeléctrico es $(184,0 \pm 0,4)$ cuentas/minuto. Finalmente, el número de fotones de 184 keV emitidos por la fuente es,

$$N_{\gamma} = \frac{184,0}{0,965 \times 0,937 \times 0,460} = (431 \pm 10) \gamma \text{ / minuto}$$

y con ello, el número de fotones por 100 desintegraciones es

$$R_{184} = \frac{431}{784} \times 100 = (54,9 \pm 1,5) \%$$

Por el mismo procedimiento, se han determinado las intensidades de los picos de 109, 144 y 196 keV, y los resultados se han incluido en la tabla X.

En la tabla XI se incluyen a efectos de comparación, los resultados obtenidos en trabajos precedentes, en los que se dan los valores de las energías y de las correspondientes intensidades (números entre paréntesis), bien en forma absoluta, de número de fotones por 100 desintegraciones, o relativas a la línea de 184 keV, a la que arbitrariamente se asigna el valor 100; en este último caso los correspondientes valores van indicados con un asterisco.

Tabla XI
Resultados de medidas del espectro gamma de U^{235}

Autor	Energía, keV e intensidad								
Johansson (19)	74	110			184	200	290		380
Bell (20)	94 (9*)		143 (20*)		184 (100*)		289 (1*)		386 (0,5*)
Pilger (21)	95 (9)	110 (5)	143 (12)	165 (≤ 4)	185 (55)	200 (≤ 4)			
Mallio (22)			143 \pm 3 (13)		188 \pm 2 (55 \pm 7)	209 \pm 4 (3,7)		349 \pm 1 (0,03)	
Filimonov (23)			144 (23-30*)		184 (100*)				
Vorolev (15)	93	106 (4,5)	145 (13,5)		185 (82)	192			

II-3.2. Espectro gamma en el intervalo (200 - 1100) keV.

El estudio del espectro gamma del U^{235} en el intervalo citado, requiere condiciones experimentales cuidadosas, a fin de asegurar que las líneas observadas no se deben a sumas de otras en cascada, o a coincidencias accidentales de las líneas más intensas consigo mismas. Ambas posibilidades se evitan aumentando la distancia fuente-cristal hasta unos 100 cm, con objeto de reducir el ángulo sólido de incidencia de la radiación sobre el cristal y hacer despreciable la intensidad de las líneas en coincidencia.

Por otra parte, en esta medida se requiere una condición adicional, que es la eliminación de Th^{234} , Pa^{234} , Th^{230} , Th^{231} y Pa^{231} de la muestra, ya que al no conocerse exactamente los espectros gamma de algunos de estos núclidos para energías superiores a 200 keV, se corre el riesgo de atribuir al U^{235} líneas procedentes de estos productos de desintegración, o enmascarar líneas débiles. En medidas preliminares realizadas con muestras no liberadas de productos de desintegración, se pudo apreciar la dificultad de observar picos en esta zona, debido principalmente al Bremsstrahlung del Pa^{234} .

La separación de Th y Pa de U, se realiza con facilidad mediante resinas de intercambio iónico. Se ha partido en el caso presente de 5 gr de $(NO_3)_2 UO_2 \cdot 6H_2O$ enriquecido al 20% en U^{235} , que se ha liberado de Th y Pa mediante una columna de resina Dowex 2 x 8 de 200 - 400 mallas, mediante eluciones sucesivas, de acuerdo con los valores de los coeficientes de distribución de U^{VI} , Th^{IV} y Pa^V en resina aniónica dados por Kraus (77).

La disolución de uranio extraída, se ha concentrado a un volumen de 3 ml y se ha medido inmediatamente en el blindaje normal, a 100 cm del cristal. El espectro resultante corregido de fondo, se ha representado en la figura 15. La calibración en energía se ha realizado mediante las líneas de 94 y 184 ya medidas en el uranio, y la del K^{40} presente en el espectro no corregido de fondo; la energía de esta línea, 1459,9 keV, muy útil para este tipo de calibraciones se ha medi-

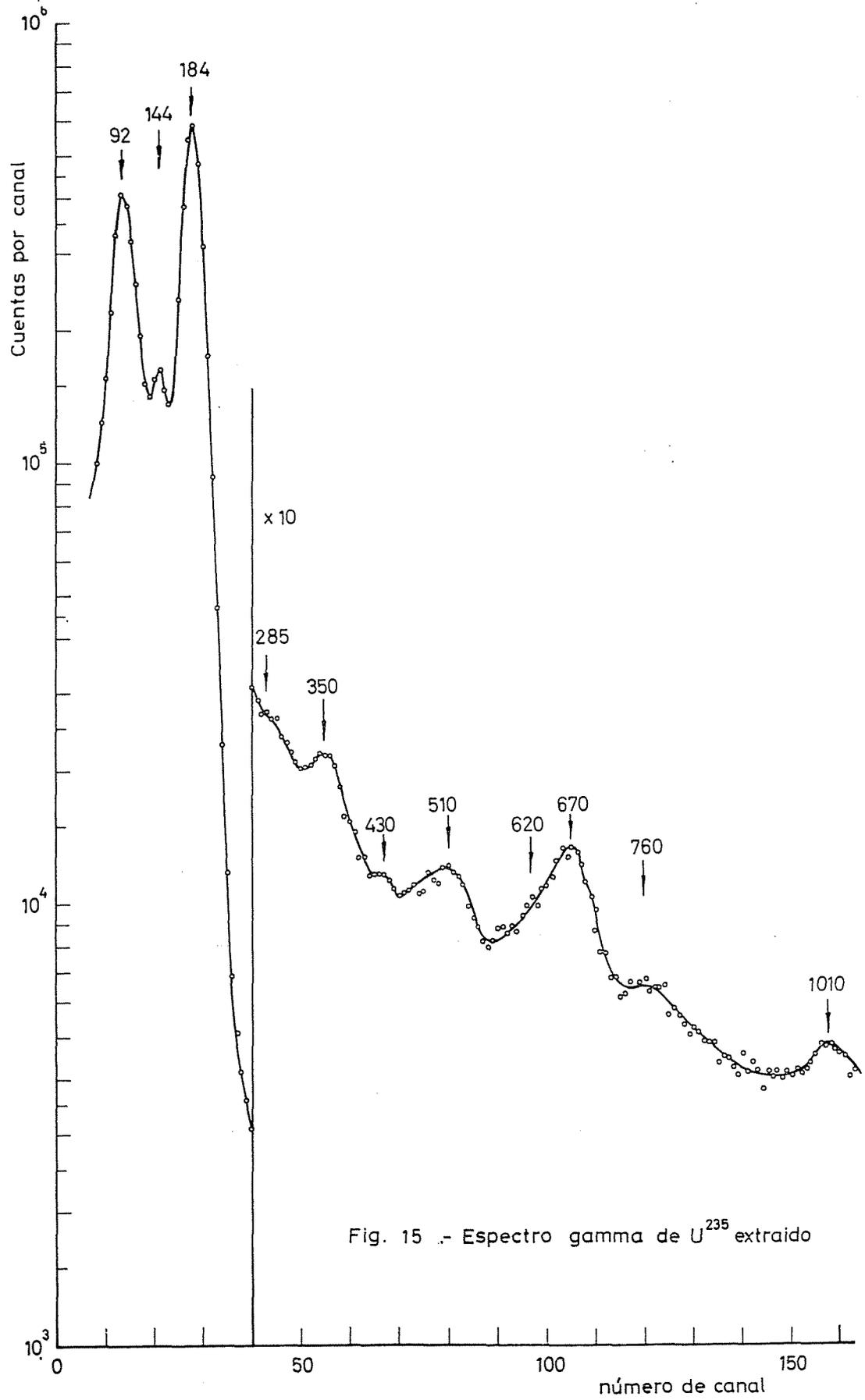


Fig. 15 .- Espectro gamma de U^{235} extraido

do recientemente (79) con gran precisión.

En el espectro obtenido, se han encontrado una serie de nuevas líneas, cuyas energías e intensidades se agrupan en la tabla XII.

Tabla XII

Características de líneas gamma de energía mayor de 200 keV

Energía (keV)	Intensidad (%)
285 ± 5	10 ⁻³
350 ± 5	6 x 10 ⁻³
430 ± 5	10 ⁻³
510 ± 5	3 x 10 ⁻³
620 ± 10	2 x 10 ⁻³
670 ± 10	6 x 10 ⁻³
760 ± 10	10 ⁻³
1010 ± 20	10 ⁻⁴

Los valores de las intensidades son meramente estimados por comparación directa con la línea de 184 keV, ya que se carece de datos sobre fotofracción efectiva y rendimiento en las condiciones geométricas utilizadas. Se debe observar la ausencia completa en el espectro de las líneas de 290 y 386 keV, que como se probará más adelante son líneas sumas. Se debe destacar la confirmación de la línea encontrada por Mallic de 349 ± 1 keV, en excelente concordancia con la de 350 ± 5 keV observada en esta medida.

CAPITULO III

COINCIDENCIAS GAMMA-GAMMA

El conocimiento de la energía de los niveles excitados de un núcleo y las transiciones gamma, no permite situar éstas unívocamente en el esquema de desintegración, especialmente en los núcleos pesados altamente deformados, donde la proximidad de niveles y la imprecisión en la medida de energías, hacen plausibles varias formas de agrupamiento. La determinación experimental de relaciones de coincidencia, especialmente $\alpha-\gamma$ y $\gamma-\gamma$ hace posible eliminar estas causas de indeterminación.

III-1. Descripción del espectrómetro para coincidencia gamma-gamma

El dispositivo utilizado se encuentra representado esquemáticamente en la figura 16. Consta de dos cabezas detectoras iguales, compuestas por un fotomultiplicador DuMont tipo 6262 y sendos cristales de INa (Tl), Harhaw, de 2,5 x 3,8 cm de diámetro, montados según una técnica idéntica a la citada en II-1. Las cabezas detectoras se han montado horizontalmente sobre soportes de plástico, en ángulo de 180° , con los cristales a 3 cm de distancia. Las dimensiones del blindaje han sido 40 x 40 x 40 cm y va provisto de láminas de cobre y cadmio.

La salida de los preamplificadores de ambas cabezas va conectada a sendos amplificadores modelo JEN A-3B. La salida de uno de ellos (canal de análisis) se conecta a un analizador monocanal tipo JEN-AN-1, que permite la selección de la zona espectral cuyas relaciones de coincidencia con el espectro total se quieren determinar.

Los impulsos procedentes de la salida del analizador monocanal, y del amplificador del segundo detector (canal de medida) se llevan a las entradas de un equipo de coincidencia transistorizado (80) con resolución en tiempo mínimo de 0,2 μ seg. La salida de este

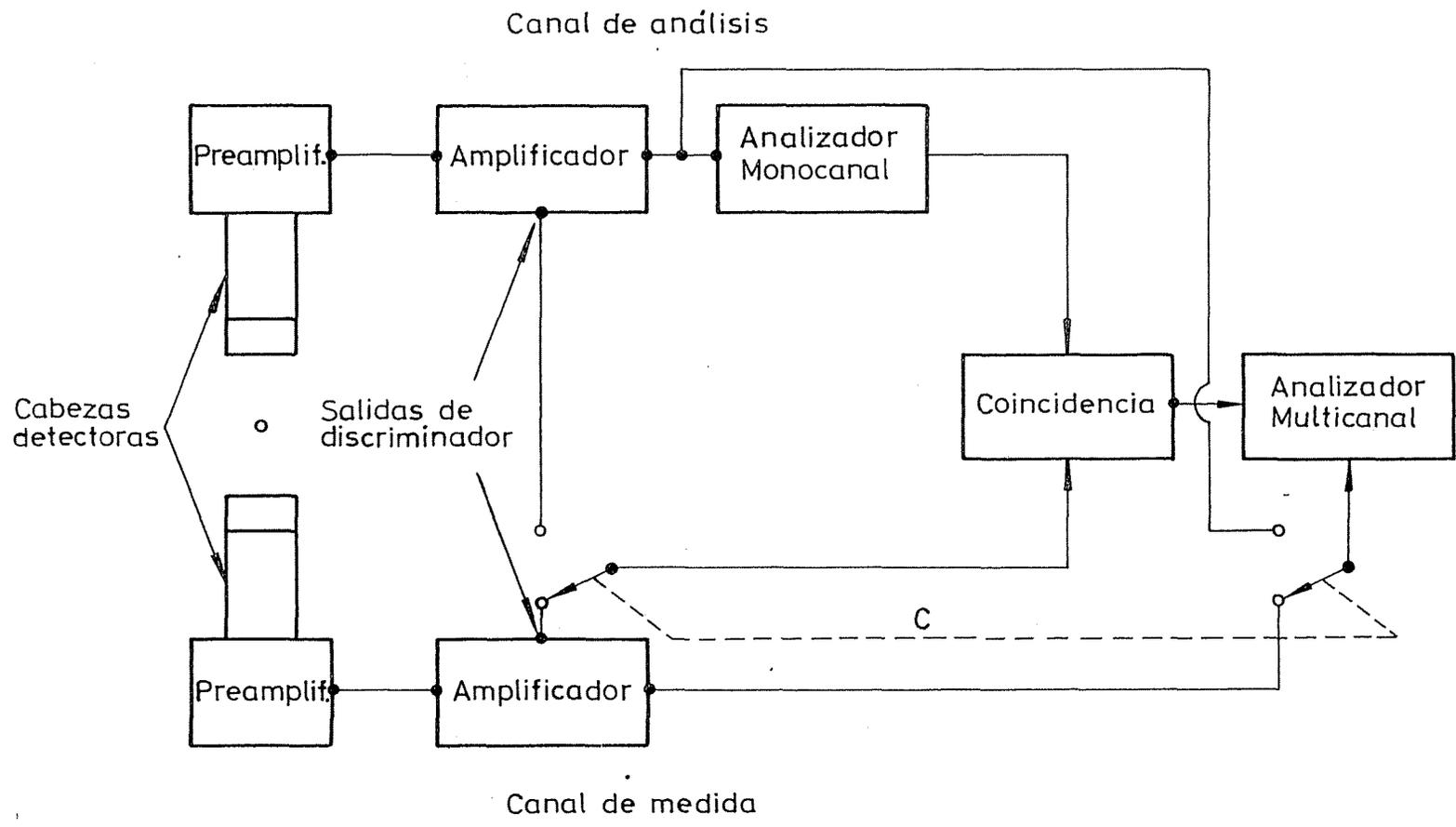


Fig. 16 - Esquema bloque del espectrómetro para coincidencias γ - γ

dispositivo se une a la entrada en coincidencia del analizador RCL, a cuya entrada de análisis se pueden conducir los impulsos de cualquiera de los dos amplificadores.

La modalidad de funcionamiento del espectrómetro depende de la posición del conmutador doble C. En la posición indicada en la figura 16, se registra en el analizador el espectro cuyas líneas se encuentran en coincidencia con el intervalo espectral seleccionado en el analizador monocanal. Si el conmutador se encuentra en la otra posición, se registra entonces la parte del espectro del canal de análisis comprendida por la ventana seleccionada en el analizador monocanal, con lo que se puede precisar comodamente la posición y anchura de la ventana de análisis.

III-2. Medidas preliminares

Las medidas de puesta a punto del sistema se han realizado con muestras de Ag^{110m} , cuyas relaciones de coincidencia de las líneas gamma son bien conocidas (61). Se ha comenzado por ajustar los umbrales de discriminación de los amplificadores para eliminar el ruido electrónico que contribuye al aumento de coincidencias accidentales. Igualmente se ha actuado sobre las unidades de retardo, de que va provista la entrada de la coincidencia a fin de compensar las diferencias de tiempo de llegada de impulsos coincidentes en los detectores, debidas a variaciones de longitud de los cables de impulsos.

En todas las medidas, la secuencia de operaciones ha sido la siguiente:

- a) Registro del espectro del canal de medida. Selección y registro de la posición de la ventana, superpuesta al espectro del canal de análisis.
- b) Registro del espectro en coincidencia.
- c) Resta del espectro de coincidencia accidental, para lo

que se retarda convenientemente uno de los canales y se mide un tiempo igual al de b), con acumulación substractiva.

d) Repetición de a) para comprobar ausencia de derivas.

Las actividades de las muestras estudiadas, aconsejan medidas de unas 48 horas de duración total a fin de que sea aceptable la precisión estadística, y en estas condiciones el canal de medida trabaja con una resolución efectiva de 9 - 10% (resolución nominal 7,3%).

III-3. Medidas efectuadas con U²³⁵

Se han realizado las medidas en coincidencia con una muestra de 0,5 gr de $(\text{NO}_3)_2 \text{UO}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ enriquecida al 90% en U²³⁵. El tiempo de resolución se mantuvo en 0,2 μ seg y la anchura de ventana del analizador monocanal en 10 keV. El tiempo total de medida en cada caso fué de 24 a 48 horas.

En las figuras 17 y 18 se representan respectivamente los espectros simples en el canal de medida, y el del canal de análisis con el de ventana superpuesta, para el caso de medida de coincidencias con 144 keV. En la figura 19 se representa el correspondiente espectro en coincidencia. Finalmente en las figuras 20 - 25 se dan los espectros en coincidencia, correspondientes a distintas posiciones de la ventana de análisis. La calibración en energía se ha realizado a partir de los espectros simples del canal de medida, mediante los picos de energía anteriormente determinada, de 92, 144 y 184 keV.

Los resultados obtenidos se agrupan en la tabla XIII, en la cual la primera columna representa valores de energías en keV, de las posiciones elegidas de la ventana, y la primera fila posibles valores de energía de fotones en coincidencia. Una cruz en la intersección de dos de estos valores indica coincidencia observada, un interrogante, coincidencia dudosa por existir la posibilidad de que la línea correspondiente se encuentre enmascarada, y finalmente la carencia de signo indica coincidencia no observada.

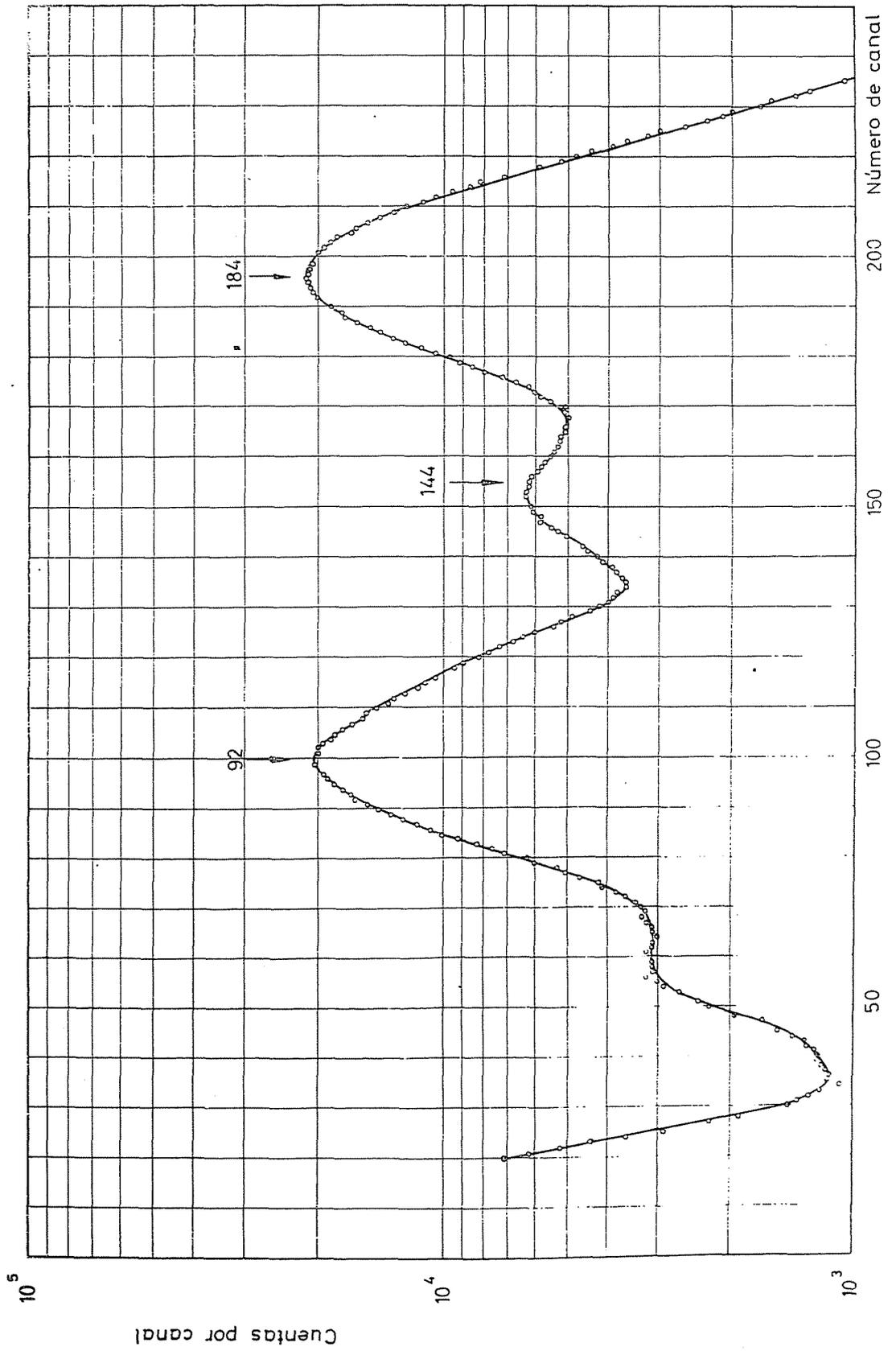


Fig. 17 - Espectro canal medida

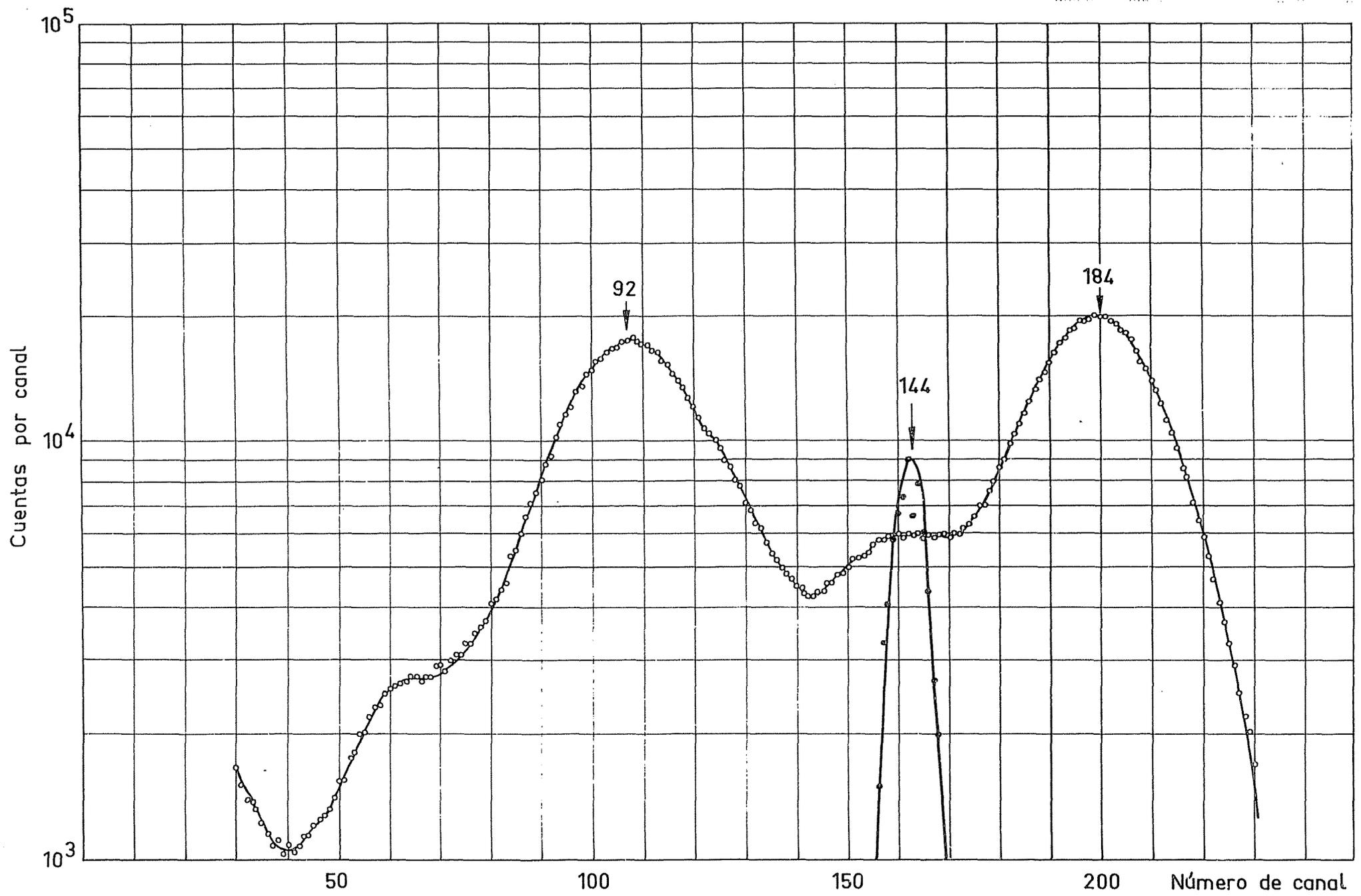


Fig. 18 - Espectros canal análisis y ventana.

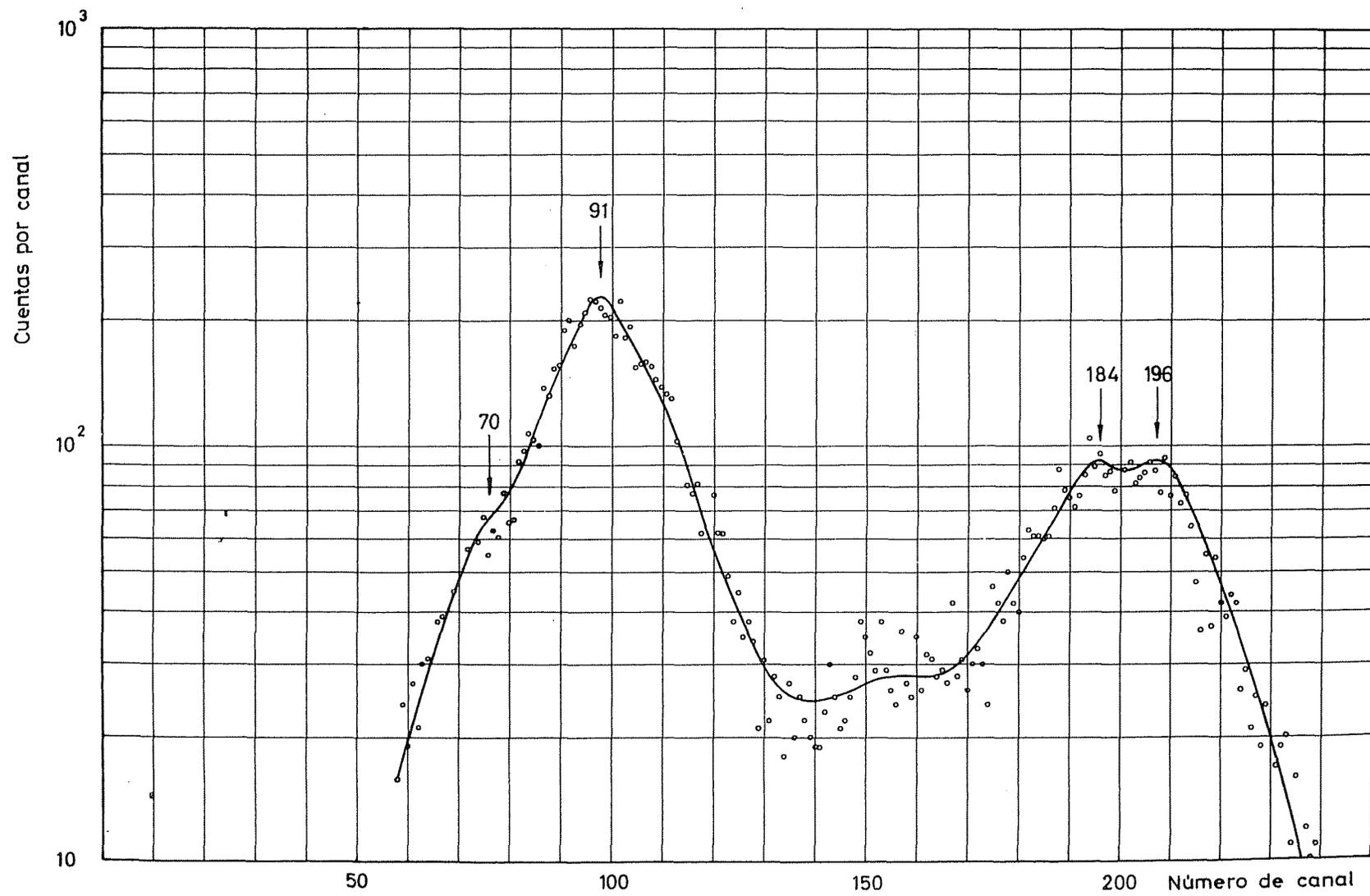


Fig. 19 .- Coincidencias con 144 keV.

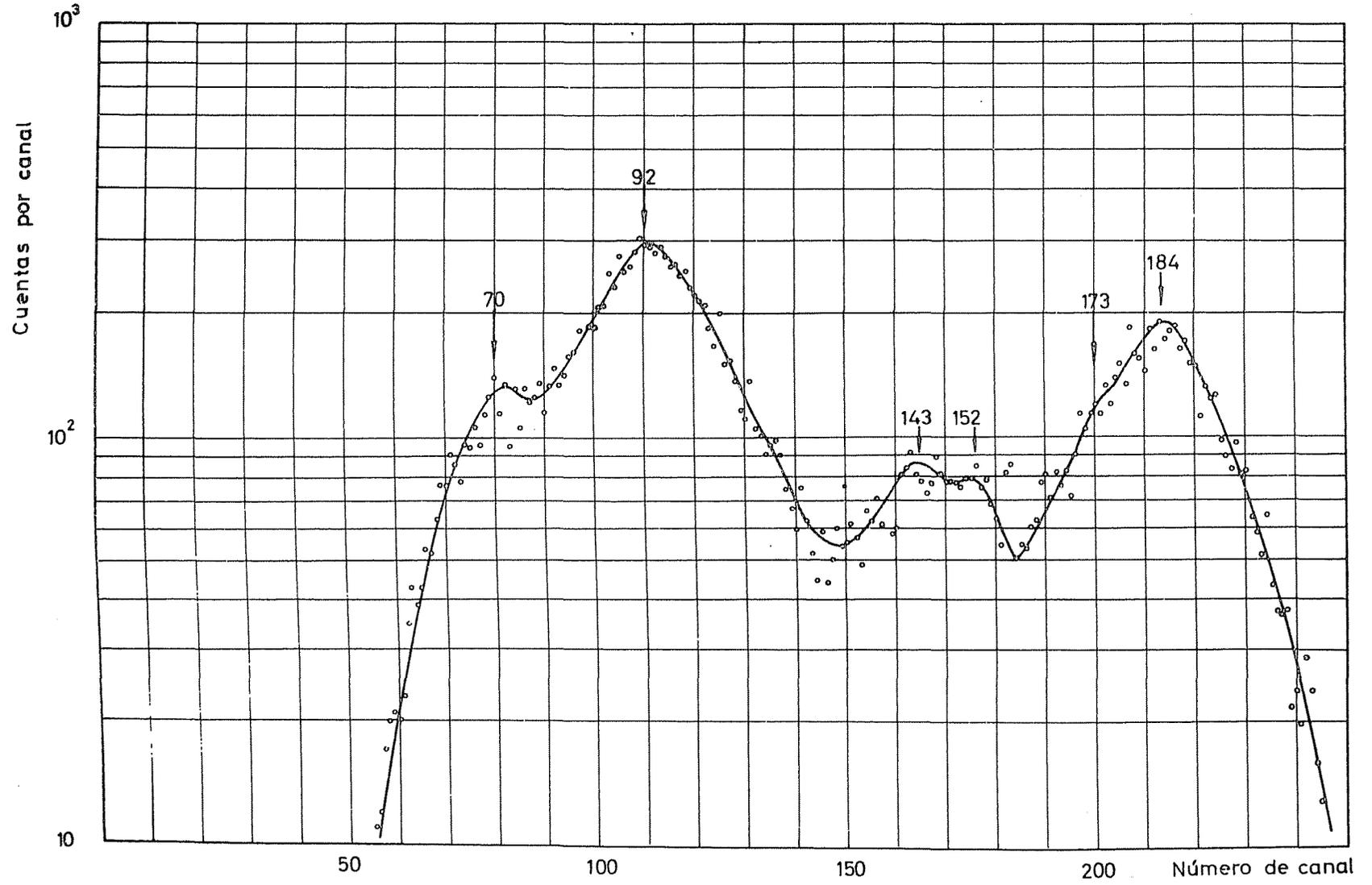


Fig. 20 .- Coincidencia con rayos L_x

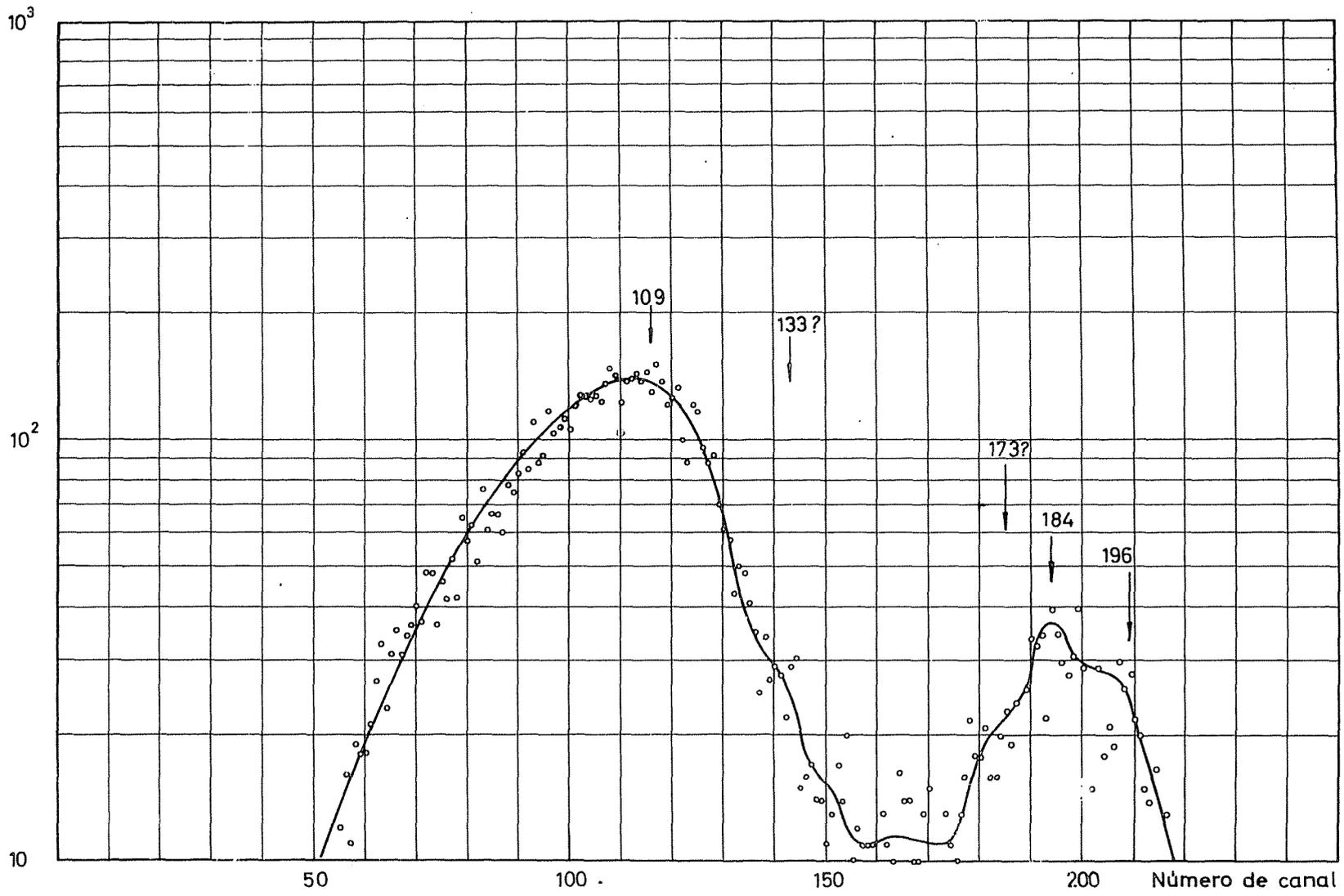


Fig. 21 - Coincidencias con 50 keV.

67

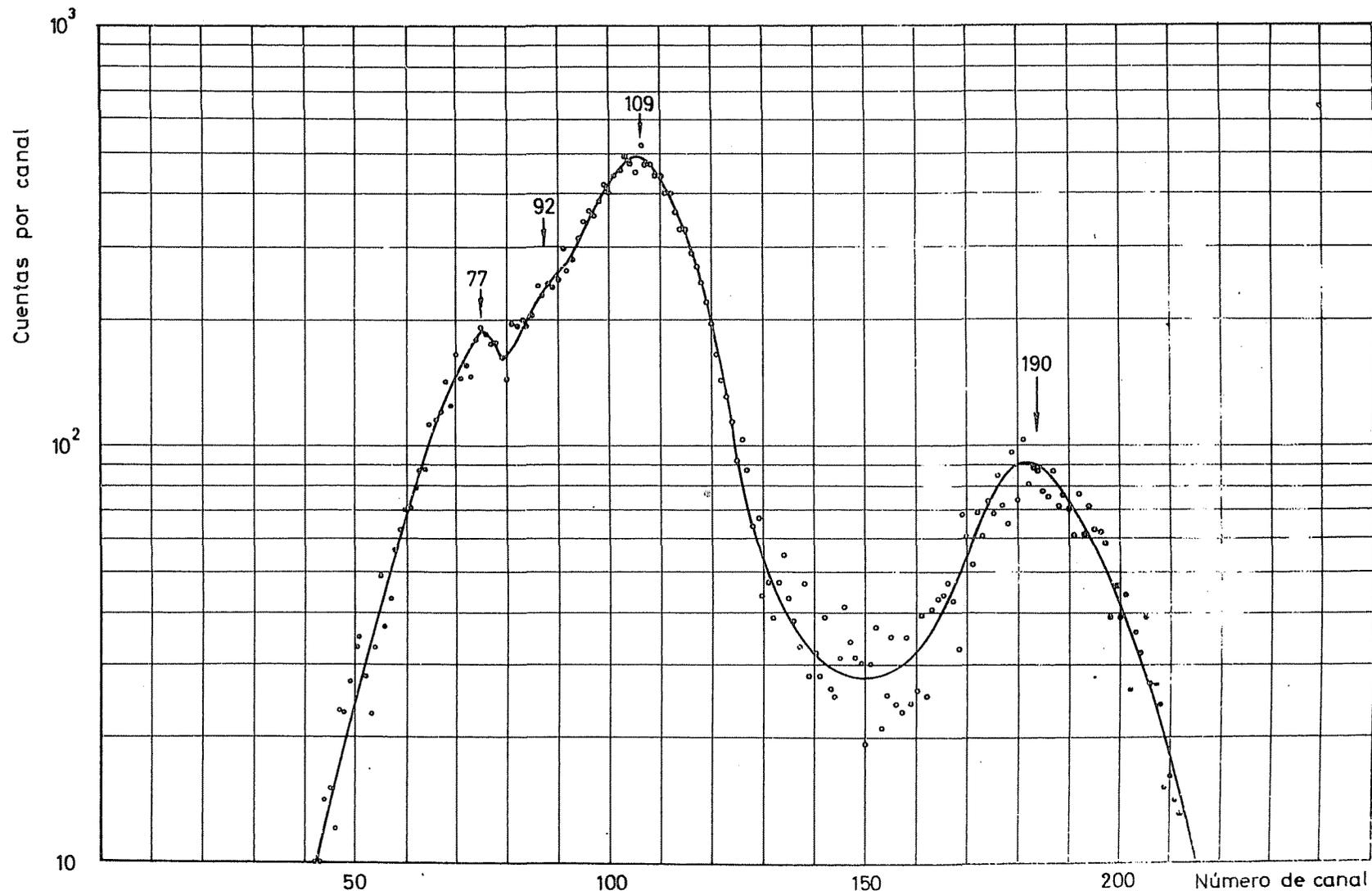


Fig. 22 .- Coincidencias con 75 keV.

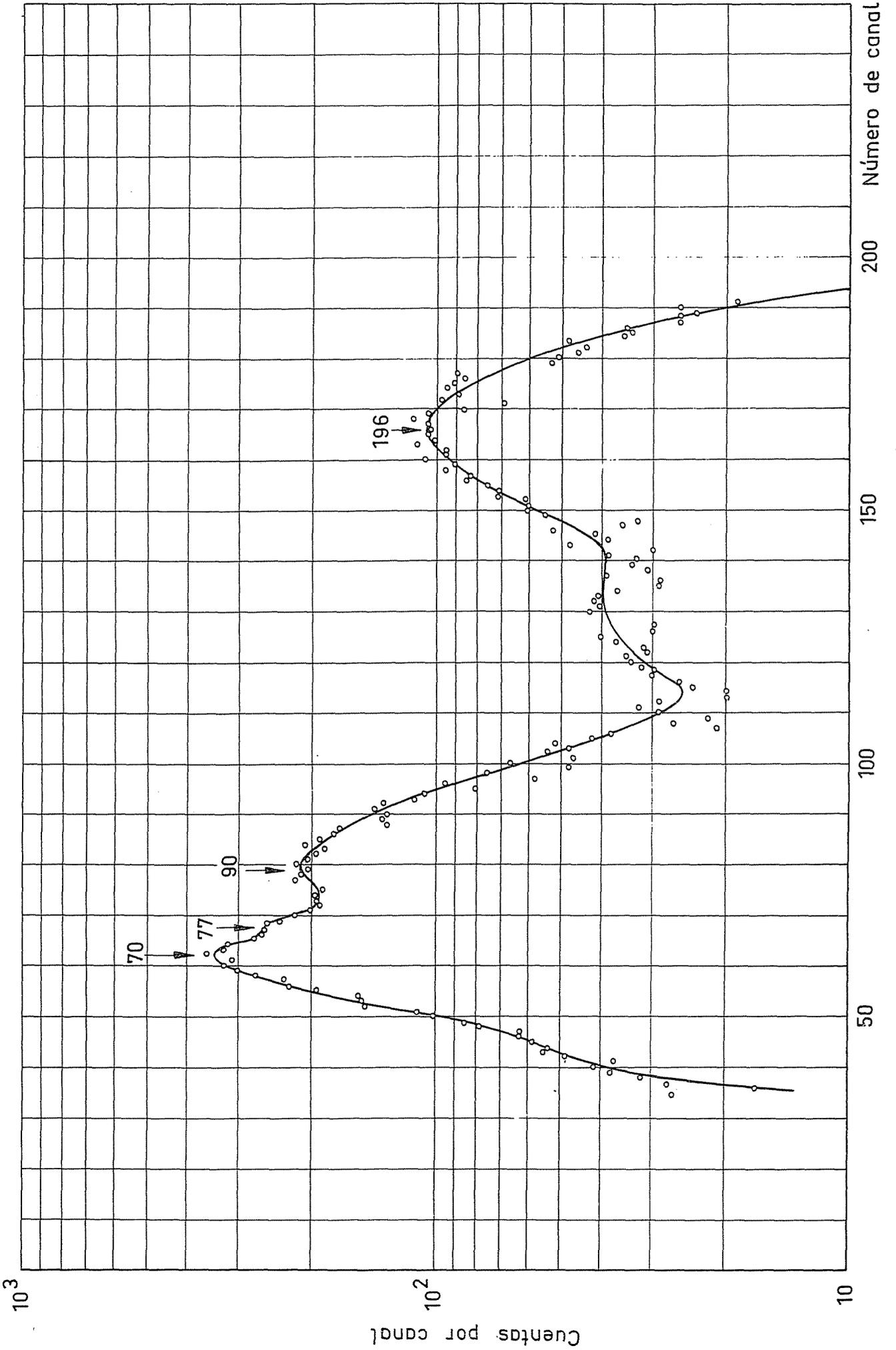


Fig 23 - Coincidencias con 10q keV

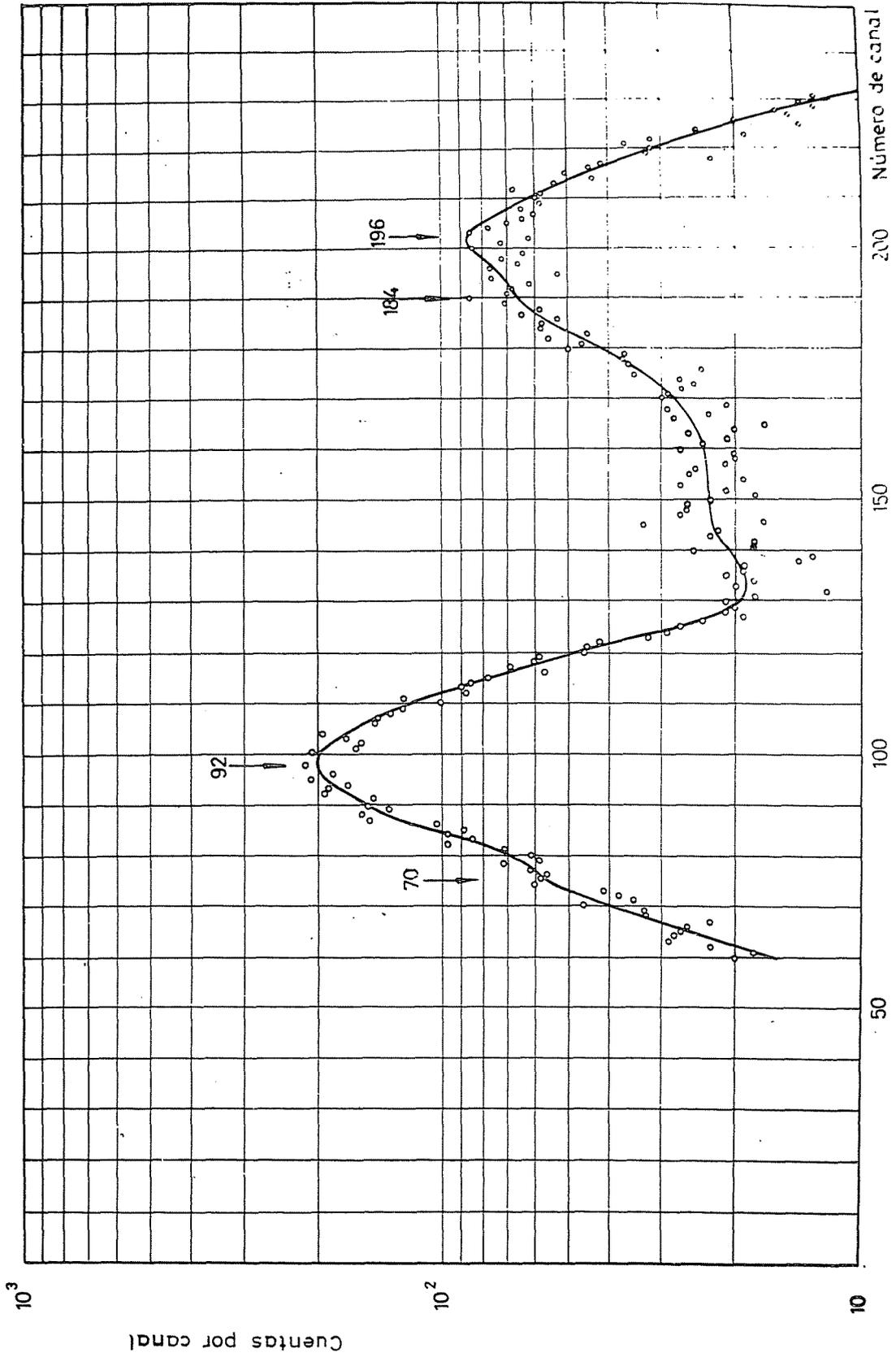


Fig. 24 - Coincidencias con 184 keV

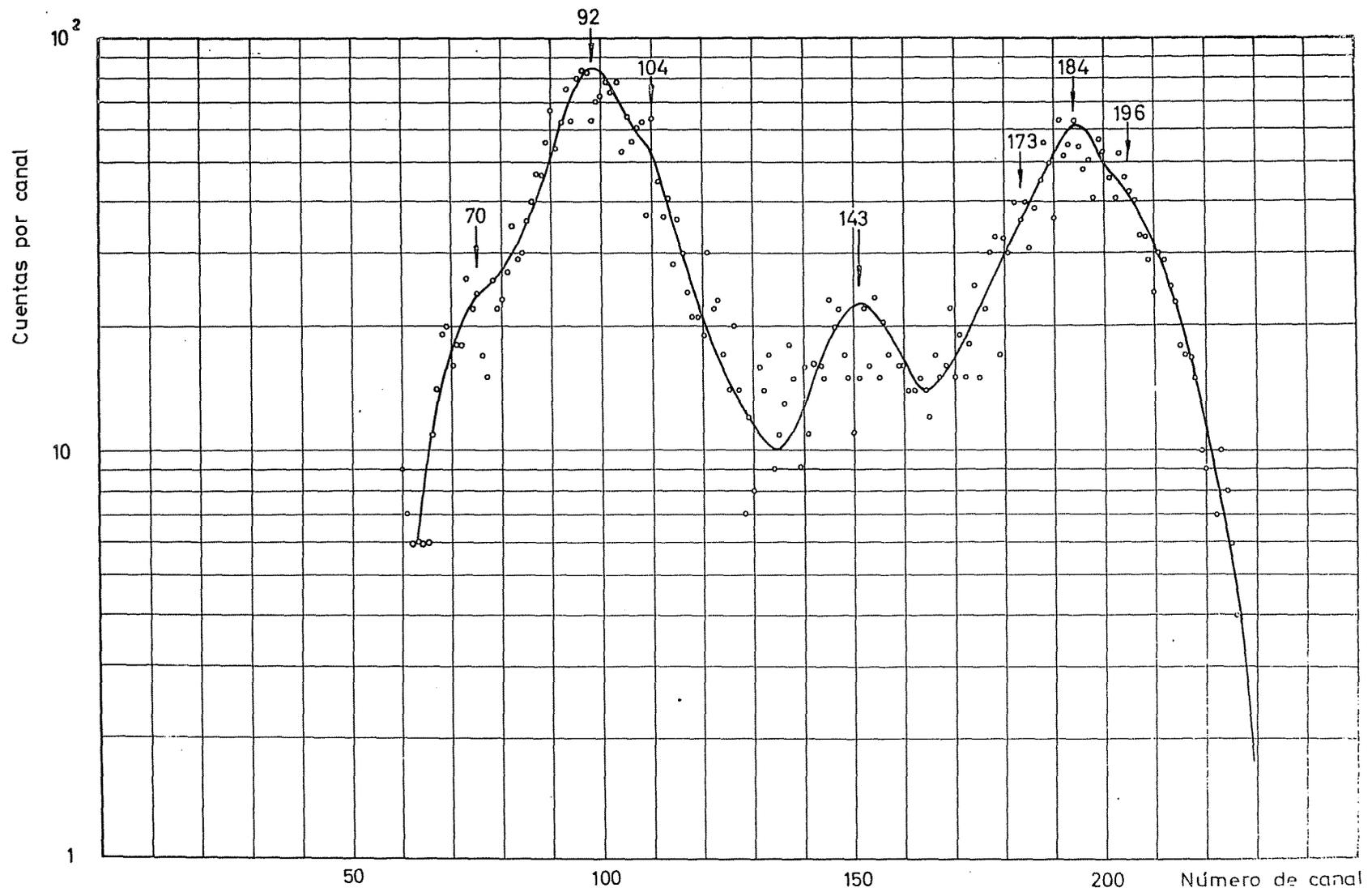


Fig. 25 .- Coincidencias con 196 keV.

En las medidas en coincidencia con la radiación L_x se utilizó en el canal de análisis un cristal de rayos X, de 1,0 mm de espesor, provisto de una ventana de aluminio de 7 mgr/cm². La anchura de ventana fué aumentada en este caso a 50 keV.

La interpretación de resultados se verá más adelante al tratar de construcción del esquema de desintegración. Se debe destacar aquí que las coincidencias con 92 keV carecen de significado, por proceder principalmente de rayos X producidos por autoabsorción de partículas alfa en la muestra, por lo que esta línea se encuentra prácticamente en coincidencia con todas las restantes.

Tabla XIII
Esquema de coincidencias

	L_x	50	70	75	77	92	109	134	144	154	173	184	196
L_x			x			x			x	x	?	x	
50							x	?			?	x	?
75					x	x	x						?
109		x	x	x		x							x
144			x			x							x
184		?	?										x
196			x			x	x	?	x		?	x	

III-4. Medidas con el cristal de pozo

Se ha realizado una serie de medidas en las que se ha utilizado como detector un cristal de INa (Tl) de 7,6 x 7,6 cm de diámetro con una cavidad cilíndrica axial de 57 x 16,7 mm de diámetro, en la que se sitúan las muestras. El aumento de geometría de detección, cercana a 100% hace que aparezcan en el espectro los picos procedentes de radiaciones en cascada, acompañados del correspondiente pico suma. La técnica de coincidencia mediante cristal de pozo ha sido bien desarrollada por el grupo de espectroscopistas holandeses (81) y ha dado buenos resultados a pesar de la simplicidad del método.

En el caso de núcleos pesados, esta técnica proporciona en general resultados mediocres ya que la resolución, inferior a la de cristales normales y la detección en coincidencia de radiación X procedente de conversiones internas o autoabsorción de partículas alfa en la muestra, hace que los picos resulten poco marcados; no obstante puede ser de gran utilidad en la identificación de cascadas de intensidad débil.

Las medidas se han realizado con una muestra de uranio enriquecido al 20% en U^{235} al que se ha separado el Th y Pa según el método descrito en II-3.2. Los resultados se encuentran representados en las figuras 26 y 27; la primera de ellas destinada a investigar líneas de energía no superior a 400 keV, representa uno de los espectros obtenido en un ciclo de 10 medidas, que han servido para fijar con más precisión la situación de los picos indicados. La interpretación directa de este espectro es compleja y no unívoca. En la tabla XIV se ofrece una interpretación plausible, teniendo en cuenta los resultados de III-3.

En la figura 27 se representa el espectro obtenido en iguales condiciones que el anterior, pero con el intervalo de medida extendido hasta 1200 keV. En el espectro destacan los picos de 765 ± 5 keV y 1010 ± 10 . El primero de ellos debe corresponder a la transición al estado fundamental del nivel 757 keV observado en las medidas de espectros alfa (Tabla VII) y el segundo, plausiblemente, a una desexcitación análoga de un nivel a 1010 keV.

Tabla XIV
Resultados de medida en cristal de pozo

Energía (keV)	Asignación
245	173 + 70
261	196 + 70
291	196 + 94 (K_x)
317 ?	
360	196 + 151, 196 + 173, 184 + 184 (suma accidental)
385	196 + 184
394 ?	196 + 184 + 16 (L_x)

III-5. Otros trabajos sobre relaciones de coincidencia en el U^{235}

Existen hasta el momento pocos trabajos concernientes a las relaciones de coincidencia α - γ ó γ - γ en el U^{235} . Johansson (19) ha estudiado las coincidencias γ - γ y llega a la conclusión de que el fotón de 74 keV se encuentra en coincidencia con los de 110 y 200 keV, y el de 200 keV con los de 110 y 184, resultados que salvo algunas diferencias en las energías de las líneas, con los resultados del presente trabajo. Sin embargo, el esquema de desintegración propuesto no es concordante con un sistema de bandas de rotación.

Las medidas de Stephens (82) dan como resultado la coincidencia del fotón de 200 keV con los de 184 y 142, igualmente de acuerdo con el presente trabajo. El esquema de desintegración propuesto es más coherente y algunas de sus conclusiones se han visto igualmente confirmadas.

Vorolev y otros (15) han realizado el mejor estudio de coincidencias α - γ utilizando un espectrómetro que registra simultáneamente las coincidencias de las líneas gamma con las alfa en forma bidimensional. Las conclusiones más importantes son que la línea alfa de

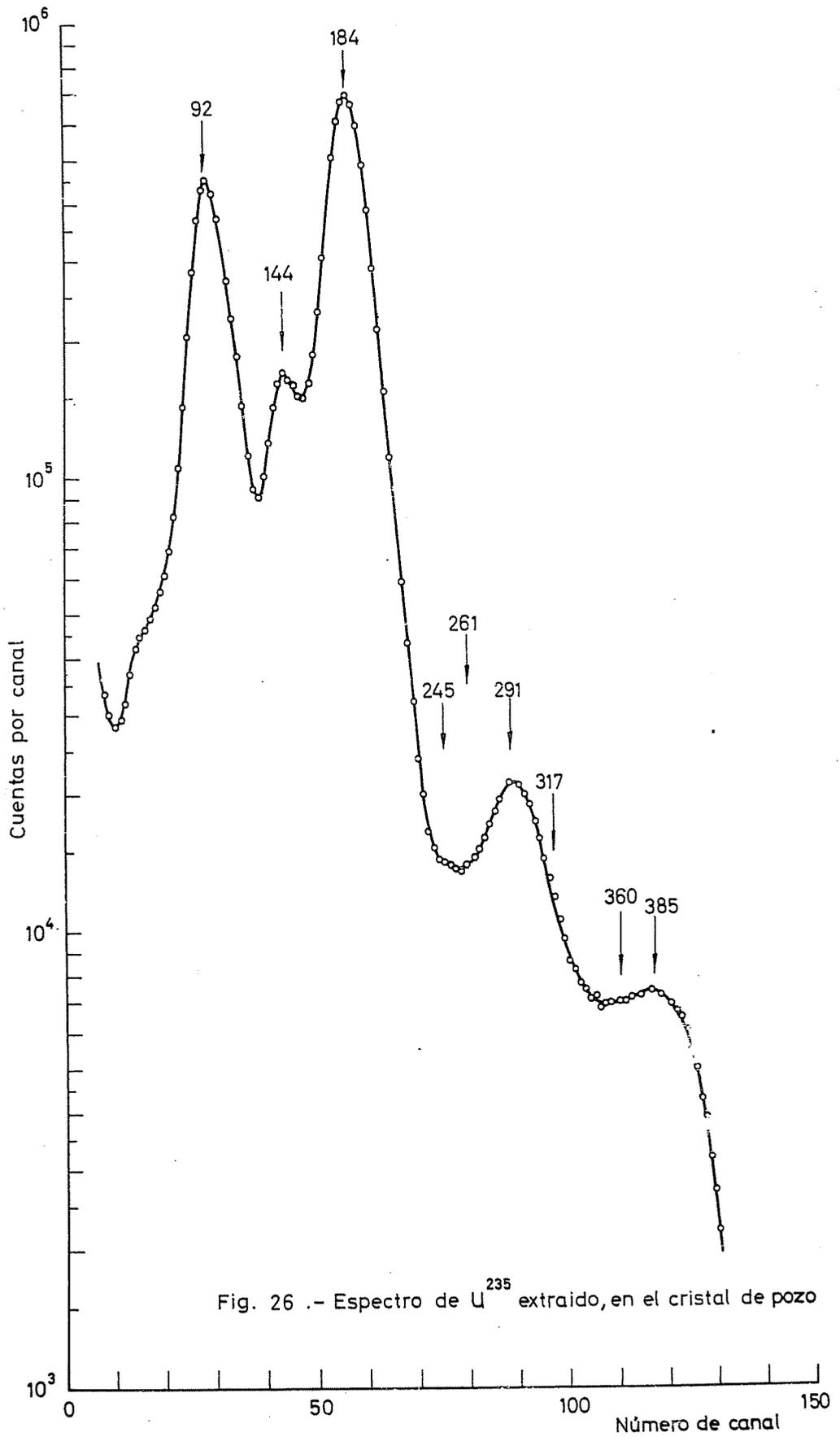


Fig. 26 .- Espectro de U^{235} extraído, en el cristal de pozo

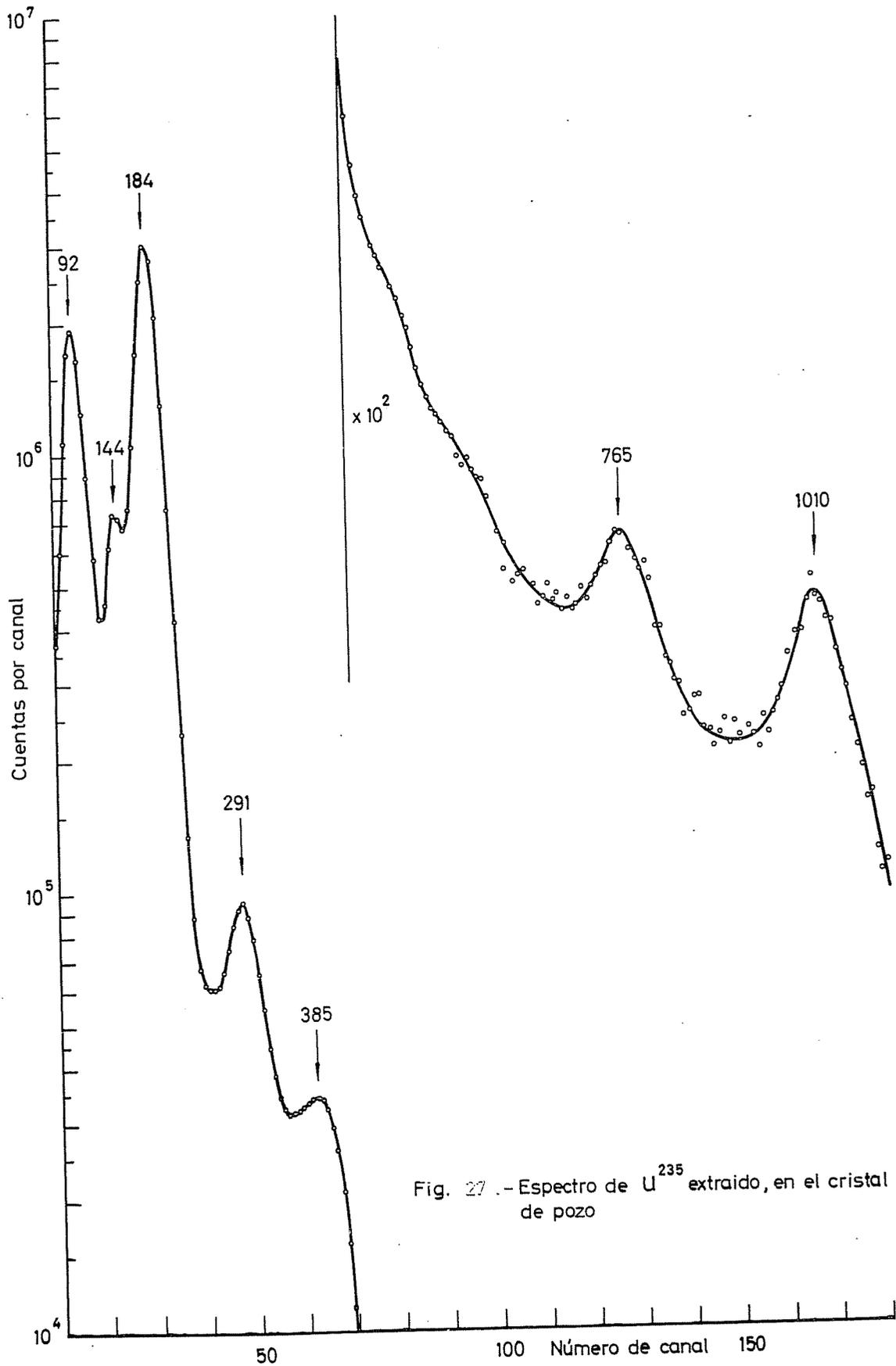


Fig. 27 .- Espectro de U^{235} extraído, en el cristal de pozo

4211 keV está en coincidencia con un fotón de 192 keV y la de 4396 keV con las líneas gamma de 106, 145 y 185.

III-6. Esquema de niveles y transiciones gamma

Los datos disponibles sobre espectros alfa, gamma simples y en coincidencia, permiten la construcción de un esquema de desintegración que servirá de base para una clasificación más elaborada en bandas.

El primer paso en la obtención del esquema, es fijar la posición de los niveles en los que se apoyan las transiciones gamma más intensas. Las medidas en coincidencia γ - γ (ver tabla XIII) indican que la línea de 196 keV está en coincidencia con las de 184, 142 y 109 keV; estos datos unidos a los obtenidos en el espectro alfa, y los resultados de Vorolev (15) sobre coincidencias α - γ , indican la existencia de niveles a 184 y 380 keV, con lo cual, las transiciones consideradas (véase figura 28) serían, $(380 - 184) = 196$ keV, $(184 - 0) = 184$ keV, $(184 - 42) = 142$ keV y $(184 - 75) = 109$ keV. Obsérvese que razones basadas en la medida de energías de transiciones gamma, han aconsejado desplazar el nivel 181 keV medido en el espectro alfa, a 184 keV y el 71 keV, a 75 keV.

Una línea de unos 50 keV se encuentra en coincidencia con 109 y 184 keV; plausiblemente represente las transiciones $(224 - 184) = 40$ keV y $(230 - 184) = 46$ keV.

La línea de 70 keV se encuentra en coincidencia con las de 50, 109, 144 y 184 keV y en consecuencia representa la transición $(253 - 184) = 70$ keV; por otra parte también se encuentra en coincidencia con la 196 keV, lo que se explica por las transiciones $(184 - 114) = 70$ keV y $(450 - 380) = 70$ keV.

La línea de 75 keV se encuentra en coincidencia con las 77 y 109; en consecuencia proviene de la transición $(75 - 0) = 75$ keV mientras que la 77 keV será $(154 - 75) \sim 77$ keV.

Las líneas más inciertas de 173, 151 y 133 keV se encuentran en coincidencia con la 50 y 196 keV por lo que tentativamente se asignan a las transiciones (184 - 13) ~ 173 keV, (184 - 33) = 151 keV y (184 - 54) ~ 133 keV.

Las coincidencias de la radiación L_x con las líneas 144 y 184 indican la existencia de transiciones muy convertidas o muy intensas apoyadas en el nivel 184, lo cual está de acuerdo con las asignaciones anteriores y refleja el carácter importante del mencionado nivel, verdadero nudo de recepción y distribución de transiciones. Finalmente, las líneas 154, 114 y 97 keV representan transiciones al estado fundamental del Th^{231} .

La situación de las líneas de energía superior a 350 keV no puede establecerse con el mismo criterio de seguridad ya que se requerirían estudios de coincidencias α - γ con un equipo muy bien estabilizado y registro bidimensional. Se ha realizado con todo un intento de asignación de estas transiciones, basándose en resultados procedentes de espectros alfa y medidas de espectros gamma a 100 cm y con cristal de pozo. Se ha procurado utilizar básicamente combinaciones con los niveles 0, 184 y 380 keV que como se ha visto, son los más importantes en el esquema. Las asignaciones más plausibles se encuentran en la tabla XV.

Tabla XV
Asignación de transiciones gamma con $E > 250$ keV

Energía, keV	Transición
1010	(1010 - 0)
810	(810 - 0)
760	(760 - 0)
670	(760 - 96)
620	(1010 - 380)
510	(510 - 0)
430	(810 - 380)
350	(760 - 408)
285 ?	(710 - 408)

El esquema de desintegración resultante se ha representado en la figura 28.

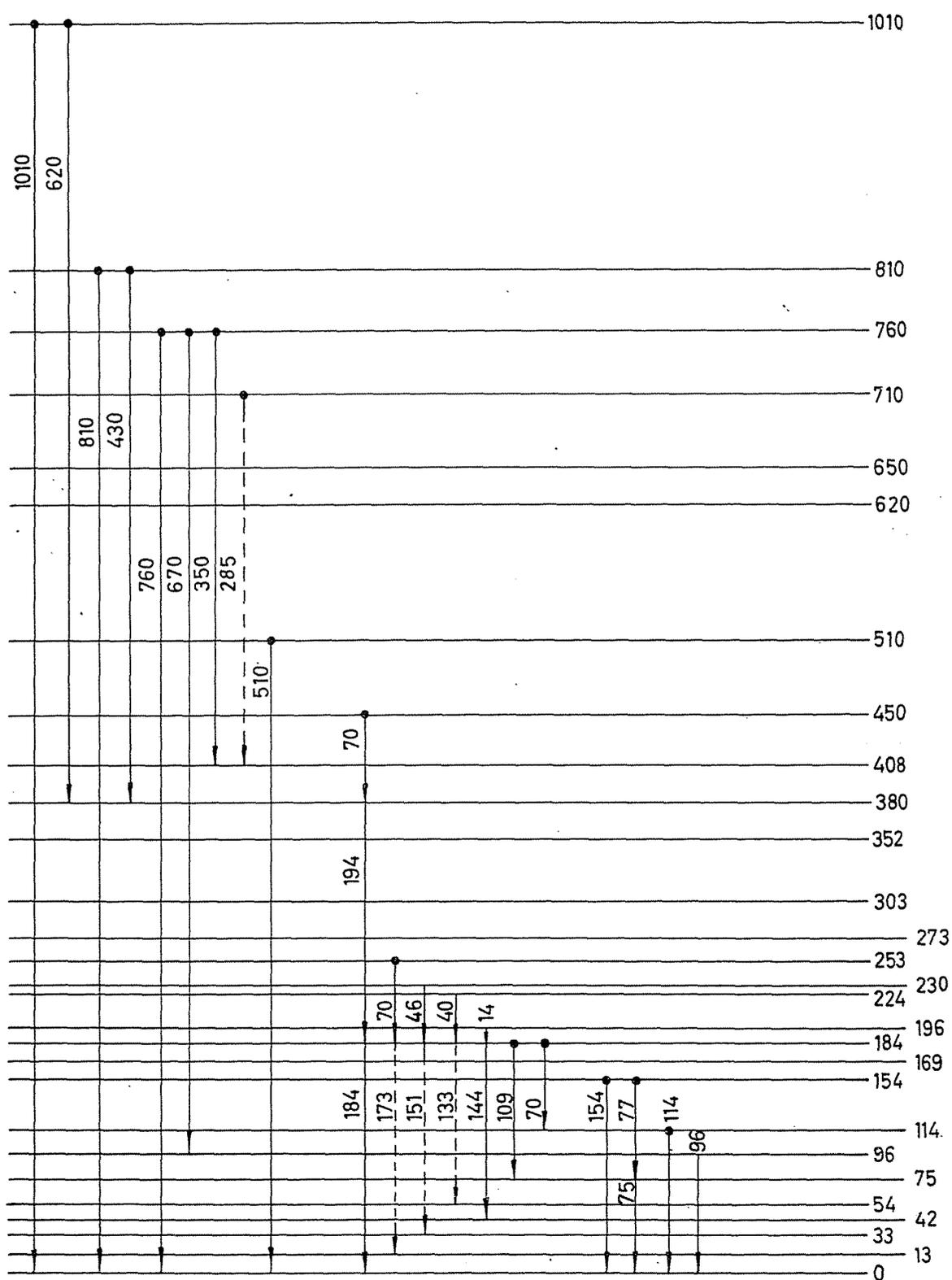


Fig. 28 .- Esquema de niveles del Th²³¹

CAPITULO IV

MODELO COLECTIVO DE BOHR-MOTTENSEN

A fin de introducir la terminología, símbolos y conceptos del modelo colectivo del núcleo desde el punto de vista de interpretación de datos experimentales, se dan en este capítulo en forma resumida las características más importantes.

IV-1. Existencia de propiedades colectivas en núcleos pesados

La aplicación del modelo en capas, fructífera en la zona media del sistema periódico, es inadecuada para explicar determinados fenómenos en núcleos pesados, tales como las transiciones gamma E1 de baja energía, las transiciones E2 aceleradas y los valores elevados del momento cuadrupolar (83).

La explicación de estos fenómenos se realiza satisfactoriamente, mediante el modelo nuclear colectivo, que implica la suposición de que los nucleones se mueven casi independientemente en un potencial común de variación lenta, lo que permite en primera aproximación que la función de onda del núcleo pueda escribirse en la forma,

$$\Psi = \chi \cdot \varphi \cdot \mathcal{D} \quad \text{[IV-1]}$$

donde χ representa el movimiento intrínseco de los nucleones, φ la vibración del núcleo en torno a su forma de equilibrio, y \mathcal{D} la rotación del núcleo.

La primera peculiaridad de estos núcleos pesados es que el movimiento de nucleones exteriores a capas completas da lugar a una fuerza centrífuga sobre la superficie nuclear, lo que ocasiona una tendencia a deformación, contrarrestada en parte por el efecto de los nucleones interiores, que tienden a mantener la estructura esférica. La forma

de equilibrio, es la de esferoide alargado (determinada experimentalmente por el signo positivo del momento cuádrupolar).

En la figura 29 se representa el diagrama vectorial de acoplamiento. En el modelo en capas, cada nucleón quedaba caracterizado por los números cuánticos, l , momento angular orbital, s , spin, y j , momento angular total. El momento angular total del núcleo tomaba el valor $J = \sum j_i$. En el modelo colectivo, J no es constante en el movimiento, aunque sí lo es su proyección sobre el eje de simetría,

$\Omega = \sum \Omega_p$ donde Ω_p es la proyección del momento angular total de cada nucleón sobre el eje de simetría, y puede tomar valores semienteros, positivos o negativos. Los estados que difieren únicamente en el signo de Ω son degenerados y únicamente se diferencian en el sentido de rotación.

El momento angular total del núcleo esférico, I , es la suma vectorial del momento angular, R , debido al movimiento colectivo de los nucleones, y de J , que representa el momento angular debido al movimiento intrínseco de los nucleones. El estado rotacional del núcleo queda caracterizado por el momento angular total, I , y sus proyecciones K y M sobre el eje de simetría, y sobre un eje fijo Z que pasa por el centro de simetría, respectivamente.

El sistema de acoplamiento de los nucleones es simple: se unen en pares cuyos componentes difieren únicamente en el signo de Ω por lo cual su momento angular total es nulo. Este hecho explica la razón por la cual los núcleos par-par (par en protones y neutrones) están caracterizados por estados fundamentales con $K=0$. En los núcleos impar-par o par-impar $K=\Omega_p$ donde Ω_p es el valor correspondiente del nucleón desapareado. Finalmente en los núcleos impar-impar, $K=\Omega_p \pm \Omega_n$ donde Ω_p y Ω_n se refieren al protón y neutrón desapareados; el signo depende de cada caso en particular.

IV-2. Concepto de banda de rotación

El núcleo deformado puede girar alrededor de un eje normal

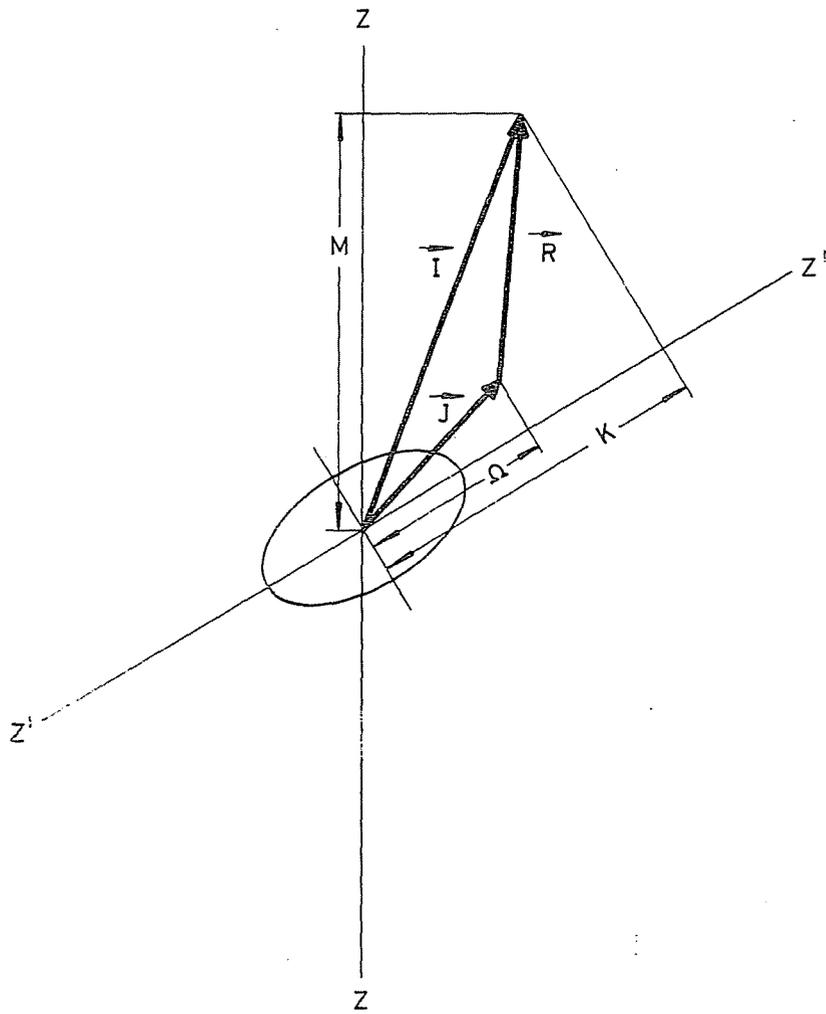


Fig. 29.- Diagrama de momentos angulares

al de simetría que pase por el centro, de forma que se mantenga la forma y la estructura interna. Dado que el momento angular rotacional es en estas condiciones perpendicular al eje de simetría, se pueden agrupar todos aquellos estados caracterizados por $K = \text{cte}$; cada uno de estos conjuntos recibe el nombre de banda de rotación.

Se puede demostrar, que la energía de los estados componentes de una banda viene dada por:

$$E_I = \epsilon_0 + \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} I(I+1) \quad (K \neq 1/2) \quad [\text{IV-2}]$$

donde ϵ_0 es una constante independiente de I y \mathcal{I} el momento de inercia efectivo. El momento angular total puede tomar en los núcleos pares los valores $I = 0, 2, 4, \dots$ y en los impares $I = I_0, I_0 + 1, I_0 + 2, \dots$ donde I_0 es el momento angular total del estado fundamental. A, \hbar^2/\mathcal{I} se denomina constante rotacional y se representa por C_r .

En el caso de $K = 1/2$ el momento angular orbital del nucleón puede tener componente nula sobre el eje de simetría, y entonces el nucleón puede desacoplarse parcialmente del movimiento de rotación. La secuencia de energías viene dada en este caso por,

$$E_I = \epsilon_0 + \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} [I(I+1) + a(-1)^{I+1/2}(I+1/2)] \quad [\text{IV-3}]$$

donde a es el llamado factor de desacoplo que depende teóricamente del movimiento intrínseco del nucleón impar (84). La presencia del término adicional en la expresión [IV-3] altera la regularidad del espaciado y en ciertos casos hasta el orden de los niveles; por ello a las bandas con $K = 1/2$ se las llama bandas anómalas.

El momento de inercia efectivo que se ha considerado en las fórmulas anteriores, tiene experimentalmente un valor intermedio, entre el correspondiente a la rotación del núcleo como sólido rígido y al movimiento irrotacional (desplazamiento superficial de una onda en el nú-

cleo); el primer caso viene expresado por,

$$\mathcal{F}_{\text{rig}} = \frac{2}{5} M A R_0^2 (1 + 0,31 \beta \dots) \quad [\text{IV-4}]$$

donde M es la masa de los nucleones, A el número atómico, R_0 el radio nuclear medio y β el parámetro de deformación (85) definido por,

$$\beta = \left(\frac{16\pi}{45} \right)^{1/2} \frac{\Delta R}{R_0} \approx 1,06 \frac{\Delta R}{R_0} = 1,06 \delta \quad [\text{IV-5}]$$

donde ΔR representa la diferencia entre los ejes mayor y menor del elipsoide.

En el caso irrotacional

$$\mathcal{F}_{\text{irr}} = \mathcal{F}_{\text{rig}} \left(\frac{45}{16\pi} \right) \beta^2 \quad [\text{IV-6}]$$

El valor del momento de inercia del estado fundamental depende del carácter del núcleo. En los núcleos pares \mathcal{F} varía lentamente al aumentar el número de nucleones, tendiendo a un valor representado por una constante rotacional $C_K \approx 7 \text{ keV}$. Los núcleos impares presentan un comportamiento más irregular; sistemáticamente los momentos de inercia son mayores que los de sus vecinos pares, fenómeno debido a la contribución del neutrón impar.

La teoría ha desarrollado en ciertos casos el cálculo de momentos de inercia (86 - 88) y los resultados son bastante concordantes con los valores experimentales, aunque las hipótesis de partida no son absolutamente correctas.

Respecto a los valores de \mathcal{F} de otras bandas, el problema no está completamente aclarado. Los valores experimentales varían sensiblemente entre las distintas bandas de un mismo núcleo, con la tendencia de crecer el momento de inercia al hacerlo el momento angular total

del término fundamental. Finalmente y como se estudiará más adelante, los acoplamientos rotación-partícula son causa de grandes variaciones de \mathcal{J} en las bandas acopladas.

IV-3. Perturbaciones rotacionales

La distribución de términos en las bandas rotacionales dada por la ley $I(I+1)$ se ajusta bien experimentalmente en la mayoría de casos, aunque representa la situación límite consecuencia de un movimiento rotacional tan lento, que no se perturba apreciablemente la estructura intrínseca. Sin embargo, al aumentar la frecuencia de rotación, adquieren importancia creciente la distorsión de la forma nuclear debido a fuerza centrífuga (interacción rotación-vibración) y las perturbaciones de las partículas debidas a fuerzas de Coriolis (acoplamiento rotación-partícula).

IV-3.1. Interacción rotación-vibración. Las expresiones [IV-2] y [IV-3] dan los valores correctos para las energías de los términos de la banda, en el caso límite de que la separación de los componentes intrínsecos, vibración y rotación en la función de onda, sea completa. Es frecuente en la práctica que exista un acoplo, generalmente poco intenso entre la rotación y la vibración, en cuyo caso la fórmula [IV-2] requiere la adición de un término correctivo cuadrático,

$$E_I = \epsilon_0 + C_K I(I+1) + BI^2(I+1)^2 \quad \text{[IV-7]}$$

B es una constante, que se suele calcular empíricamente a partir de los tres primeros términos de la banda; teóricamente depende de la energía del primer nivel de vibración.

IV-3.2. Acoplamiento rotación-partícula (acoplamiento de Coriolis). El acoplamiento por fuerzas de Coriolis entre términos de dos

bandas ha sido estudiado teórica y experimentalmente por Kerman (89); aquí solamente se mencionarán las consecuencias más importantes ligadas a la interpretación de niveles y bandas de rotación (90).

Las características más importantes de este acoplamiento son:

a) Las bandas acopladas deben poseer valores de K que difieran en una unidad y se realiza entre pares de términos de ambas bandas con igual momento angular total. El acoplamiento es tanto más intenso, cuanto más semejantes sean los estados de Nilsson de ambas bandas (véase IV-4).

b) Las energías de los niveles del sistema acoplado vienen dadas por

$$E_I = \frac{1}{2} [E_{K+1}(I) + E_K(I)] \pm \frac{1}{2} \left\{ [E_{K+1}(I) - E_K(I)]^2 + 4A_K^2(I-K)(I-K+1) \right\}^{1/2} \quad [IV-8]$$

donde $E_{K+1}(I)$ y $E_K(I)$ representan las energías de los términos no acoplados de momento angular total I y A_K el llamado factor de intensidad de acoplamiento. Los términos de la banda más energética se obtienen con el valor positivo del doble signo; consecuentemente con el signo negativo, se calculan los términos de la otra banda acoplada.

c) Un efecto muy importante de este acoplamiento, es la variación del momento de inercia de las bandas relacionadas. En efecto, si se supone que en ausencia de acoplamiento las energías de los niveles de ambas bandas vienen dadas por,

$$E_K = \epsilon_K + \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}_K^0} I(I+1) \quad E_{K+1} = \epsilon_{K+1} + \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}_{K+1}^0} I(I+1) \quad [IV-9]$$

en primera aproximación (tanto más exacta, cuanto mayor sea la diferen-

cia de energías de los términos fundamentales) el acoplamiento no altera la forma de las ecuaciones [IV-9] pero el momento de inercia de la banda K aumenta en una cantidad $\Delta \mathcal{I}$ dada por

$$\Delta \mathcal{I} \approx \mathcal{I}_K^0 \frac{2 A_K^2}{\epsilon_{K+1} - \epsilon_K} \quad [\text{IV-10}]$$

El momento de inercia de la banda K+1 decrece igualmente en ΔK ; con ello se puede escribir

$$\mathcal{I}_K^0 + \mathcal{I}_{K+1}^0 \approx \mathcal{I}_K + \mathcal{I}_{K+1} \quad [\text{IV-11}]$$

donde \mathcal{I}_K y \mathcal{I}_{K+1} son los momentos de inercia de las bandas acopladas.

d) Con motivo del acoplamiento de Coriolis, existe una transferencia de intensidad de ocupación de la banda más energética a la menos energética. La importancia de esta transferencia depende del grado de acoplamiento, y es muy importante en el caso de que la banda más energética, sea la favorecida en un proceso de desintegración alfa (véase IV-7).

IV-4. Estados de vibración

Hasta ahora se han considerado únicamente movimientos nucleares en los que la forma se mantenía invariable; seguidamente se estudiarán las oscilaciones de forma alrededor de la posición de equilibrio, o sea la parte φ de la función de onda separada.

Los estados de vibración han sido estudiados teóricamente (91) en núcleos par-par; los primeros términos de los estados de vibración aparecen a energías de aproximadamente 1 MeV sobre el nivel fundamental y forman bandas de rotación, caracterizadas por el valor común de K. Estas bandas se clasifican según el signo de su paridad.

a) Paridad positiva. La vibración ocasiona oscilaciones de la excentricidad del esferoide pero se mantiene la simetría; es la llamada vibración β y se caracteriza por $K = 0 + (I = 0, 2, 4 \dots)$

Si la simetría no se mantiene, corresponde al caso de la llamada vibración γ para la cual $K = 2 + (I = 2, 3, 4 \dots)$

b) Paridad negativa. En este caso la vibración viene acompañada por un desplazamiento de nucleones a lo largo del eje principal, bien sin pérdida de simetría, $K = 0 -$ o sin guardar esta condición para otros valores de K ; ambos casos carecen de nombre especial.

La vibración en núcleos impares está menos estudiada, sólo en trabajos recientes (53) comienza a tomar importancia, pero hasta el momento sólo se dispone de información poco completa y de interpretación difícil.

IV-5. Clasificación de estados en núcleos pesados: diagrama de Nilsson

Bohr, Mottelsen y Nilsson en una serie importante de trabajos (1)(4)(84)(85) han desarrollado la teoría del modelo colectivo del núcleo. Fundamentalmente el modelo se basa en la elección de un potencial nuclear, de oscilador armónico anisotrópico, modificado por la adición de un término de la forma $C \vec{l} \cdot \vec{s}$ que da cuenta del acoplamiento spin-órbita, y otro $D \vec{l}^2$ que sirve para corregir los valores del potencial a gran distancia y permitir con ello un mejor ajuste a la forma buscada de potencial difuso de pozo. Las constantes C y D se calculan para obtener, la secuencia conocida de niveles en el caso de simetría esférica.

A medida de que el núcleo pasa de esférico a esferoidal, el nivel caracterizado en el modelo en capas por un momento angular J , se divide en $1/2(2J+1)$ niveles cada uno de los cuales queda caracterizado por un número cuántico Ω , ya definido en [IV-1]. En estas condiciones, es más útil describir la función de onda mediante un nuevo conjunto

de números cuánticos, llamados asintóticos, debido a que sólo son "buenos" en la zona de mayor deformación. Estos números son, N , número cuántico de oscilador principal (número de nodos en la función de onda), n_z , número cuántico de oscilador sobre el eje Z (número de planos nodales perpendiculares al eje de simetría), Λ y Σ , proyecciones sobre el eje de simetría, del momento angular orbital y del spin del nucleón.

De esta manera, un estado de partícula, queda caracterizado por el valor de K , la paridad π y los números cuánticos asintóticos; Σ no se suele incluir por ser redundante dada la relación vectorial $\Omega = \Lambda + \Sigma$. Es conveniente con todo indicar las posiciones "spin hacia arriba" o "spin hacia abajo" mediante una flecha situada a la derecha de los números cuánticos. De esta manera, la notación de un estado de Nilsson, es $K\pi(N, n_z \Lambda \uparrow)$

Se debe a Nilsson el cálculo de un diagrama que indica la secuencia de llenado de orbitales de núcleos impares en función del número de neutrones o protones. En la figura 30 tomada de la referencia (92), se representa el diagrama de Nilsson para neutrones (a partir de 128), que será utilizado en el presente trabajo. En el eje de ordenadas se representa energía en fonones y en el de abscisas, deformación en función del parámetro δ , definido en IV-2. Los símbolos a la izquierda, junto al eje de energías son los estados correspondientes del modelo en capas, a los que naturalmente corresponde $\delta = 0$

IV-6. Utilización del diagrama de Nilsson; identificación de estados fundamentales y excitados en núcleos deformados

La identificación de las características cuánticas del estado fundamental de núcleos pesados par-impár, se realiza en el diagrama de Nilsson trazando una perpendicular al eje de abscisas por el punto correspondiente a la deformación del núcleo estudiado; entonces se cuentan las intersecciones con las curvas (dos neutrones cada una) hasta llegar al estado correspondiente al neutrón impar, cuyo estado de Nilsson, o estado de una partícula es el correspondiente a esta última intersección.

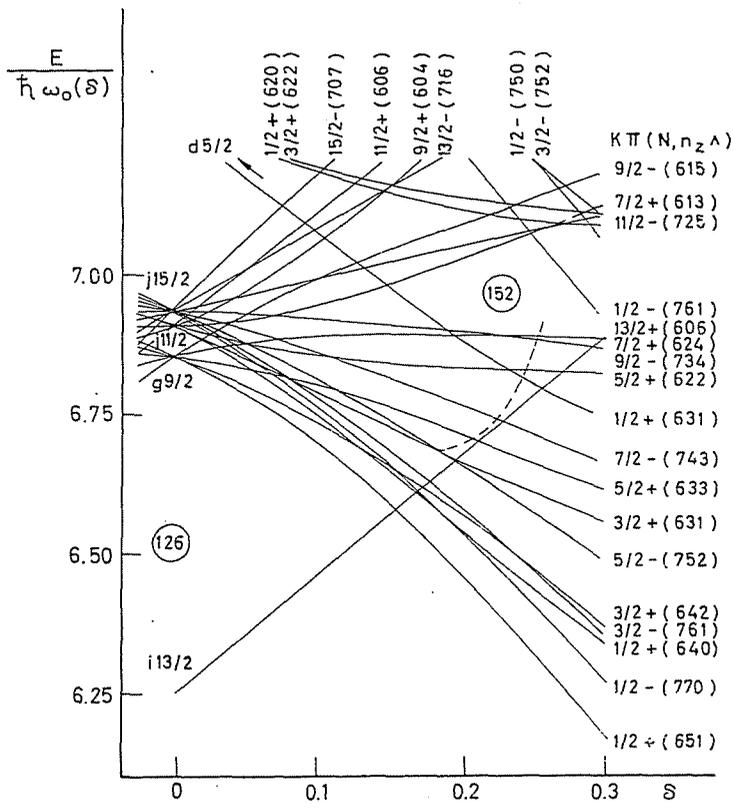


Fig. 30.- Diagrama de Nilsson para neutrones

ción.

En la gran mayoría de núcleos pesados en que se ha medido el momento angular del estado fundamental, se ha encontrado que coincide con el correspondiente al orbital determinado según ha sido descrito. Existen algunas anomalías cuya explicación no es difícil; así en el caso en que el estado asignado quede muy próximo a otro u otros, cualquiera de ellos puede ser el observado experimentalmente. Por otra parte el desconocimiento del valor preciso de la deformación o la forma de las curvas del diagrama, puede conducir a asignaciones erróneas.

Respecto a la asignación de estados excitados, el problema es complejo y no bien dilucidado en especial en estados procedentes de desintegración alfa. Ya se ha visto como los neutrones llenan los estados en pares muy ligados energéticamente, por lo cual es plausible y así lo confirma la experiencia que para la formación de una partícula alfa es más favorable la participación de dos neutrones ligados, que la del neutrón desapareado y otro procedente de la ruptura de un par.

En la figura 31 se indican esquemáticamente distintas posibilidades de apareamiento. En a se esquematizan los orbitales de neutrones más externos del núcleo padre en estado fundamental; en b el resultado de haber contribuido a la partícula alfa el par menos ligado. La energía de desintegración se distribuye principalmente entre la partícula alfa, y la excitación del núcleo hijo, por ejemplo en la promoción del neutrón impar a orbitales más elevados (figura 31 c). Esta secuencia de ocupación de orbitales es la que pudieramos llamar normal, aunque puede presentar irregularidades e inversiones por razones análogas a las indicadas en la asignación del estado fundamental.

En la misma figura se representa el caso de que uno de los neutrones que forman la partícula alfa proceda de la ruptura de un par; en b' tenemos de nuevo el núcleo padre. Si la ruptura de par afecta al menos profundo (c') el caso representa la transición al estado fundamental, pero si el par es más profundo, el neutrón impar del núcleo hijo queda interpuesto entre dos orbitales llenos; a este tipo de estados, se les denomina estados de hueco (d')

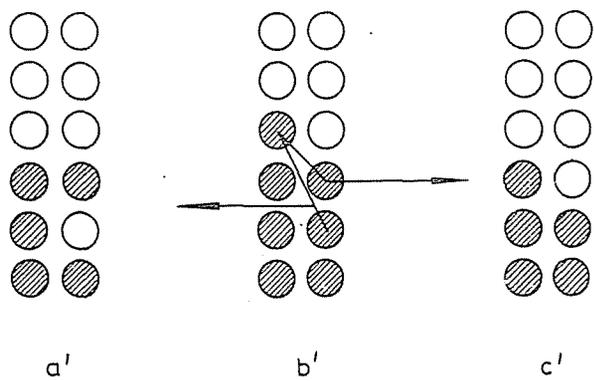
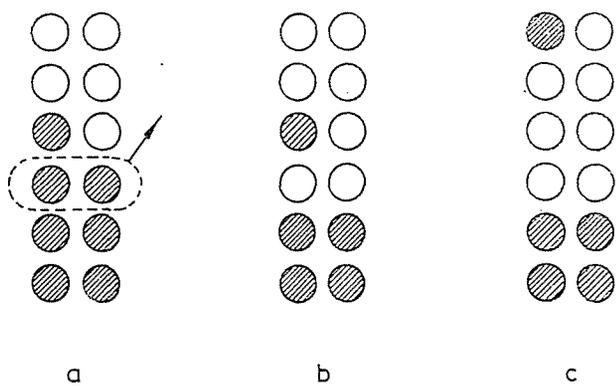


Fig. 31 .- Esquema de formación de estados de partícula y hueco

En esta situación se comprende fácilmente que la secuencia de ocupación de orbitales en estados excitados, será frecuentemente una mezcla de estados de partícula y hueco, según la energía requerida para la excitación del neutrón impar, o para la separación de los componentes de los distintos pares.

IV-7. Factor de impedimento en desintegración alfa

En los núcleos par-par emisores alfa, la intensidad de la transición α_0 disminuye exponencialmente con la energía de la partícula, según la expresión,

$$\log. T_E = \log. \frac{T}{f_E} = m Q^{-1/2} + n \quad [\text{IV-12}]$$

donde T_E es el período parcial de emisión de partículas de energía E , f_E el correspondiente porcentaje, T el período total, m y n constantes que dependen únicamente del número atómico, Z , del núcleo emisor, y Q la energía total de desintegración, que vale

$$Q = E + E_r + E_e \quad [\text{IV-13}]$$

donde E_r es la energía de retroceso del núcleo hijo, y E_e la parte de energía perdida por la partícula debido al apantallamiento electrónico (93) que resulta ser,

$$E_e = (65,3Z^{7/5} - 80Z^{2/5})eV \quad [\text{IV-14}]$$

y vale 37 eV para el uranio. Las constantes m y n se han calculado (94) mediante ajuste por mínimos cuadrados, de valores experimentales procedentes de distintos isótopos de elementos pesados; así en el caso del uranio, toman los valores $m = 147,49$ y $n = -53,6565$. El

ajuste de los puntos experimentales es muy bueno en todos los núclidos de la zona esferoidal.

Si se intenta aplicar la expresión [IV-12] a estados excitados de núcleos pares, o a núcleos impares, se encuentra que los valores calculados del periodo parcial, T_{EC} son más o menos inferiores a los correspondientes valores experimentales T_{EE} , lo cual indica que estas transiciones se encuentran más o menos dificultadas, lo que se expresa mediante el llamado factor de impedimento,

$$F = \frac{T_{EE}}{T_{EC}} \quad [IV-15]$$

de gran utilidad para la asignación de estados de Nilsson.

IV-8. Concepto de banda favorecida

Si se considera el caso esquematizado en la figura 31b en que el par de neutrones que entra a formar parte de la partícula alfa es el menos ligado, y que el neutrón impar permanece en su orbital, el proceso guarda gran semejanza con la transición α_0 en el núcleo par inferior, por lo que cabe esperar que la transición considerada no se encuentre dificultada. Experimentalmente se ha observado en los núcleos impares de la zona esferoidal, que existe una banda cuyo primer término es alcanzado por partículas alfa, con factores de impedimento cercanos a la unidad.

La teoría ha establecido que en estas transiciones, llamadas favorecidas, no varía el estado de Nilsson del neutrón impar lo que está de acuerdo con la idea intuitiva expuesta en el párrafo anterior. Igualmente se ha estudiado el cálculo (95) de las razones de intensidad de transiciones alfa a los distintos términos de la banda favorecida. Las hipótesis de partida han sido, momento de inercia infinito y deformación igual a la de los núcleos adyacentes. La probabilidad de transición P_α , de un estado $K_i I_i$ a otro $K_f I_f$ con $K_i = K_f$ vale aproximadamente,

$$P_\alpha = \frac{P_0(Z, E)}{S} \sum_{\lambda=0,2,4} C_\lambda \left\langle I_i \lambda K_i 0 \mid I_i \lambda I_f K_f \right\rangle^2 \quad [IV-16]$$

donde $P_0(Z, E)$ es la probabilidad de penetración en la barrera, que se calcula con aproximación suficiente a partir de la expresión semiempírica [IV-12], S es un factor comprendido entre 1 y 2 que puede ajustarse experimentalmente o calcularse (96) si se conocen ciertos datos de la estructura nuclear, C_λ es el recíproco del factor de impedimento observado para transiciones en las que la partícula alfa lleve el mismo momento angular λ , en los núcleos pares adyacentes, y la expresión entre corchetes, un coeficiente de Clebsch-Gordan. Teniendo en cuenta que en estas transiciones no hay cambio de paridad, λ sólo puede tomar valores pares; en la práctica solamente se consideran, 0, 2 y 4 pues la contribución de $\lambda = 6$ resulta despreciable.

La aproximación dada por la fórmula es muy buena a pesar del carácter aproximado de las hipótesis de partida y puede aplicarse no sólo a la banda favorecida, sino a cualquier otra, pero en estos casos los resultados son peores por la imprecisión de los valores de C_λ requeridos.

En la práctica los valores de C_2 y C_4 se encuentran alrededor de 0,6 y 0,1 respectivamente. Los valores relativos de intensidad de los tres primeros términos de la banda favorecida son en la zona esférica del orden de 100:19:2.

IV-9. Reglas de Prior

El factor de impedimento en las transiciones no favorecidas puede tomar valores que oscilan entre cercanos a la unidad y mayores de 10^4 . Estas variaciones son debidas a los cambios de las características cuánticas entre los estados inicial y final.

La teoría salvo esfuerzos aislados (97) no ha dilucidado hasta el momento la correlación entre la variación de números cuánticos y el factor de impedimento; tan sólo Prior (98) en una compilación experimental ha realizado un estudio sobre la variación de N y \sum y los valores de F . Sus conclusiones se agrupan en la siguiente tabla.

Tabla XVI
Reglas de Prior

$\Delta N = N_i - N_f $	$\Delta \Sigma = \Sigma_i - \Sigma_f $	F	Observaciones
0	0	1 - 4	Transición favorecida
0	0	8 - 20	Algunas transiciones favorecidas o bandas acopladas a éstas
$\neq 0$	0	6 - 600	
0	$\neq 0$	> 630	
$\neq 0$	$\neq 0$	> 10^4	

A pesar del carácter empírico de este estudio y no cubrir bien las variaciones de los números cuánticos asintóticos, su utilidad es grande como medio auxiliar para la asignación de estados de Nilsson.

IV-10. Transiciones gamma en núcleos pesados

El carácter colectivo del núcleo se refleja marcadamente en las peculiaridades de las transiciones gamma entre distintos estados; experimentalmente existen marcadas discrepancias entre las probabilidades de transición teóricas y experimentales.

La expresión teórica para la probabilidad de transición es según Moszkowski (90),

$$T(\lambda) = \frac{8\pi(\lambda+1)}{\lambda[(2\lambda+1)!!]^2} \frac{1}{\hbar} \left(\frac{\Delta E}{\hbar C}\right)^{2\lambda+1} B(\lambda) \quad [\text{IV-17}]$$

donde λ es el orden multipolar ΔE la diferencia de energías de los estados inicial y final y $B(\lambda)$ la llamada probabilidad reducida de transición, que depende de las funciones de onda de los estados inicial y final.

Para un estudio más detallado, se dividen las transiciones

en dos grupos:

IV-10.1. Transiciones entre términos de la misma banda. Experimentalmente sólo se han observado transiciones M1 y E2 ; las de multipolaridad superior son tan lentas que resultan experimentalmente inobservables. Teóricamente, según la fórmula de transición de una partícula (90) deberían predominar las M1 ; no obstante en el caso de las E2 intervienen efectos colectivos que aceleran notablemente la transición por encima del valor teórico, dado por la fórmula [IV-17].

IV-10.2. Transiciones entre términos de distintas bandas. En este caso, la diferencia de estructuras de los estados inicial y final son causa de que las probabilidades de transición no superen los valores teóricos. En las asignaciones de transiciones son importantes dos reglas de selección:

a) Regla de selección en K . Según esta regla, la multiplicidad de la transición deberá cumplir la condición

$$|K_i - K_f| \equiv \Delta K \leq \lambda \quad [IV-18]$$

Esta regla no tiene carácter estricto pues a menudo se observan experimentalmente transiciones prohibidas según esta regla, lo cual se debe principalmente a que los estados se caracterizan por un valor predominante de K y pequeñas proporciones de otros estados. La consecuencia en estos casos, es un notable retardo de la transición; si se define un grado de prohibición,

$$v = \Delta K - \lambda \quad [IV-19]$$

el efecto neto es un retardo de 10^2 por cada grado de prohibición.

Otro posible efecto de esta regla, observado experimentalmente, es la supresión de la multipolaridad de grado más bajo; así una transición E1-M2 se transforma en una M2 prácticamente pura si la E1 está prohibida por esta regla.

b) Regla de selección de números cuánticos asintóticos. Además de la regla anterior, las transiciones gamma en los núcleos pesados están sometidas a las reglas de selección de los números cuánticos asintóticos (4)(99) que son consecuencia teórica de las propiedades intrínsecas de la función de onda. Para una transición desde un estado inicial con características $I_i, K_i = \Omega_i, \pi_i, N_i, n_{z_i}, \Lambda_i, \Sigma_i$ a otro final con $I_f, K_f = \Omega_f, \pi_f, N_f, n_{z_f}, \Lambda_f, \Sigma_f$ las reglas de selección de los números cuánticos asintóticos quedan reflejadas en las siguientes tablas, tomadas de Voikhanskii (100) clasificadas según las transiciones sean eléctricas o magnéticas:

Tabla XVII

Reglas de selección para Ω , N , n_z , y Σ en transiciones E

$\Delta \Omega$	$\Delta \Lambda$	$\Delta \Sigma$	ΔN	Δn	Condiciones adicionales
$\pm \lambda$	λ	0	$\lambda, \lambda-2, \dots -\lambda$	0	
$\pm(\lambda+1)$	$\pm(\lambda-1)$	0	$\lambda, \lambda-2, \dots -\lambda$	± 1	
0	0	0	± 2	± 2	$\lambda = 2$
0	0	0	$0, \pm 2$	0	$\lambda = 2$

De nuevo, estas reglas de selección no son estrictas sino que únicamente dificultan la transición pero su efecto es menos intenso que la regla de selección en K; aproximadamente cada grado de prohibición retarda la transición en un factor 10.

IV-11. Razones de ramificación en transiciones gamma; probabilidad reducida de transición.

Si se comparan los valores de las probabilidades reducidas

Tabla XVIII

Reglas de selección para Ω , N , N_z , Λ y Σ para transiciones M

$\Delta\Omega$	$\Delta\Lambda$	$\Delta\Sigma$	ΔN	Δn_2	Condiciones adicionales
$\pm\lambda$	$\pm\lambda$	0	$\lambda+1, \lambda-1, \dots -\lambda-1$	± 1	
$\pm\lambda$	$\pm(\lambda-1)$	± 1	$\lambda-1, \lambda-3, \dots -\lambda+1$	0	
$\pm(\lambda-1)$	$\pm(\lambda-1)$	0	$\lambda-1, \lambda-3, \dots -\lambda+1$	0	
$\pm(\lambda-1)$	$\pm(\lambda-1)$	0	$\lambda+1, \lambda-1, \dots -\lambda-1$	± 2	$\lambda > 1$
$\pm(\lambda-1)$	$\pm(\lambda-2)$	± 1	$\lambda-1, \lambda-3, \dots -\lambda+1$	± 1	$\lambda > 1$
0	0	0	$\pm 1, \pm 3$	± 1	$\lambda = 2$
0	± 1	± 1	± 1	0	$\lambda = 2$

de transición entre un nivel determinado y otros pertenecientes a la misma banda, los factores referentes a detalles intrínsecos nucleares son los mismos, y entonces esta razón depende únicamente de factores geométricos. Se demuestra entonces (99) que,

$$\frac{B(\lambda, I_i \rightarrow I_f)}{B(\lambda, I_i \rightarrow I_f')} = \frac{\langle I_i \lambda K_i (K_f - K_i) | I_i \lambda I_f K_f \rangle^2}{\langle I_i \lambda K_i (K_f - K_i) | I_i \lambda I_f' K_f \rangle^2} \quad [\text{IV-20}]$$

Esta expresión es válida únicamente para $\lambda \leq K_i + K_f$

Estos valores teóricos se comparan con los experimentales

$$\frac{B(\lambda, I_i \rightarrow I_f)}{B(\lambda, I_i \rightarrow I_f')} = \left(\frac{\Delta E'}{\Delta E} \right)^{2\lambda+1} \frac{R(1+\alpha)}{R'(1+\alpha')} \quad [\text{IV-21}]$$

donde R y R' son los porcentajes de rayos gamma medidos y α y α' los coeficientes totales de conversión interna.

La comparación entre los valores experimentales y teóricos es de gran importancia para discernir entre varias posibilidades, la más correcta en la asignación de momento angular a un nivel. Se debe con todo observar que la razón de ramificación teórica puede discrepar sensiblemente del valor experimental, lo que se debe a separación incompleta de las partes rotacional e intrínseca en la función de onda, o bien a mezclas minoritarias de otros valores de K .

CAPITULO V

INTERPRETACION DE RESULTADOS. DETERMINACION DE ESTADOS DE NILSSON Y BANDAS ROTACIONALES

El esquema de niveles correspondiente a estados excitados en núcleos pesados impares suéle ser muy complejo, lo que supone la existencia de varios estados de una partícula con sus correspondientes bandas rotacionales asociadas, cuya asignación no es unívoca más que en ciertos casos particulares. La razón de este hecho, es que se precisa conocer para cada nivel el momento angular total y la paridad, que se determinan experimentalmente a partir de la medida de las multipolaridades de las transiciones gamma que enlazan el nivel en estudio, con otros de características cuánticas conocidas. Este tipo de medidas basadas en el estudio del espectro de electrones de conversión o en correlaciones angulares son frecuentemente de difícil realización e interpretación.

La agrupación de términos en bandas tampoco es inmediata, ya que las variaciones de momento de inercia en las distintas bandas y los acoplamientos, alteran el tipo y regularidad de espaciado y hacen poco reconocible la estructura. La dificultad adicional de líneas enmascaradas por resolución insuficiente o intensidad baja obliga a extremar las condiciones experimentales, a fin de obtener de los datos el máximo rendimiento.

El método de análisis adoptado en el presente trabajo, es el estudio previo de los niveles a los que se pueda atribuir con mayor certidumbre estados de Nilsson, y los términos correspondientes de las bandas asociadas, y a continuación, relacionar estos niveles con otros de mayor dificultad de asignación directa, mediante aplicación de criterios tales como reglas de Prior, reglas de selección en K o de números cuánticos asintóticos, etc. Este método conduce a asignaciones tentativas, que en un futuro habrán de sufrir comprobación cuando lo permita el esfuerzo conjunto de una teoría más elaborada e instrumental de medida más adecuado.

V-1. Asignaciones de los niveles 0, 184 y 380 keV en el Th²³¹

La transición alfa al nivel 380 keV está caracterizada por un factor de impedimento cercano a la unidad ($F=1,7$) ; se trata pues de la transición favorecida y en consecuencia su estado de Nilsson será idéntico al del estado fundamental de U²³⁵, cuyo momento angular total ha sido medido (101)(102) y vale $I_0 = 7/2$. Newton (103) basándose en la medida del momento cuadrupolar del U²³⁵ ha calculado el valor del parámetro de deformación y obtiene $\beta = 0,23$. El diagrama de Nilsson para 143 neutrones y esta deformación calculada, asigna este nivel al estado $7/2^-(743 \frac{1}{2})$, que en consecuencia corresponderá igualmente al nivel de 380 keV en el Th²³¹.

La determinación de las características cuánticas del estado fundamental del Th²³¹ es menos directa pues en este caso no se ha medido el momento angular total. Sin embargo, existen criterios indirectos, tales como el cálculo a partir de las energías de los dos primeros niveles excitados de la banda, los cuales se determinan por comparación con el esquema de niveles del Th²²⁹, ya que los núclidos de la zona esferoidal que difieren únicamente en dos neutrones, presentan una acentuada semejanza en la posición de sus niveles, sobre todo por debajo de 100 keV. Esta comparación indica (104) que los niveles de 42 y 96 keV son los términos buscados, y en consecuencia el valor de K se obtiene de la expresión, derivada de la [IV-2].

$$K = I_0 = \frac{3E_1 - E_2}{E_2 - 2E_1} \quad [V-1]$$

donde $E_1 = 42$ keV y $E_2 = 96$ keV con lo cual $K = 2,50 \pm 0,94$

Por otra parte, el diagrama de Nilsson para 141 neutrones y deformación $\beta \approx 0,2$ corresponde a un estado $5/2^+(633 \frac{1}{2})$, en concordancia con el valor calculado de K, por lo cual este orbital será asignado al estado fundamental del Th²³¹.

Identificados los estados de partícula correspondientes a

CAPITULO V

INTERPRETACION DE RESULTADOS. DETERMINACION DE ESTADOS DE NILSSON Y BANDAS ROTACIONALES

El esquema de niveles correspondiente a estados excitados en núcleos pesados impares suele ser muy complejo, lo que supone la existencia de varios estados de una partícula con sus correspondientes bandas rotacionales asociadas, cuya asignación no es unívoca más que en ciertos casos particulares. La razón de este hecho, es que se precisa conocer para cada nivel el momento angular total y la paridad, que se determinan experimentalmente a partir de la medida de las multipolaridades de las transiciones gamma que enlazan el nivel en estudio, con otros de características cuánticas conocidas. Este tipo de medidas basadas en el estudio del espectro de electrones de conversión o en correlaciones angulares son frecuentemente de difícil realización e interpretación.

La agrupación de términos en bandas tampoco es inmediata, ya que las variaciones de momento de inercia en las distintas bandas y los acoplamientos, alteran el tipo y regularidad de espaciado y hacen poco reconocible la estructura. La dificultad adicional de líneas enmascaradas por resolución insuficiente o intensidad baja obliga a extremar las condiciones experimentales, a fin de obtener de los datos el máximo rendimiento.

El método de análisis adoptado en el presente trabajo, es el estudio previo de los niveles a los que se pueda atribuir con mayor certidumbre estados de Nilsson, y los términos correspondientes de las bandas asociadas, y a continuación, relacionar estos niveles con otros de mayor dificultad de asignación directa, mediante aplicación de criterios tales como reglas de Prior, reglas de selección en K o de números cuánticos asintóticos, etc. Este método conduce a asignaciones tentativas, que en un futuro habrán de sufrir comprobación cuando lo permita el esfuerzo conjuntado de una teoría más elaborada e instrumental de medida más adecuado.

V-4. Asignaciones de los niveles 0, 184 y 380 keV en el Th^{231}

La transición alfa al nivel 380 keV está caracterizada por un factor de impedimento cercano a la unidad ($F=1,7$) ; se trata pues de la transición favorecida y en consecuencia su estado de Nilsson será idéntico al del estado fundamental de U^{235} , cuyo momento angular total ha sido medido (101)(102) y vale $I_0 = 7/2$. Newton (103) basándose en la medida del momento cuadrupolar del U^{235} ha calculado el valor del parámetro de deformación y obtiene $\beta = 0,23$. El diagrama de Nilsson para 143 neutrones y esta deformación calculada, asigna este nivel al estado $7/2 - (743 \uparrow)$, que en consecuencia corresponderá igualmente al nivel de 380 keV en el Th^{231} .

La determinación de las características cuánticas del estado fundamental del Th^{231} es menos directa pues en este caso no se ha medido el momento angular total. Sin embargo, existen criterios indirectos, tales como el cálculo a partir de las energías de los dos primeros niveles excitados de la banda, los cuales se determinan por comparación con el esquema de niveles del Th^{229} , ya que los núclidos de la zona esferoidal que difieren únicamente en dos neutrones, presentan una acentuada semejanza en la posición de sus niveles, sobre todo por debajo de 100 keV. Esta comparación indica (104) que los niveles de 42 y 96 keV son los términos buscados, y en consecuencia el valor de K se obtiene de la expresión, derivada de la [IV-2].

$$K = I_0 = \frac{3E_1 - E_2}{E_2 - 2E_1} \quad [\text{V-1}]$$

donde $E_1 = 42 \text{ keV}$ y $E_2 = 96 \text{ keV}$ con lo cual $K = 2,50 \pm 0,94$

Por otra parte, el diagrama de Nilsson para 141 neutrones y deformación $\beta \approx 0,2$ corresponde a un estado $5/2 + (633 \uparrow)$, en concordancia con el valor calculado de K , por lo cual este orbital será asignado al estado fundamental del Th^{231} .

Identificados los estados de partícula correspondientes a

los niveles 0 y 380 keV, resulta sencilla la asignación del nivel 184 keV. En efecto, se ha determinado experimentalmente (15)(82) que la transición 380 - 184 = 196 keV es de carácter M1, mientras que los 184 - 0 = 184 keV y la 184 - 42 ~ 144 keV son ambas predominantemente E1; ambas multipolaridades requieren que la paridad del nivel 184 sea negativa, y el momento angular total 5/2 ó 7/2. La decisión entre ambas posibilidades puede lograrse mediante la comparación de los valores teóricos y experimentales de las probabilidades reducidas de transición desde el nivel 184 keV, a los cero y 42 keV de la banda fundamental (transiciones de 184 y 144 keV). El cálculo experimental se ha realizado a partir de las intensidades medidas de radiación gamma (tabla IX) y de los coeficientes de conversión interna interpolados de las tablas de Sliv y Band (12); la expresión [IV-21] toma en este caso el valor,

$$\frac{B(1, ? \rightarrow 7/2)}{B(1, ? \rightarrow 5/2)} = \left(\frac{184}{144}\right)^3 \frac{11,3}{54,9} \frac{1,196}{1,107} = 0,43 \pm 0,06$$

El cálculo teórico mediante la ecuación [IV-20], se ha realizado para los valores $l_0 = 5/2, 7/2$; los coeficientes de Clebsch-Gordan se han tomado de la referencia (105), y el resultado es

$$\frac{B(1, 5/2 \rightarrow 7/2)}{B(1, 5/2 \rightarrow 5/2)} = 0,40 \qquad \frac{B(1, 7/2 \rightarrow 7/2)}{B(1, 7/2 \rightarrow 5/2)} = 0,30$$

La comparación de ambos resultados teóricos con el experimental indica que el valor apropiado es el de $l = 5/2^-$; su estado de Nilsson será por exclusión el $5/2^-(752 \frac{1}{2})$

Las conclusiones alcanzadas sobre los tres niveles básicos del Th^{231} coinciden con las de otros investigadores (15)(17)(18) y son punto de partida para el análisis de otros niveles y su agrupación en bandas.

IV-2. Niveles 0, 42, 96 y 169 keV

Ya se ha visto en V-1 como la comparación con el Th²²⁹ permite asignar como miembros de la banda fundamental, los de 42 y 96 keV. La constante rotacional viene dada por

$$C_{5/2} = \frac{42}{\left(\frac{7}{2} \cdot \frac{9}{2} - \frac{5}{2} \cdot \frac{7}{2}\right)} = 6,0 \text{ keV}$$

El valor numérico de la constante rotacional coincide bien con la de otros núclidos cercanos (104) y corresponde a $\mathcal{I}/\mathcal{I}_{\text{rig}} = 20\%$ en concordancia con el valor teórico de Prior (106).

En la tabla XIX se agrupan las características más importantes de los términos de la banda,

Tabla XIX
Banda $5/2 + (633 \downarrow)$

I, π	E, keV (Experimental)	E, keV (Calculado)	F x 10 ³	Intensidad (%)
5/2 +	0	(0)	9	1,2
7/2 +	42	(42)	3	1,7
9/2 +	96	96	2	1,4
11/2 +	168	162	0,3	1,8

El cálculo teórico de la energía de los miembros de la banda se ha realizado a partir del valor calculado de la constante rotacional y la fórmula [IV-2]. Los números entre paréntesis en la columna de energías calculadas, son los valores experimentales utilizados para el cálculo de parámetros de la banda. La concordancia del término $9/2 +$ es

buena, no así la del $11/2^+$, cuyo error rebasa el límite experimental. Las intensidades son igualmente anómalas, pues teóricamente es previsible que disminuyan exponencialmente al aumentar la energía de los niveles. La razón de estas discrepancias, como se verá más adelante, es que los niveles de 96 y 169 keV están compuestos por dos tan próximos, que son indiscernibles en las presentes condiciones de resolución.

Los factores de impedimento son en orden de magnitud concordante con la asignación en especial el término fundamental con $F \approx 10^4$ deberá caracterizarse por $\Delta N \neq 0$, $\Delta \Sigma \neq 0$ lo que se cumple efectivamente con el estado asignado.

La única transición gamma observada en la banda es 96 keV; no se han encontrado otras transiciones de baja energía, debido a la resolución insuficiente, y a la elevada conversión interna.

V-3. Niveles de 184, 198, 230 y 273 keV

El nivel de 198 keV es el más intensamente alcanzado por la desintegración alfa del U^{235} lo que hace suponer a primera vista, que corresponde al primer término de la banda favorecida. No obstante el cálculo del factor de impedimento indica que esta banda comienza en el nivel 380 keV. La explicación de este hecho, es que la banda favorecida se encuentra acoplada por fuerzas de Coriolis a otra banda, cuyo segundo término con momento angular y paridad $7/2^-$ es precisamente el nivel 198 keV. Con ello, resulta fácil la identificación de primer término de esta nueva banda en el nivel 184, cuyo estado de Nilsson $5/2^-(752\frac{1}{2})$ resulta adecuado para el acoplamiento con la banda $7/2^-(743\frac{1}{2})$. La diferencia de energías entre los dos primeros términos de la banda, 14 keV es consecuencia del acoplamiento ya que tiene lugar una compresión en el espaciado de la banda, como consecuencia del aumento de su momento de inercia. Finalmente, razones derivadas de la sistemática de intensidades en bandas favorecidas (95), determinan que los términos tercero y cuarto de la banda en estudio, sean los niveles 230 y 273 keV.

La constante rotacional de la banda se calcula a partir de

los niveles 198, 230 y 273 keV ya que el 184 keV es el único que no sufre alteración en el acoplamiento. El espaciado indica que en este caso es aplicable una ley análoga a la interacción rotación-vibración con lo que la expresión [IV-7] conduce en este caso, al sistema,

$$\left. \begin{aligned} 32 &= C_{5/2} \left[\frac{9}{2} \cdot \frac{11}{2} \cdot \frac{7}{2} \cdot \frac{9}{2} \right] + B \left[\left(\frac{9 \times 11}{4} \right)^2 - \left(\frac{7 \times 9}{4} \right)^2 \right] \\ 75 &= C_{5/2} \left[\frac{11}{2} \cdot \frac{13}{2} \cdot \frac{7}{2} \cdot \frac{9}{2} \right] + B \left[\left(\frac{11 \times 13}{4} \right)^2 - \left(\frac{7 \times 9}{4} \right)^2 \right] \end{aligned} \right\}$$

cuyas soluciones son $C = 4,3 \text{ keV}$ y $B = -0,018 \text{ keV}$

Las características más importantes de la banda se agrupan en la tabla XX.

Tabla XX
Banda $5/2 - (752 \uparrow)$

I, π	E , keV (Experimental)	E , keV (Calculado)	F	Intensidad (%)
5/2 -	184	(184)	2×10^2	2,3
7/2 -	198	(198)	6,5	53
9/2 -	230	(230)	15	12,3
11/2 -	273	(273)	25	3,5
15/2 -		378		

El cálculo teórico de la energía del nivel 15/2 - conduce al valor 378 keV, que resulta indiscernible del nivel 380 keV. El valor de la constante rotacional es 28% más bajo que el correspondiente a la banda $5/2 + (633 \uparrow)$ como cualitativamente era de esperar. El factor de impedimento del término fundamental, $F = 200$ es congruente con una

transición con $\Delta N = \Delta \Sigma = 0$. Los valores bajos de los términos restantes son consecuencia del acoplamiento con la banda favorecida, que eleva fuertemente las intensidades de transición alfa a los niveles 198, 230 y 273 keV. La intensidad al nivel 184 es mucho menor como era previsible.

Con relación a las transiciones gamma, es muy notable el hecho de que la desexcitación del nivel 198 no se realice directamente al estado fundamental de la banda $5/2^+(633\uparrow)$ sino mediante una cascada de dos transiciones apoyadas en el nivel 185 keV. La explicación de este hecho se encuentra en las reglas de selección de números cuánticos asintóticos; efectivamente la transición $198 - 0 = 198$ keV de carácter $E1$ está prohibida una vez en Λ , Σ y π_z mientras que la $198 - 184 = 14$ keV está permitida por tratarse de términos de la misma banda. La transición $184 - 0 = 184$ keV está prohibida como la de 198 keV; este hecho explica el considerable retardo de la transición (5), en un factor 10^4 sobre el valor teórico de Moszkowski (90).

V-4. Niveles 380 y 450 keV

Ya se ha probado que el nivel 380 representa el término fundamental de la banda favorecida los restantes términos se han localizado según el criterio de sistemática de intensidades en bandas favorecidas (95) y el valor aproximado $(7 - 8)$ keV de la constante rotacional, con lo que el primer nivel excitado se ha localizado en 450 keV. El cálculo de la constante rotacional se ha realizado a partir de las energías de los dos niveles conocidos y el parámetro $B = -0,018$ keV calculado en la banda acoplada $5/2^-(752\uparrow)$; el resultado es $C_{7/2} = 8,4$ keV, valor en concordancia cualitativa con la disminución prevista del momento de inercia. En la tabla XXI se agrupan las características más importantes de la banda.

El valor de la energía del término $11/2$, así como su baja intensidad, hacen que sea prácticamente inobservable en las presentes condiciones experimentales.

Finalmente las intensidades teóricas pueden calcularse median

Tabla XXI
Banda 7/2-(743†)

l, π	E, keV (Experimental)	E, keV (Calculado)	F	Intensidad experimental, % (Relativa)	Intensidad calculada
7/2-	380	(380)	1,7	6,2 (100)	(100)
9/2-	450	(450)	3	1,0 (18)	18
11/2-		534			1,3

te la expresión [IV-16]; en este caso $C_2=0,88$ y $C_4=0,0087$ (valores medios en el U^{234} y U^{236} tomados de la referencia (61)). El resultado se ha incluido en la tabla XXI y su concordancia con el valor experimental es muy satisfactoria.

V-5. Grado de acoplamiento de las bandas 7/2-(743†) y 5/2-(752†) ;
cálculo teórico de las bandas desacopladas

Si se designa por $E_{5/2}^0$ y $E_{7/2}^0$ las energías de los términos fundamentales de las bandas desacopladas, y $C_{5/2}^0$ y $C_{7/2}^0$ las correspondientes constantes rotaciones, la aplicación de la ecuación [IV-8] a los pares de niveles 184 - 380 y 198 - 450 keV conduce a,

$$198 = 1/2 (E_{7/2}^0 + 184 + 7 C_{5/2}^0) - 1/2 [(E_{7/2}^0 - 184 - 7 C_{5/2}^0)^2 + 28 A_K^2]^{1/2}$$

$$380 = 1/2 (E_{7/2}^0 + 184 + 7 C_{5/2}^0) + 1/2 [(E_{7/2}^0 - 184 - 7 C_{5/2}^0)^2 + 28 A_K^2]^{1/2}$$

[V-2]

$$230 = 1/2 (E_{7/2}^0 + 9 C_{7/2}^0 + 184 + 16 C_{5/2}^0) - 1/2 [(E_{7/2}^0 + 9 C_{7/2}^0 - 184 - 16 C_{5/2}^0)^2 + 64 A_K^2]^{1/2}$$

$$450 = 1/2 (E_{7/2}^0 + 9 C_{7/2}^0 + 184 + 16 C_{5/2}^0) + 1/2 [(E_{7/2}^0 + 9 C_{7/2}^0 - 184 - 16 C_{5/2}^0)^2 + 64 A_K^2]^{1/2}$$

De las expresiones anteriores, se deduce fácilmente

$$\left. \begin{aligned} 394 &= E_{7/2}^0 + 7 C_{5/2}^0 \\ 496 &= E_{7/2}^0 + 16 C_{5/2}^0 + 9 C_{7/2}^0 \end{aligned} \right\} \quad [V-3]$$

y

$$C_{5/2}^0 + C_{7/2}^0 = 11,3 \text{ keV} \quad [V-4]$$

Teniendo en cuenta las propiedades de los momentos de inercia de las bandas acopladas y desacopladas y llamando $C_{5/2}$ y $C_{7/2}$ a las constantes rotacionales de las bandas acopladas

$$\frac{1}{C_{5/2}} + \frac{1}{C_{7/2}} = \frac{1}{8,4} + \frac{1}{4,3} \approx \frac{1}{C_{5/2}^0} + \frac{1}{C_{7/2}^0} \quad [V-5]$$

expresión que combinada con la [V-4] permite calcular las constantes rotacionales de las bandas desacopladas; éstas valen

$$C_{5/2}^0 = 6,0 \text{ keV}$$

$$C_{7/2}^0 = 5,4 \text{ keV}$$

y cualitativamente se encuentran de acuerdo con la sistemática de momentos de inercia de núcleos par-impar (106) donde la banda $5/2$ - deberá tener una constante rotacional análoga a la de la banda $5/2 + (633\downarrow)$, mientras que la banda $7/2$ - debido a su mayor momento angular total, presentará una constante rotacional menor de 6 keV.

Los valores obtenidos de las constantes rotacionales permite el cálculo de los términos de las bandas desacopladas, así como el valor del parámetro de acoplamiento $A_K^2 = 550$ que se ha determinado mediante ajuste óptimo en la operación de recalcular los términos de las bandas acopladas. Los resultados obtenidos se indican en la figura 33 en la que los valores experimentales se incluyen entre paréntesis. La concordancia es satisfactoria dentro de la precisión experimental.

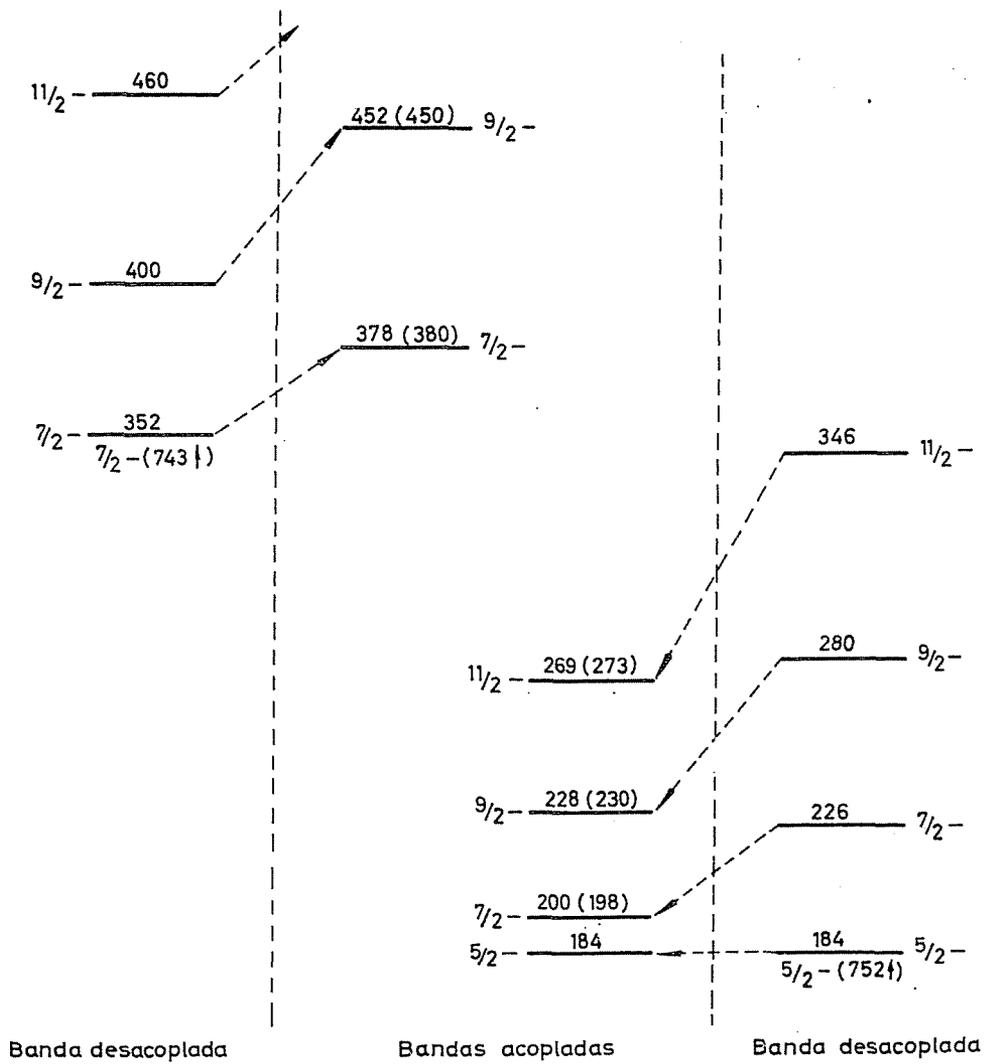


Fig. 33 .- Esquema de acoplamiento de las bandas $7/2-(743^+)$, $5/2-(752^+)$

V-6. Niveles de 13, 33, 54, 75 y 82 keV y primeras conclusiones sobre los de 114 y 159 keV

El primer intento de clasificación de estos niveles se ha realizado basándose en sus semejanzas con otros conocidos en núclidos de análoga estructura. Así los niveles 13, 54 y 82 keV guardan estrecha relación con los de la banda $1/2^+(631\downarrow)$ del U^{235} , cuyo primer término se encuentra a unos 80 eV. Esta misma banda es la fundamental del Pu^{239} (107), por lo cual, según esta secuencia, y teniendo en cuenta la sistemática de bandas en la zona esferoidal (92) el Th^{231} debería presentar esta banda a energía mayor que en el U^{235} pero no en la misma posición ya que entre ambos núclidos existe una diferencia de dos protones y dos neutrones, además de una variación sensible en la deformación lo que da lugar a variaciones importantes en la estructura de bandas.

Por otra parte, los niveles 33 y 75 keV guardan semejanza con los de 29 y 71 keV del Th^{229} ; en este caso si que cabe intentar una correlación con el Th^{231} puesto que incluso ambos núclidos poseen la misma configuración como estado fundamental. Desgraciadamente, los trabajos publicados sobre el esquema de niveles del Th^{229} no aclara en su totalidad la asignación de ambos niveles; así Tretiakov (108) ha realizado un estudio cuidadoso del espectro de electrones de conversión, del cual ha calculado la multipolaridad de las transiciones que se apoyan en ambos niveles; según este trabajo, el nivel de 71 keV estaría caracterizado por $3/2^+$ ó $5/2^+$ y el de 29 keV por $7/2^+$. Las conclusiones en el primer caso son correctas pero no así en el segundo en lo concerniente al momento angular, ya que la asignación se fuerza para explicar la carencia de una transición, mediante gran diferencia de momento angular total cuando es más simple considerar un proceso de prohibición por las reglas de los números cuánticos asintóticos. Tampoco es congruente la asignación con las posibilidades que ofrece el diagrama de Nilsson (figura 30), ya que el único estado posible con momento angular total de $7/2^+$ sería el $7/2^+(624\downarrow)$ que está muy elevado en energía sobre el fundamental del Th^{229} .

Ruis en su trabajo (104) no observa el nivel de 29 keV, ya que las transiciones alfa que lo alcanzan, son de intensidad muy inferior a la línea α_0 por lo cual la α_{29} queda muy enmascarado. Al nivel de 71 keV le atribuye el estado $3/2^+(631\uparrow)$ en concordancia en momento angular y paridad con Tretiakov.

En el caso presente, se conoce que las características cuánticas del nivel de 75 keV son $3/2^+$, $5/2^+$ ó $7/2^+$ debido al carácter E1 de la transición $184 - 75 = 109$ keV (15)(82). Las asignaciones más plausibles (en la suposición de que el nivel en estudio sea el primer término de una banda) son $5/2^+(633\uparrow)$ y $3/2^+(631\uparrow)$ La primera de ellas queda excluida, ya que el estado correspondiente ha sido ya asignado al estado fundamental del Th^{231} , por lo cual, el segundo de los estados expuestos $3/2^+(631\uparrow)$ será el atribuido al nivel de 75 keV. Por otra parte, el factor de impedimento de la transición alfa a este nivel es $F = 3,2 \times 10^3$; de acuerdo con las reglas de Prior y teniendo en cuenta que en este caso $\Delta N = -1$ $\Delta \Sigma = 0$ se requiere que $F \leq 10^3$ en buena concordancia con el valor experimental.

Antes de seguir más adelante, es conveniente estudiar la asignación de los niveles, 13, 33, 54 y 82 keV. La paridad del nivel de 33 keV debe ser positiva según lo dicho anteriormente. Por otra parte el tipo de espaciado irregular hace pensar en una banda con $K = 1/2$ en cuyo caso la única posibilidad lógica sería el estado $1/2^+(631\uparrow)$. Sobre esta base surge inmediatamente una conclusión; esta banda y la anterior $3/2^+(631\uparrow)$ deberán presentar un fuerte acoplamiento Coriolis, por ser la diferencia de sus valores de K igual a la unidad, e iguales los números cuánticos asintóticos. Con ello, es previsible que las constantes rotacionales de las bandas $3/2^+$ y $1/2^+$ acopladas sean respectivamente mayor y menor de 6 keV.

Con esta orientación como norma, se ha tratado de situar los términos rotacionales de la banda $3/2^+$. Un tanteo sencillo identifica los niveles 114 y 169 keV como pertenecientes a la banda en estudio, con una constante rotacional $C_{3/2} = 7,8$ keV. Nótese que esta asignación expli

ca a la vez dos de las anomalías encontradas en la banda fundamental, la falta de concordancia de la energía del nivel de 169 keV y su intensidad anormalmente elevada. Según este punto de vista, el nivel de 169 keV estaría formado por dos muy próximos, uno de 163 keV correspondiente al estado $11/2+$ de la banda $5/2+(633\downarrow)$ y otro más intenso, a 169 keV correspondiente al estado $7/2+$ de la banda $3/2+(631\downarrow)$

En estas condiciones se han estudiado los niveles de 13, 33, 54 y 82 keV con objeto de incluirlos en una banda con $K=1/2$ y constante rotacional de unos (4 - 5) keV. No se ha podido ajustar el nivel de 84 keV pero en cambio si ha sido posible reunir los de 13, 33, 54 y 97 keV. El resultado obtenido se incluye en la tabla XXII, juntamente con el resto de características de los niveles. Es importante mencionar en este caso, que las bandas acopladas siguen las leyes dadas por las fórmulas [IV-2] y [IV-3] solamente en forma aproximada, lo cual unido a la imprecisión experimental en la posición de los niveles, requiere que el cálculo de los términos de la banda se haga por tanteo procurando un ajuste óptimo sobre los valores experimentales.

Tabla XXII
Banda $1/2+(631\downarrow)$

I, π	E, keV (Experimental)	E, keV (Calculado)	F x 10 ³	Intensidad (%)
$1/2 +$		0		
$3/2 +$	13	11	4,9	1,8
$5/2 +$	33	33	2,5	2,5
$7/2 +$	54	58	8,6	1
$9/2 +$	97	97	1,5	1,4

La constante rotacional de esta banda es $C_{1/2} = 4,0$ keV y el factor de desacoplo $a = -0,1$.

El valor de $K=1/2$ corresponde al orbital $1/2+(631\uparrow)$. Las razones para esta asignación son la sistemática de estados de Nilsson en la zona en estudio (92) y el cálculo teórico del factor de desacople suponiendo una deformación de $\beta \sim 0,2$ (109) el valor resultante $a = -0,08$ está en buena concordancia con el resultado experimental. No se conoce el factor de impedimento del término fundamental; pero aproximadamente $F \geq 10^4$ lo que requiere $\Delta N \neq 0$ $\Delta \Sigma \neq 0$, lo que efectivamente cumple el orbital propuesto. La constante rotacional indica un momento de inercia elevado, propio de banda acoplada.

Resta únicamente el estudio sistemático de los niveles 75, 114 y 169 keV, que se han clasificado como correspondientes a la banda $3/2+(631\uparrow)$. Las características más destacadas se encuentran en la siguiente tabla.

Tabla XIII
Banda $3/2+(631\uparrow)$

I, π	E, keV (Experimental)	E, keV (Calculado)	$F \times 10^3$	Intensidad (%)
$3/2 +$	75	(75)	3,2	1
$5/2 +$	114	(114)	9,6	1,4
$7/2 +$	169	169	32	1,8

Resumiendo los argumentos expuestos, las razones más importantes para la asignación del orbital $3/2+(631\uparrow)$ a los términos de esta banda son:

- a) Asignación de Ruiz (104) al nivel 70 del Th^{229} .
- b) El valor del factor de impedimento según se ha visto anteriormente.
- c) Las relaciones de acoplamiento con la banda $1/2+(631\uparrow)$

V-7. Grado de acoplamiento de las bandas $1/2+(631\uparrow)$ y $3/2+(631\uparrow)$;
cálculo de las bandas desacopladas

Se han obtenido los valores de los primeros términos de las bandas desacopladas, $E_{1/2}$ y $E_{3/2}$ las correspondientes constantes rotacionales $C_{1/2}^0$ y $C_{3/2}^0$, y el factor de intensidad de acoplamiento A_K^2 , mediante un cálculo análogo al desarrollado en Los valores obtenidos de estos parámetros han sido

$$E_{1/2} = 9 \text{ keV} \quad E_{3/2} = 61 \text{ keV} \quad C_{1/2}^0 = 6,0 \text{ keV} \quad C_{3/2}^0 = 5,8 \text{ keV} \quad A_K^2 = 200$$

Estos parámetros han permitido calcular los términos de las bandas desacopladas, y a partir de ellos, calcular de nuevo las dos bandas acopladas. El resultado en forma de esquema se representa en la figura 34; los valores de energías entre paréntesis son datos experimentales que concuerdan satisfactoriamente con los valores calculados.

V-8. Niveles 114 y 154 keV

Ya se ha visto que el nivel 114 keV forma parte de la banda $3/2+(631\uparrow)$, pero la intensidad de transiciones alfa que lo alcanzan es muy elevada, para suponer única la asignación indicada. Por otra parte, la existencia del nivel 154 parece ser un término adecuado para formar con el primero citado una nueva banda rotacional; ya que el intervalo energético 40 keV, hace plausible esta suposición. En la tabla XXIV se incluyen las características de estos niveles.

Tabla XXIV
 Características de los niveles
 114 y 154 keV

E, keV	F x 10 ²	%
114	9,6	1,6
154	3,5	2,1

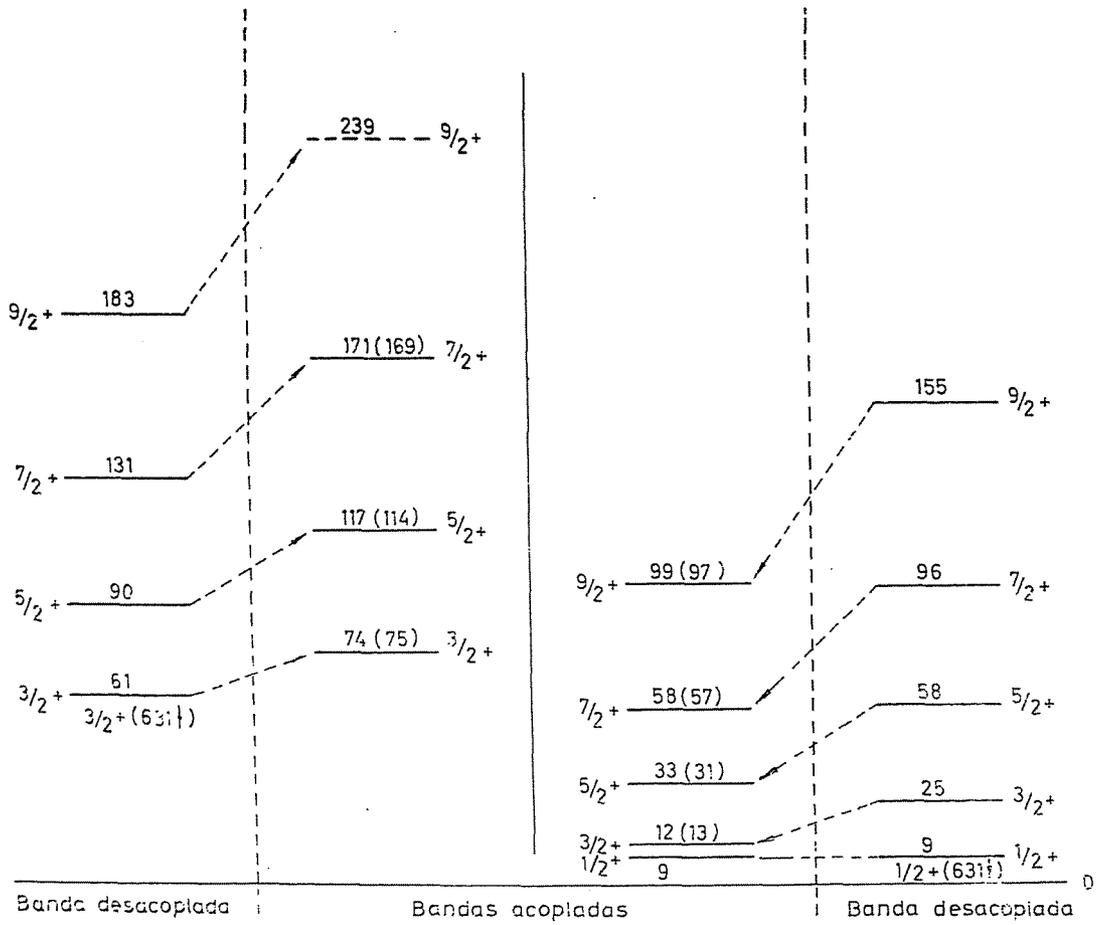


Fig. 34.- Esquema de acoplamiento de las bandas $1/2^+(6311)$ y $3/2^+(6314)$

En el caso presente no se conocen las multipolaridades de las transiciones gamma apoyadas en los niveles en estudio, con lo cual la asignación será meramente tentativa. El examen del diagrama de Nilsson conduce a la selección de estados de partícula y hueco más plausibles con el intervalo de separación en energía ($7/2 > I > 3/2$), y que se han incluido en la tabla XXV juntamente con sus variaciones en N y Σ

Tabla XXV

Estados posibles de Nilsson para niveles 114 y 164 keV

Estado	ΔN	$\Delta \Sigma$
$7/2 + (624 \dagger)$	- 1	1
$5/2 + (662 \dagger)$	- 1	0
$3/2 + (642 \dagger)$	- 1	1
$3/2 - (761 \dagger)$	0	0

La tabla precedente permite eliminar directamente la cuarta posibilidad ya que el factor de impedimento sería al menos un orden de magnitud menor; de las tres restantes la más probable es la segunda $5/2 + (622 \dagger)$, que es la más adecuada al intervalo energético. La constante rotacional de la banda sería $C_{5/2} = 5,7 \text{ keV}$

V-9. Niveles 224, 253, 303 y 352 keV

La diferencia de energía entre los niveles 224 y 253 keV, su congruencia en factores de impedimento y la secuencia de intensidades, indica la posibilidad de que pertenezcan a una banda común cuya asignación resulta bastante clara a pesar de no disponerse de los datos sobre transiciones gamma. Por una parte el intervalo energético, entre los dos primeros términos 29 keV, sugiere una banda con $K=3/2$ y por otra el factor de impedimento requiere $\Delta N = \Delta \Sigma = 0$. El examen del

diagrama de Nilsson hace ver que el único estado que cumple estas condiciones es el $3/2-(761\uparrow)$. La corrección de la asignación se comprueba indirectamente mediante argumentos derivados del balance de transiciones en el nivel 184 keV. La intensidad de las líneas alfa, que alcanzan niveles excitados a partir del mencionado, es aproximadamente 83%; la intensidad de transiciones desde el nivel 184 keV a otros inferiores se eleva a 81% (suma de intensidades de líneas gamma más electrones de conversión). Este hecho indica que los niveles en estudio se desexcitan mediante cascadas al nivel 184 keV, lo que supone que las transiciones a bandas inferiores deben estar más prohibidas. Si se aplican las reglas de selección de los números cuánticos asintóticos desde la banda $3/2-(761\uparrow)$ a las situadas por debajo, se puede formar la siguiente tabla de índices de prohibición.

Tabla XXVI

Índices de prohibición en transiciones gamma, entre la banda $3/2-(761\uparrow)$ y otras inferiores en energía

Banda	Índice prohibición				
	Ω	Λ	Σ	N	π_2
$5/2 - (752\uparrow)$				1	1
$5/2 + (622\uparrow)$				2	4
$3/2 + (631\uparrow)$					2
$1/2 + (631\uparrow)$		1	1		3
$5/2 + (633\uparrow)$		1	1		3

Claramente se observa que la banda menos prohibida, es la $5/2-(752\uparrow)$, por lo cual, la asignación de estado de Nilsson parece bastante unívoca. En la tabla XXVII se incluyen las constantes más importantes de los términos de la banda,

Tabla XXVII
Banda 3/2 -(761↑)

I, π	E, keV (Experimental)	E, keV (Teórico)	F	I (%)
3/2 -	224	(224)	36	6,1
5/2 -	253	254	128	< 1
7/2 -	303	296	100	< 0,5
9/2 -	352	350	400	< 0,5

Se han incluido en la tabla precedente los niveles de 303 y 352 keV que verosimilmente forman parte de la banda estudiada. La constante rotacional de la banda es $C_{3/2} = 6,0 \text{ keV}$

V-10. Otros niveles no asignados

Después de la clasificación efectuada y como suele ocurrir en sistemas tan complejos, un cierto número de líneas ha quedado sin asignación. Por debajo de 400 keV solamente han quedado los α_{82} y α_{325} de intensidad muy débil. Por encima de 400 keV, destaca por su intensidad la α_{408} , que pudiera tentativamente asignarse al orbital 9/2 -(734↑) pero en esta zona de trabajo y en las presentes circunstancias, no pueden hacerse asignaciones consistentes.

Por encima de 450 keV existe un sistema de líneas (véase figura 28) que indudablemente representa un sistema de bandas basadas en estados de vibración β y γ para los cuales se puede esperar factores de impedimento bajos y transiciones gamma a la banda fundamental (53). Desgraciadamente sólo técnicas muy refinadas en coincidencia permiten un estudio adecuado de esta zona, por lo que en las presentes circunstancias, sin un mejor conocimiento de las intensidades y transiciones entre niveles, no puede realizarse intento alguno de asignación.

V-11. Esquema de desintegración del U^{235}

Como resultado de las asignaciones realizadas en el presente capítulo, se incluye el esquema de desintegración propuesto para el U^{235} , en la figura 35 en cuya parte superior izquierda se ilustra el simbolismo utilizado. No se han incluido en ella niveles energéticos por encima de 450 keV, puesto que no se han podido agrupar en bandas de vibración y supondrían una mera redundancia de la figura 28.

Los resultados obtenidos no contradicen los de otros investigadores (15)(18)(82) y permiten un mejor conocimiento de otros estados de partícula y transiciones, gracias a la mejora de las presentes condiciones experimentales. Igualmente, el esquema de niveles del Th^{231} propuesto se encuentra de acuerdo con los resultados obtenidos a partir de la desintegración del Ac^{231} (110), en la que se observan líneas gamma de 185, 280, 390 y 710 keV; las dos primeras coinciden bien con valores medidos (véase tabla XII) y la cuarta con un nivel propuesto en el esquema de la figura 28. Es de esperar que cuando se estudie el Ac^{231} en mejores condiciones, se puedan conocer mejor los niveles superiores del Th^{231} .

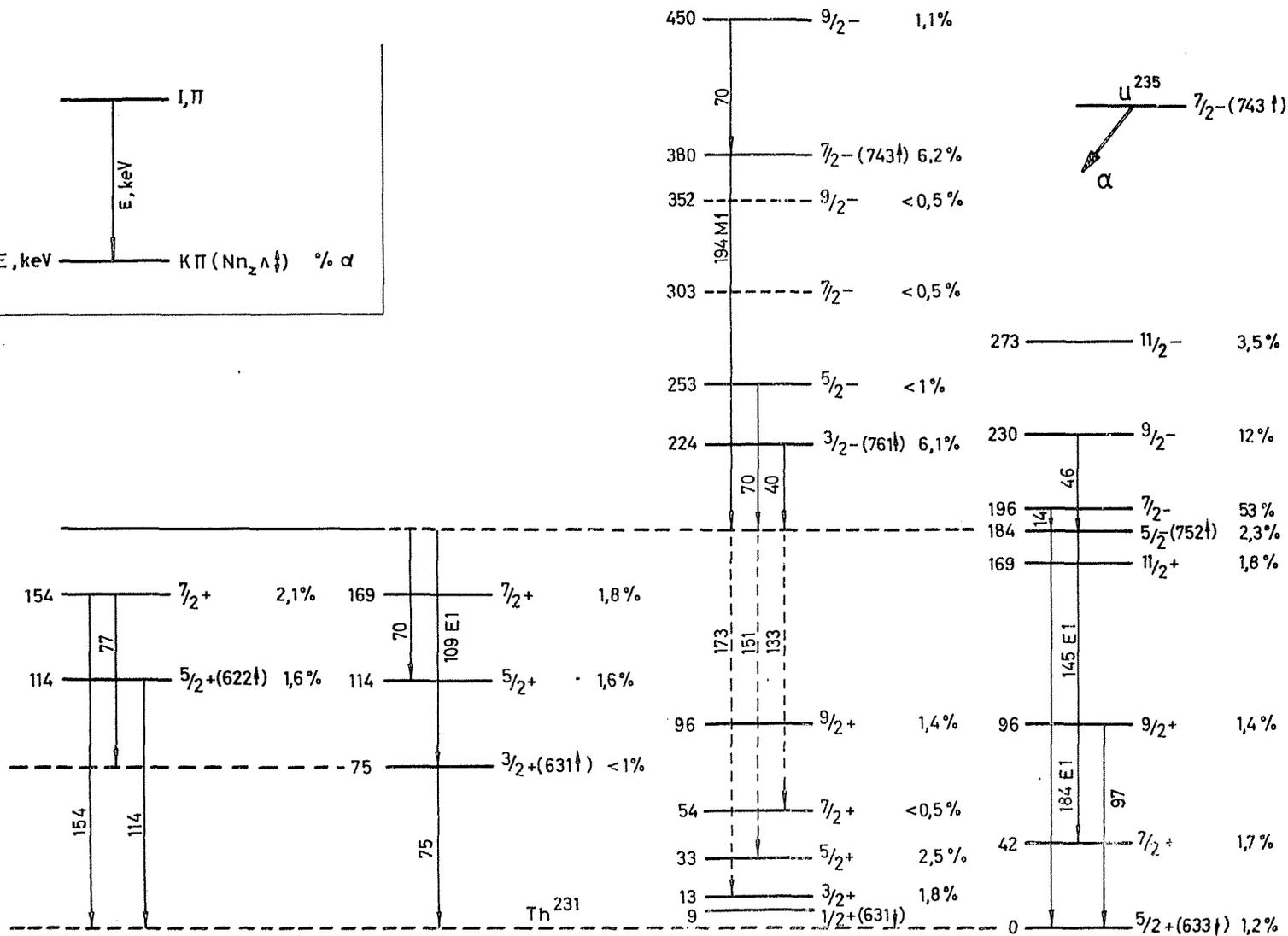
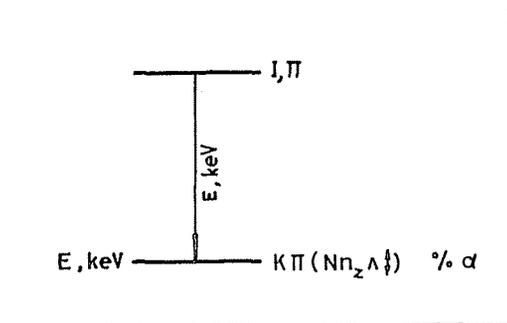


Fig. 35.- Esquema de niveles del Th^{231} agrupados en bandas

APENDICE I

Actividades alfa presentes en las muestras de uranio enriquecido

Un problema muy importante que se plantea en la medida del espectro alfa del U^{235} es la presencia de otros isótopos de uranio, así como otros núclidos emisores alfa que proceden de la desintegración de éstos. Para facilitar la discusión, se incluyen en la tabla A-I los periodos, y en la A-II la estructura fina alfa de los núclidos de interés, ambas procedentes de datos tomados de la referencia (61).

Tabla A-I
Periodos de núclidos presentes en muestras de U^{235}

Núclido	Periodo
U^{234}	$2,44 \times 10^5$ a
U^{235}	$7,1 \times 10^8$ a
U^{236}	$2,39 \times 10^7$ a
U^{238}	$4,46 \times 10^9$ a
Th^{230}	8×10^4 a
Th^{231}	25,6 h
Th^{232}	$1,4 \times 10^{10}$ a
Th^{234}	24,1 d
Pa^{231}	$3,43 \times 10^4$ a
Pa^{234}	6,66 h

En el proceso de preparación del uranio enriquecido, van implicadas operaciones químicas de separación que aseguran que el producto inicial contiene practicamente puros los isótopos de uranio U^{238} , U^{235} , U^{234} y U^{236} , que durante el periodo de almacenamiento han

Tabla A-II
Estructura fina alfa de núclidos presentes en muestras de U²³⁵

Núclido	Energía, keV (Intensidad, %)				
U ²³⁸	4195 (77)	4145 (23)	4037 (0,23)		
U ²³⁴	4768 (72,5)	4717 (27,5)	4595 (0,37)		
Th ²³⁰	4685 (76,3)	4619 (23,4)	4546 (0,07)	4474 (0,2)	
	4439 (0,07)	4363 (0,08)	4293 (0,07)	4209 (0,06)	
U ²³⁶	4488 (74)	4438 (26)	4326 (0,26)		
Th ²³²	4007 (77)	3948 (23)	3825 (0,2)		
Pa ²³¹	5049 (8,7)	5018 (23)	5001 (28)	4938 (27)	4843 (1,5)
	4724 (10)	4667 (1,3)	4627 (0,3)		

dado lugar a la producción de otros núclidos emisores alfa. Para facilitar la discusión, se estudiarán separadamente los productos de desintegración a que da lugar cada uno de los isótopos citados.

a) Cadena U²³⁸. Los emisores alfa que proceden de esta cadena son el U²³⁴ y el Th²³⁰; éste último tiene un periodo tan largo que se puede considerar despreciable el contenido de Ra²²⁶. Así pues estos núclidos contribuirán en el espectro con los picos prominentes del U²³⁴, α_0 y α_{51} y en menor proporción el α_{174} , los α_0 y α_{51} del U²³⁸ de menor intensidad, el α_0 del Th²³⁰ (enmascarado por el U²³⁴) y el α_{46} del mismo núclido. La intensidad del resto de la estructura fina del Th²³⁰ es de intensidad muy inferior a la de las dos líneas citadas, por lo cual no da lugar a interferencias.

b) Cadena U^{236} . La presencia de este isótopo artificial en el uranio enriquecido se debe a su contenido de uranio reciclado procedente del proceso de tratamiento de elementos combustibles irradiados, y contribuirá en el espectro con sus líneas α_0 y α_{50} . El Th^{232} a que se desintegra el U^{236} no plantea ni por su energía ni por su baja actividad específica ninguna interferencia.

c) Cadena U^{235} . Dejando aparte las líneas del U^{235} objeto del presente estudio el único emisor alfa, e interruptor práctico de la cadena por su largo período, es el Pa^{231} , cuyas líneas alfa quedan en su totalidad por encima de 4600 keV, con lo que en este caso no da lugar a ninguna interferencia.

La consecuencia práctica de estas consideraciones, es que no se requiere la separación de Th y Pa para el estudio del espectro alfa del U^{235} , lo cual simplifica en gran manera la operación de preparación de muestras.

APENDICE II

Actividades gamma presentes en las muestras de uranio enriquecido

El estudio del espectro gamma del U^{235} puede complicarse, debido a las interferencias de otros isótopos de uranio o productos de su desintegración, por lo que resulta imprescindible una estimación previa de estas actividades a fin de conocer las limitaciones de la medida. En la tabla A-III se incluyen las principales líneas gamma de los núclidos de interés, a base de datos tomados de (61).

Tabla A-III

Líneas gamma de núclidos presentes en muestras de uranio enriquecido

Núclido	Energía, keV (Intensidad)			
U^{234}	53			
U^{238}	48			
U^{236}	50			
Pa^{231}	295 (100)	48 (5)	27 (100)	
Pa^{234}	1680 (2,5%)	1430 (3,5%)	924 (25%)	877 (14%)
	732 (9%)	566 (7%)	368 (3,5%)	225 (13%)
	153 (7%)	125 (15%)	99,2 (14%)	43,0 (20%)
Th^{234}	93 (14,8%)	64 (6,5%)	29 (6,5%)	
Th^{230}	67,8 (0,59%)			
Th^{231}	163,3 (0,2%)	135,8 (0,2%)	99,3 (2%)	84 (11%)

Los efectos de la radiación gamma del U^{234} , U^{238} y U^{236} son imposibles de evitar en las presentes condiciones, aunque afortunadamente su interferencia se circunscribe a la zona de unos 50 keV.

La relación de actividades del U^{238} al U^{235} es en el caso presente para las muestras enriquecidas al 90% en U^{235} , $1,5 \times 10^{-2}$, con lo cual, la línea gamma en el espectro total debido al Th^{234} y Pa^{234} tiene una intensidad de 0,38%.

La interferencia más importante es la debida al Th^{231} , ya que a causa de lo corto de su periodo, en pocos días alcanza el equilibrio secular con el U^{235} ; su pico principal afecta a la zona de 90 keV, muy interferida por rayos X procedentes de conversiones internas y autoabsorción de partículas alfa en la muestra, por lo que en la zona en cuestión no pueden realizarse medidas de intensidad de líneas.

Finalmente el Pa^{231} y Th^{230} por lo largo de sus periodos, no plantean ninguna dificultad especial.

BIBLIOGRAFIA

- (1) A. Bohr, B.R. Mottelson. Dan. Mat. Fys. Medd. 27, nº 16 (1953)
- (2) M. Geoppert-Mayer. Phys. Rev. 75, 1969 (1949)
- (3) O. Haxel, J.H.D. Jensen, H.E. Suess. Phys. Rev. 75, 1799 (1949)
- (4) B.R. Mottelson, S.G. Nilsson. Dan. Mat. Fys. Medd. 1, nº 8 (1959)
- (5) D. Strominger. Nuclear Phys. 3, 197 (1957)
- (6) K. Alder, A. Bohr, T. Huus, B. Mottelson, A. Winther. Rev. Mod. Phys. 28, 432 (1956)
- (7) M. Deutsch, O. Kofoed-Hansen. Experimental Nuclear Physics (editado por M. Segre) Vol. III, pag. 427 Academic Press, (New York), 1960
- (8) I. Perlman, J.O. Rasmussen. Handbuch der Physik (editado por S. Flugge) Vol. XXXIX, pag. 109 Springer-Verlag, (Berlin) 1957
- (9) G.C. Hanna. Experimental Nuclear Physics (editado por E. Segre) Vol. III, pag. 54 John Wiley - Sons. Inc. (New York), 1959
- (10) M. Deutsch, O. Kofoed-Hansen. Experimental Nuclear Physics (editado por E. Segre) Vol. III, pag. 268 John Wiley - Sons. Inc. (New York), 1959
- (11) M.E. Rose. Nuclear Spectroscopy (editado por F. Ajzenberg-Selove) Vol. B, pag. 834 Academic Press, (London), 1960
- (12) L.A. Sliv, I.M. Band. Coefficients of Internal Conversion of Gamma Radiation. Traducción de la Universidad de Illinois, Report 57 ICC KI y 58 ICC LI
- (13) G.E. Kocharov, G.A. Korolev. Izvest. Akad. Nauk. SSSR Ser. Fiz 25, 237 (1961)

- (14) A. Ghioso. Phys. Rev. 82, 979 (1951)
- (15) A.A. Vorolev, A. Komar, G.A. Korolev. Izvest. Akad. Nauk. SSSR Ser. Fiz. 24, 1092 (1960)
- (16) E. Würger, K.P. Meyer, P. Huber. Helv. Phys. Acta 30, 157 (1957)
- (17) R.C. Pilger. UCRL-3877 (1957)
- (18) S.A. Baranov. Izvest. Akad. Nauk. SSSR Ser. Fiz. 24, 1035 (1960)
- (19) S.A.E. Johansson. Arkiv. Fysic. 10, 97 (1956)
- (20) P.R. Bell. ORNL-1164 (1952)
- (21) R.C. Pilger. Bull Am. Phys. Soc. 2, 394 (1957)
- (22) C.W. Mallie. Bull Am. Phys. Soc. 1, 43 (1956)
- (23) I. Filimonov, B.V. Pshenichnikov. Soviet Phys. JETP 8, 378 (1959)
- (24) R. Gaeta. An. Real. Soc. Esp. Fis. Quim. LX (A) 37, (1964)
- (25) D.W. Engelkemeir, L.B. Magnusson. Rev. Sci. Instr. 26, 295 (1955)
- (26) P. Martinez, F.E. Seftle. Rev. Sci. Instr. 31, 974 (1960)
- (27) G. Bertoldini, A.M. del Turco, G. Restelli. Nuclear Instr. 7, 350 (1960)
- (28) F.S. Stephens. Nuclear Spectroscopy (editado por F. Ajzenberg-Selove) Vol. A, pag. 170, Academic Press, (London), 1960
- (29) G.L. Miller, W.M. Gibson, P.F. Donovan. Am. Rev. Nuclear Sci. 12, 189 (1962)
- (30) G. Dearnaley, D.C. Northrop. Semiconductor Counters for Nuclear Radiations. E - F.N. Spon Limited, (London), 1963

- (31) J.L. Blankenship, C.I. Borkowski. IRE Trans. Nuclear Sci. NS-8, 17 (1961)
- (32) H. Beaumevieille. CEA-2138 (1962)
- (33) A. Chethan-Strode, J.R. Tarrant, R.J. Silva. IRE Trans. Nuclear Sci. NS-8, 59 (1961)
- (34) A. Blanc, G. Roux. Intern. Atomic Conf. Nuclear Electronics (Belgrado) III, 241 (1960)
- (35) G. Roux. CEA-2388 (1963)
- (36) J.L. Blankenship, C.L. Borkowski. IRE Trans. Nuclear Sci. NS-7, 190 (1960)
- (37) E. Fairstein. TID-6119 (1960)
- (38) G. Fabri, E. Gatti, V. Svelto. Nuclear Instr. 15, 237 (1962)
- (39) R.L. Chase. IRE Trans. Nuclear Sci. NS-9, 199 (1962)
- (40) W. Jackson. AERE C/R-2767 (1959)
- (41) R. Gaeta, F. Manero. An. Real Soc. Fis. Quim. LX (A) 45 (1964)
- (42) M. Frisch, I. Feldman. UR-426 (1956)
- (43) J.A. Crawford. AECD-2034 (1948)
- (44) L.L. Goldin, E.F. Tertiakov. Izvest. Akad. Nauk. SSSR Ser. Fiz. 20, 859 (1956)
- (45) W.Y. Chang. Phys. Rev. 69, 60 (1946)
- (46) W.G. Wadey. Phys. Rev. 74, 1846 (1948)
- (47) D.G. Alburger, G. Friedlander. Phys. Rev. 81, 523 (1951)

- (48) W.C. Barber, H.H. Helm. Phys. Rev. 86, 275 (1952)
- (49) A. Migdal. J. Phys. U.S.S.R. 4, 449 (1941)
- (50) A. Chetham-Strode. UCRL-3322 (1956)
- (51) M.W. Hill. UCRL-8423 (1958)
- (52) V.B. Shubramanyan. UCRL-11082 (1963)
- (53) G.M. Lederer. UCRL-11028 (1963)
- (54) J.W.T. Dabbs, F.J. Walter. Semiconductor Nuclear Particle Detectors Proc. Informal Conf. Asheville, N.C. (1960)
- (55) S.A. Baranov. Nuclear Phys. 43, 547 (1963)
- (56) L.L. Goldin, G.I. Novikova, E.P. Pretiakov. Conference of the Academy of Sciences of the USSR (1955)
- (57) F.L. Clark, H.J. Spencer-Palmer, R.N. Woodward. J. South African Chem. Inst. 10, 74 (1957)
- (58) B.G. Harvey, H.G. Jacson, T.A. Eastwood, G.C. Hanna. Can. J. Phys. 35, 258 (1957)
- (59) G. Amsel. Nuclear Instr. 8, 92 (1960)
- (60) V.N. Adreev. Soviet Phys. JETP 15, 630 (1962)
- (61) B.S. Dzelepov, L.K. Peker, V.O. Sergejev. Decay Schemes of Radioactive Nuclei Academy of Sciences of the USSR Press. Moscow, 1963
- (62) J.W.M. Dumont. Proc. Rehovoth Conf. Nuclear Structure (editado por H.J. Lipkin), pag. 509. North Holland Publishing Co. (Amsterdam), 1958
- (63) C.E. Crouthamel. Applied Gamma-ray Spectroscopy Pergamon Press (New York), 1960

- (64) R.L. Heath. IDO-16408 (1957)
- (65) R. Gaeta, E. Pérez. (Trabajo no publicado)
- (66) W. Ball. Nuclear Instr. 1, 71 (1957)
- (67) K.W. Marlow. Nuclear Instr. 15, 188 (1962)
- (68) R. Gaeta, F. Manero. Proc. Int. Conf. Peaceful Uses Nuclear Energy, 14, 331 (1958)
- (69) R.L. Heath. IRE Trans. Nuclear Sci. NS-9, 294 (1962)
- (70) R. Gaeta, F. García Cañada, J. Rodríguez. (Trabajo no publicado)
- (71) S.H. Vergons, L.L. Marsden, R.L. Heath. IDO-16370 (1958)
- (72) R. Gaeta, F. Manero. JEN-61 (1959)
- (73) F. Manero. JEN-96 (1962)
- (74) R. Gaeta, F. Manero. JEN-DF-MF-1 (1963)
- (75) Catálogo general de Harshaw Chemical Company (1962)
- (76) G.W. White. NBS-583 (1957)
- (77) K.A. Kraus, H.D. Phillips, F. Nelson. Radioisotopes in the Physical Sciences and Industry. Vol. III, pag. 387. IAEA (Viena), 1962
- (78) J.M. Clement. (Trabajo no publicado)
- (79) B.L. Robinson. Bull. Am. Phys. Soc. 8, 321 (1963)
- (80) W. Warzanskyj, A. Tanarro. An. Real Soc. Fis. Quim. LIX (A), 213 (1963)

- (81) R.K. Girgis, R. van Lieshout. Nuclear Phys. 12, 672 (1959)
- (82) F.S. Stephens. UCRL-2970 (1955)
- (83) E.K. Hyde. UCRL-8783 Rev. (1963)
- (84) S.G. Nilsson. Dan. Mat. Fys. Medd. 29, nº 16 (1955)
- (85) A. Bohr. Dan. Mat. Fys. Medd. 26, nº 14 (1955)
- (86) A. Bohr, B.R. Mottelson. Dan. Mat. Fys. Medd. 30, nº 1 (1955)
- (87) D. Inglis. Phys. Rev. 96, 1059 (1954) 97, 701 (1955)
- (88) A.B. Migdal. Nuclear Phys. 13, 655 (1959)
- (89) A.K. Kerman. Dan Mat. Fys. Medd. 30, nº 15 (1956)
- (90) S.A. Mozskowsky. Handbuch der Physik (editado por S. Flugge)
Vol. XXXIX, pag. 411 Springer-Verlag (Berlin), 1957
- (91) A. Bohr, B.R. Mottelson. Beta and Gamma-ray Spectroscopy
(editado por K. Siegbahn) Capitulo XVII. North Holland Publishing
Company (Amsterdam), 1955
- (92) F.S. Stephens, F. Asaro, I. Perlman. Phys. Rev. 113, 212 (1959)
- (93) R.G. Thomas. Prog. Theoret. Phys. 12, 253 (1954)
- (94) C.J. Gallagher, J.O. Rasmussen. J. Inorg. Nuclear Chem. 3, 333
(1957)
- (95) A. Bohr, P.O. Fröman, B.R. Mottelson. Dan. Mat. Fys. Medd. 29,
nº 10 (1955)
- (96) H.J. Mang, J.O. Rasmussen. UCRL-10648 (1962)
- (97) H.J. Mang, J.O. Rasmussen. Kgl. Danske Videnskab. Selskab. Mat.
Fys. Skrifter 2, nº 3 (1962)

- (98) O. Prior. Arkiv Fysic 16, 15 (1959)
- (99) G. Alaga, R. Alder, A. Bohr, B.R. Mottelson. Dan. Mat. Fys. Medd. 29, nr 9 (1955)
- (100) M.E. Voikhanskii. Soviet Phys. JETP 6, 771 (1958)
- (101) K.L. van der Luis, J. McNally. J. Op. Am. Soc. 44, 65 (1954)
- (102) C.A. Hutchinson, P.M. Lewellyn, E. Wong, P. Dorian. Phys. Rev. 102, 292 (1956)
- (103) J.O. Newton. Nuclear Phys. 3, 345 (1957)
- (104) C.P. Ruiz. UCRL-9511 (1961)
- (105) J.K. Lum, L.H. Ligth, F. Asaro. UCRL-9679 (1959)
- (106) O. Prior. Arkiv Fysic 14, 451 (1959)
- (107) S.A. Baranov, V.M. Kulakov, S.N. Belenky. Nuclear Phys. 41, 95 (1963)
- (108) E.F. Tretiakov, M.P. Anikina, L.L. Goldin, G.I. Novikova, N.I. Pirogova. Soviet Phys. JETP 10, 656 (1960)
- (109) D. Strominger. UCRL-3374 (1956)
- (110) K. Takahashi, M. Morinaga. Nuclear Phys. 21, 133 (1960)

J. E. N. 159-DF/I 49

Junta de Energía Nuclear, División de Física, Madrid.

"Esquema de desintegración del U^{235} ".

GAETA CABALLERO, R. (1965) 133 pp. 35 figs. 110 refs.

Se ha efectuado un estudio de los niveles excitados del Th^{231} procedentes de la desintegración alfa del U^{235} . El espectro alfa se ha medido con un espectrómetro de semiconductor, cuya resolución efectiva es de 18 keV. Se han identificado 19 nuevas líneas.

El espectro gamma se ha medido a partir de muestras finas de U^{235} libres de productos de desintegración y en condiciones geométricas tales, que se han eliminado la mayor parte de los efectos de interferencia. Los espectros en coincidencia gamma-gamma han facilitado un mejor conocimiento de las transiciones entre los distintos niveles.

J. E. N. 159-DF/I 49

Junta de Energía Nuclear, División de Física, Madrid.

"Esquema de desintegración del U^{235} ".

GAETA CABALLERO, R. (1965) 133 pp. 35 figs. 110 refs.

Se ha efectuado un estudio de los niveles excitados del Th^{231} procedentes de la desintegración alfa del U^{235} . El espectro alfa se ha medido con un espectrómetro de semiconductor, cuya resolución efectiva es de 18 keV. Se han identificado 19 nuevas líneas.

El espectro gamma se ha medido a partir de muestras finas de U^{235} libres de productos de desintegración y en condiciones geométricas tales, que se han eliminado la mayor parte de los efectos de interferencia. Los espectros en coincidencia gamma-gamma han facilitado un mejor conocimiento de las transiciones entre los distintos niveles.

J. E. N. 159-DF/I 49

Junta de Energía Nuclear, División de Física, Madrid.

"Esquema de desintegración del U^{235} ".

GAETA CABALLERO, R. (1965) 133 pp. 35 figs. 110 refs.

Se ha efectuado un estudio de los niveles excitados del Th^{231} procedentes de la desintegración alfa del U^{235} . El espectro alfa se ha medido con un espectrómetro de semiconductor, cuya resolución efectiva es de 18 keV. Se han identificado 19 nuevas líneas.

El espectro gamma se ha medido a partir de muestras finas de U^{235} libres de productos de desintegración y en condiciones geométricas tales, que se han eliminado la mayor parte de los efectos de interferencia. Los espectros en coincidencia gamma-gamma han facilitado un mejor conocimiento de las transiciones entre los distintos niveles.

J. E. N. 159-DF/I 49

Junta de Energía Nuclear, División de Física, Madrid.

"Esquema de desintegración del U^{235} ".

GAETA CABALLERO, R. (1965) 133 pp. 35 figs. 110 refs.

Se ha efectuado un estudio de los niveles excitados del Th^{231} procedentes de la desintegración alfa del U^{235} . El espectro alfa se ha medido con un espectrómetro de semiconductor, cuya resolución efectiva es de 18 keV. Se han identificado 19 nuevas líneas.

El espectro gamma se ha medido a partir de muestras finas de U^{235} libres de productos de desintegración y en condiciones geométricas tales, que se han eliminado la mayor parte de los efectos de interferencia. Los espectros en coincidencia gamma-gamma han facilitado un mejor conocimiento de las transiciones entre los distintos niveles.

Los datos experimentales han facilitado la construcción de un esquema de desintegración en el que se han determinado términos de bandas rotacionales correspondientes a los estados de Nilsson, $5/2 \downarrow (633 \downarrow)$, $1/2 \downarrow (631 \downarrow)$, $3/2 \downarrow (631 \uparrow)$, $5/2 \downarrow (622 \uparrow)$, $5/2 - (752 \uparrow)$, $3/2 - (761 \uparrow)$ y $7/2 - (743 \uparrow)$.

Los datos experimentales han facilitado la construcción de un esquema de desintegración en el que se han determinado términos de bandas rotacionales correspondientes a los estados de Nilsson, $5/2 \downarrow (633 \downarrow)$, $1/2 \downarrow (631 \downarrow)$, $3/2 \downarrow (631 \uparrow)$, $5/2 \downarrow (622 \uparrow)$, $5/2 - (752 \uparrow)$, $3/2 - (761 \uparrow)$ y $7/2 - (743 \uparrow)$.

Los datos experimentales han facilitado la construcción de un esquema de desintegración en el que se han determinado términos de bandas rotacionales correspondientes a los estados de Nilsson, $5/2 \downarrow (633 \downarrow)$, $1/2 \downarrow (631 \downarrow)$, $3/2 \downarrow (631 \uparrow)$, $5/2 \downarrow (622 \uparrow)$, $5/2 - (752 \uparrow)$, $3/2 - (761 \uparrow)$ y $7/2 - (743 \uparrow)$.

Los datos experimentales han facilitado la construcción de un esquema de desintegración en el que se han determinado términos de bandas rotacionales correspondientes a los estados de Nilsson, $5/2 \downarrow (633 \downarrow)$, $1/2 \downarrow (631 \downarrow)$, $3/2 \downarrow (631 \uparrow)$, $5/2 \downarrow (622 \uparrow)$, $5/2 - (752 \uparrow)$, $3/2 - (761 \uparrow)$ y $7/2 - (743 \uparrow)$.