

## Tesis de Posgrado

# Estudio de la estructura del Os 190 mediante la reacción Os 189 (n,gamma) Os 190

Mariscotti, Mario Alberto Juan

1967

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

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

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

**Cita tipo APA:**

Mariscotti, Mario Alberto Juan. (1967). Estudio de la estructura del Os 190 mediante la reacción Os 189 (n,gamma) Os 190. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. [http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis\\_1299\\_Mariscotti.pdf](http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1299_Mariscotti.pdf)

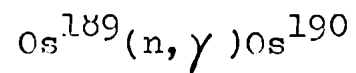
**Cita tipo Chicago:**

Mariscotti, Mario Alberto Juan. "Estudio de la estructura del Os 190 mediante la reacción Os 189 (n,gamma) Os 190". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1967. [http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis\\_1299\\_Mariscotti.pdf](http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1299_Mariscotti.pdf)

Universidad Nacional de Buenos Aires  
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales

ESTUDIO DE LA ESTRUCTURA DEL  $\text{Os}^{190}$

MEDIANTE LA REACCIÓN



Mario Alberto Juan Mariscotti

Tesis presentada para optar al título de  
Doctor de la Universidad de Buenos Aires



Director de tesis: Dr. Daniel R. Bès

*Daniel Bès*

-.1967.-

*Mario Alberto Juan Mariscotti*

- 1299 -

ef. 3

## RECONOCIMIENTOS.

La dirección, continua asistencia y amistad que el Dr. Daniel R. Bès me ha brindado desde la iniciación de mi doctorado es profundamente apreciada. Asimismo, le agradezco a la Dra. Gertrude Scharff-Goldhaber el privilegio de haberme permitido trabajar en el Grupo de Estructura Nuclear en el Brookhaven National Laboratory, y realizar los trabajos experimentales que se describen en la presente tesis, en la más estimulante atmósfera de entusiasmo y apoyo.

Muy en particular deseo expresar mi agradecimiento a los Dres. Walter R. Kane y Guy T. Emery quienes, además de iniciarme en las técnicas experimentales empleadas en las reacciones de captura de neutrones, me honraron con una espléndida amistad.\*

El presente trabajo no hubiera sido completado de no mediar el sostenido apoyo y empuje recibido de mi esposa a quién debo mi más cálido reconocimiento.

Por último, agradezco muy sinceramente a mis padres todo lo que, de modo imponderable, han contribuído a este trabajo.

---0---

\* Este trabajo fué, en parte, realizado en colaboración con Walter Kane y Guy Emery.

# ÍNDICE.

pag.

1. INTRODUCCIÓN.....	2
2. EQUIPO Y PROCEDIMIENTOS EXPERIMENTALES.....	8
2.1. Construcción de un detector de Ge(Li)...	9
2.2. Método para el análisis automático de espectros simples.....	12
2.2.1. Principio del método.....	13
2.2.2. Determinación del óptimo par $(z_0, w_0)$ .....	17
2.2.3. Aplicación de $S_i(z_0, w_0)$ al procedimiento de reconocer picos....	19
2.2.4. Estimación de los parámetros iniciales para enlazar con la subrutina de ajuste de cuadrados mínimos.....	22
2.3. Análisis de espectros de coincidencias bidimensionales.....	24
2.4. Procedimiento experimental para reducir los errores en la determinación de las energías.....	26
3. MEDICIONES Y RESULTADOS.....	28
3.1. Determinación de una escala de energías mediante el estudio de la reacción $Cr^{53}(n, \gamma)Cr^{54}$ .....	29
3.2. Determinación de la curva de eficiencia del detector de Ge(Li) para medir intensidades de las transiciones gamma.....	31
3.3. Resultados en $Os^{190}$ .....	32
4. DISCUSIÓN.....	35
Referencias	
Explicación de las tablas y de las figuras	
Tablas	
Figuras	

## 1. INTRODUCCIÓN:

El modelo de capas propuesto por María Goeppert-Myer y J.H.D. Jensen puso por primera vez en evidencia el papel fundamental que un nucleón individual juega en las excitaciones de bajas energías del núcleo. Más tarde, el estudio de los núcleos par-par demostró que una fuerza residual de apareamiento entre los nucleones existía, dando lugar a una característica particular de estos núcleos: la existencia de un claro en el esquema de niveles entre 0 y 1 ó 2 MeV. Este despoblamiento de niveles no es total pero los pocos estados nucleares encontrados en este intervalo no podían ser, en general, entendidos a la luz del modelo de capas.

En 1953, A. Bohr<sup>(1)</sup>, adoptando la imagen propuesta años atrás de un núcleo compuesto de un agregado de nucleones formando una unidad, desarrolló el modelo colectivo. En este modelo las desviaciones de la superficie de la forma esférica son introducidas como variables. Si las desviaciones son grandes, la deformación es permanente y entonces dos modos de movimiento son posibles; de rotación y de vibración.

Posteriormente, A. Bohr y B. Mottelson<sup>(2)</sup> tuvieron singular éxito al interpretar los primeros niveles de los núcleos par-par en la región de  $150 < A < 190$  y  $A > 226$ , como bandas rotacionales debidas a un sistema deformado con simetría axial. Esta simetría da lugar a un nuevo número cuántico K que representa la proyección del spin sobre el eje de simetría. Con el tiempo muchas bandas rotacionales correspondientes a distintos K, han sido encontradas experimentalmente.

Los rasgos más salientes de los esquemas de niveles de los núcleos fuera de la región mencionada fueron estudiados en sucesivos trabajos por G. Scharff-Goldhaber<sup>(3)</sup>. Estos, más tarde fueron interpretados por G. Scharff-Goldhaber y J. Weneser<sup>(4)</sup>, quienes asumieron, en base al modelo de Bohr, vibraciones "cuasi" armónicas de la superficie en torno a una forma esférica. Los núcleos así descritos son conocidos como esféricos en contraste con los deformados. Los núcleos esféricos se sitúan en la tabla periódica cerca de los núcleos de capa cerrada.

El modelo colectivo es de tipo fenomenológico pues ciertos parámetros como el momento de inercia y el parámetro de masa, son fijados en orden a ajustar los datos experimentales. El próximo paso es, entonces, establecer las fuerzas residuales que dan lugar a estos fenómenos colectivos.

La investigación de los últimos años ha prestado evidencias de que la componente de largo alcance de una fuerza general da lugar a una interacción de tipo cuadrupolar, la cual es predominante en los núcleos deformados. Por otro lado, las propiedades de los núcleos esféricos son consecuencia de la predominancia de la componente de corto alcance, la fuerza de apareamiento entre dos nucleones. De sumo interés es, pues, estudiar aquellos núcleos que por su posición intermedia entre estas dos regiones de la tabla periódica, tan nítidamente diferenciadas, permitan eventualmente investigar la acción recíproca de estas dos fuerzas.

G. Scharff-Goldhaber<sup>(5)</sup> puntualizó que los isótopos del Os con A par representan la única región en el sistema periódico en la cual una transición gradual de los núcleos fuertemente deformados a los esféricos es observada, en contraste con las otras dos regiones con  $88 \leq N \leq 90$  y  $86 \leq Z \leq 88$ . De estos isótopos, el Os<sup>190</sup> es particularmente interesante

porque el espaciamiento relativo de sus niveles de energía parece estar en discrepancia con respecto a la simetría axial asumida por Bohr y Mottelson, (ver ref. 15 y 13).

En 1950, Chu<sup>(7)</sup> descubrió el isómero  $\text{Os}^{190m}$  de 10 min de vida media, y en 1955 Aten, Feyfer, Sterk y Wapstra<sup>(6)</sup> estudiaron su decaimiento. De esta investigación se obtuvo la primera evidencia de la banda rotacional anómala montada sobre el nivel fundamental del  $\text{Os}^{190}$ . Posteriormente, G. Scharif-Goldhaber, Alburger, Harbottle y McKeown<sup>(8)</sup> establecieron definitivamente la correcta secuencia de niveles hasta el estado con spin  $8+$ . Estos autores señalaron que la secuencia de niveles no era proporcional a  $I(I+1)$  y que, aún más, aquella tampoco podía ser interpretada introduciendo el término  $\beta I^2(I+1)^2$ , sugerido por Bohr y Mottelson<sup>(2)</sup>.

El decaimiento de  $12\text{-d}$  del  $\text{Ir}^{190}$  fué investigado por Diamond y Hollander<sup>(9)</sup> en 1958. Como resultado de este estudio se confirmó la existencia de un segundo estado  $2^+$ , anteriormente alcanzado mediante excitación coulombiana por Barloutaud y colaboradores<sup>(10)</sup> y McGowan y Stelson<sup>(11)</sup>.

Una banda rotacional montada sobre este segundo nivel  $2^+$  a  $557 \text{ keV}$  fué hallada por Nielsen y colaboradores<sup>(12)</sup>, consistente en un estado  $3^+$  a  $755 \text{ keV}$  y otro a  $954 \text{ keV}$  con spin  $4^+$ . Esta segunda banda puede ser interpretada como <sup>montada a</sup> una vibración gamma, según el model de Bohr y Mottelson, en dónde se asumen vibraciones en torno a la simetría axial. Asimismo se ajusta muy bien a las predicciones de Davydov y colaboradores<sup>(13), (14)</sup> quienes propusieron un modelo en el cual el núcleo rota sin guardar simetría axial.

Diferencias más nítidas entre el modelo de Davydov, ó del rotor asimétrico, y el de Bohr, con respecto a los niveles de energía, pueden ser puestas en evidencia mediante el estudio de los estados superiores.

Una segunda banda  $K=0$  y una primera  $K=4$ , correspondientes a una vibración gamma con dos fonones, cuya energía es aproximadamente el doble de la energía del primer nivel de la banda  $K=2$ , es predicha por el modelo de Bohr. Por otro lado, el modelo del rotor asimétrico de Davidov <sup>original,</sup> no comprende una banda  $K=0$  superior, y la primera banda  $K=4$  debería comenzar a cuatro veces la energía del segundo nivel  $2^+$  a 557 keV.

Trabajos mas recientes sobre el  $Os^{190}$  han permitido establecer la existencia de nuevos niveles. W. Kane, G. Emery, G. Scharff-Goldhaber y McKeown<sup>(15)</sup> investigaron el decaimiento del  $Ir^{190}$  y confirmaron la presencia de un nivel de paridad positiva a 1161 keV previamente hallado por Nielsen et al.<sup>(12)</sup>, al cual le asignaron spin y paridad  $4^+$ . La presencia de este nivel contribuiría a dar crédito al modelo de Bohr, mientras que el espaciamiento de los niveles de la banda rotacional del estado fundamental favorece al esquema de Davidov.

El esquema de niveles propuesto por Kane et al. incluyendo resultados de investigaciones previas es presentado en la Fig. 1.

El asignamiento  $4^+$  al nivel a 1161 keV fué más tarde confirmado por Yamazaki<sup>(16)</sup> mediante correlaciones angulares. Sin embargo, un reciente trabajo de Harmatz y Handley<sup>(17)</sup> indica que el correcto spin es 3, en desacuerdo con los dos previos autores. Por esta razón, adicionales evidencias parecen ser necesarias en orden a decidir el carácter de este estado.

Niveles con spin 0, por otro lado, no han sido encontrados hasta ahora en el  $Os^{190}$  aunque la existencia de dos niveles con este spin en  $Os^{188}$  indicaría que estos son estados posibles también en el primero. La razón por la cual estos niveles no han sido <sup>hasta ahora</sup> hallados en  $Os^{190}$  se debe probablemente a que ninguno de los decaimientos radioactivos que conducen a los estados excitados de este núcleo tiene spin más bajo que 4, excepto el  $Re^{190}$  de muy corta vida media (3 min). (Los otros decaimientos son:  $Os^{190m}(10^-)$ ,  $Ir^{190}(4^-, 12 \text{ d})$ ,  $Ir^{190m}(7^+, 1.2h)$  e  $Ir^{190m}(11^-, 3.2h)$ ).



El presente trabajo consiste en un estudio de los niveles del  $\text{Os}^{190}$  alimentados mediante la reacción de captura de un neutrón térmico en  $\text{Os}^{189}$ . La principal ventaja que exhibe esta reacción respecto de los decaimientos radioactivos es que el spin del estado compuesto  $\text{Os}^{189} + n$  es ó  $1^-$  ó  $2^-$ , puesto que el estado fundamental del  $\text{Os}^{189}$  tiene spin  $3/2^-$ .

El estado compuesto, o estado de captura, decae principalmente por medio de transiciones de caracter dipolar eléctrico. El a los niveles de bajas energías con spin entre  $0^+$  y  $3^+$ . De esta manera es posible investigar la existencia de los niveles  $0^+$  mencionados anteriormente, establecer probabilidades de transición relativas entre estados de una misma banda o distinta banda, contribuir a discernir el spin del nivel a  $1161 \text{ keV}$  puesto que si es fuertemente alimentado por una transición primaria es dudoso que tenga spin  $4^+$  y por último ampliar el conocimiento de bandas y niveles a más altas energías, algunos de los cuales ya han sido hallados en previas investigaciones (12), (15) y (17).

En el estudio experimental de la estructura de un núcleo no sólo interesan las energías de los niveles sino también la probabilidad de transición entre ellos. Esta última cantidad representa una herramienta de prueba de los modelos más fina que el espaciamiento entre los niveles. Experimentalmente, sin embargo, las probabilidades de transición pueden ser medidas con una precisión mucho menor que la obtenida en la determinación de las energías. En este trabajo procuramos disminuir los errores de las primeras empleando cuidadosamente métodos de cuadrados mínimos para establecer tanto la intensidad de la radiación gamma como la eficiencia de nuestros detectores en función de la energía, de manera de hacer la compa-

ración con las predicciones teóricas lo más significativa posible.

Varios cálculos han sido llevados a cabo en base a diferentes modelos. Estos pueden ser agrupados de la siguiente manera; a) cálculos que asumen el modelo de Bohr en donde no se considera la interacción rotación-vibración<sup>(2)</sup> y aquellos que toman en cuenta dicha interacción<sup>(18)</sup>, b) cálculos basados en el modelo del rotor asimétrico<sup>(13,14,19,20,21)</sup>, c) cálculos basados en modelos microscópicos<sup>(22,23,63)</sup>

Los dos primeros grupos son llamados modelos fenomenológicos pues ajustan cantidades como los momentos de inercia y los parámetros de masa con los resultados experimentales. El último grupo incluye los estudios llevados a cabo en base a resolver un hamiltoniano compuesto de un término del tipo del modelo de capas y otros que toman en cuenta las fuerzas residuales como la de apareamiento y cuadrupolar.

En la sección 2 se describirán el equipo utilizado y los procedimientos experimentales empleados. Se explica la manera en que se construyó un detector de Ge(Li), la puesta en funcionamiento de un método desarrollado con el objeto de automatizar el análisis de los datos obtenidos de espectros simples así también como de aquellos resultantes de la experiencias de coincidencias bidimensionales. Finalmente en la sección 2 se describe de que manera se procuró disminuir al máximo los errores debidos a no-linearidad del sistema de medición.

En la sección 3 se presentan los resultados obtenidos en la reacción  $\text{Cr}^{53}(n,\gamma)\text{Cr}^{54}$  estudiada previamente con el propósito de disponer de un efectivo sistema de calibración tanto para energías como intensidades. En esta sección también se dan los resultados obtenidos en  $\text{Os}^{190}$ .

Por último la sección 4 está dedicada a la discusión de los resultados y a la comparación con las predicciones de los distintos modelos.

## 2. EQUIPO Y PROCEDIMIENTOS EXPERIMENTALES.

Un blanco de 1.4 g del isótopo  $\text{Os}^{189}$  fue expuesto a un haz de neutrones térmicos salientes del reactor de grafito en el Laboratorio Nacional de Brookhaven, con una intensidad de  $8 \times 10^6$  neutrones/ $\text{cm}^2 \cdot \text{seg}$ , colimado a 3mm de diámetro.

Se emplearon dos detectores de Ge(Li), uno de  $2 \text{ cm}^3$  construido bajo la dirección del Dr. Walter Kane (ver sección 2.1), y el otro de  $10 \text{ cm}^3$  provisto por la División de Instrumentación del referido Laboratorio<sup>(25)</sup>. Mediciones de espectros simples fueron llevadas a cabo con dichos detectores y de espectros de coincidencias bidimensionales empleando uno de los diodos de Ge para detectar los rayos gamma de alta energía que desexcitan el estado de captura, y un cristal de NaI(Tl) de  $7.6 \times 7.6 \text{ cm}$  para obtener los rayos gamma de baja energía en la región de 0-1.5 Mev ó 0-0.8 Mev, alternativamente.

Las señales provenientes tanto del detector de Ge(Li) como de un generador de pulsos de precisión eran dirigidas hacia un preamplificador fabricado con transistores especiales (F.E.T.)<sup>(26)</sup> que a su vez las transmitía a través de un amplificador lineal en un amplificador de línea de base variable ("bias amplifier")<sup>(27)</sup>, y de allí las señales eran almacenadas en un analizador multicanal<sup>(28)</sup> provisto de una memoria de 16.384 lugares y de dos convertidores analógicos digitales, cada uno de 1024 canales.

Para el caso de experimentos bidimensionales de coincidencias la memoria fue utilizada como una matriz de  $256 \times 64$  lugares, es decir que se disponían 64 canales para distribuir el espectro obtenido con el cristal de NaI(Tl) y de 256 canales para el espectro de los pulsos provenientes del detector de Ge(Li).

Al término de cada experimento los datos eran grabados en

cinta magnética para su ulterior procesamiento en la computadora. Con el objeto de emplear la computadora con un máximo de eficiencia se escribieron los siguientes programas:

PALMUD<sup>(29)</sup> permite imprimir y graficar los datos con un máximo de flexibilidad en cuanto a la elección de escalas, tipo de gráfico (lineal o logarítmico), símbolos, dibujo de los errores correspondientes a cada punto, dibujo de diferentes espectros dentro del mismo sistema de coordenadas, etc. La principal función de este programa es, sin embargo, determinar automáticamente la posición de los picos que estuvieran contenidos en los datos mediante un método desarrollado durante la realización de esta investigación<sup>(37)</sup> (ver sección 2.2), y a continuación llevar a cabo un ajuste de cuadrados mínimos para cada pico empleando una función Gaussiana<sup>(30)</sup>. Por último el programa permite facilitar el análisis de los espectros bidimensionales (ver sección 2.3).

PULCAL es un programa utilizado para evitar los errores debidos a la no linealidad del sistema electrónico en la determinación de las energías de los rayos gamma detectados. Su función es hacer una transformación tal que la posición de los picos quede expresada en unidades del generador de pulsos en lugar del número de canal en la memoria del analizador.

LEVELS establece el mejor valor para cada nivel de energía, mediante cuadrados mínimos, tomando en cuenta todas las transiciones gamma que excitan y desexcitan dicho nivel.

LESFIT lleva a cabo un ajuste de cuadrados mínimos de la curva de eficiencia de nuestros detectores de Ge(Li).

## 2.1. Construcción de un detector de Ge(Li).

Hasta aproximadamente el comienzo de esta década los detectores fabricados en base a semiconductores, llamados también detectores de estado sólido, tenían una aplicación limitada a las partículas

más pesadas como los protones o partículas alfa. En 1960, Pell<sup>(31)</sup> introdujo el procedimiento de obtener una zona de compensación en el material semiconductor entre el elemento "n" (donor) y el "p" (aceptor), permitiendo así aumentar considerablemente el espesor de la región sensible a la radiación. El material "p" empleado en aquel momento era Si el cual demostró ser muy apropiado para la detección de partículas beta aunque muy ineficiente para la detección de radiación electromagnética gamma. Los primeros en sugerir el Ge como elemento para reemplazar el Si fueron Freck y Wakefield<sup>(32)</sup> en 1962. El Ge permite fabricar detectores mucho más eficientes para la medición de rayos gamma pues tiene un Z mayor que el Si de tal manera que la sección eficaz para el efecto fotoeléctrico aumenta aproximadamente 40 veces.

El impulso que desde entonces, este tipo de espectrómetro ha recibido se debe a la gran resolución que con ellos se puede obtener, al costo y al fácil manejo que permite su tamaño y peso. En pocos años detectores de volúmenes hasta 50 cm<sup>3</sup> han sido fabricados<sup>(33)</sup>.

Para realizar el presente trabajo hemos construido un detector de Ge(Li) que probó ser muy apropiado en la primera parte de nuestros experimentos. El método empleado ha sido el siguiente.

De una barra de Ge conteniendo impurezas de Ga, de resistividad aproximada 10  $\Omega$ -cm, vida media de los portadores 120  $\mu$ seg y una densidad de dislocaciones de cerca de 2000 por cm<sup>2</sup> <sup>(34)</sup>, se cortó un trozo de caras paralelas de aproximadamente 1 cm de espesor. Para esta operación se empleó una sierra con filo de diamante<sup>(35)</sup>. Las caras de esta pieza fueron luego pulidas con granos de óxido de Al<sup>(36)</sup> de grosor 120, 320, 600 y 800. A continuación una de las caras se unta con Li mezclado en aceite cuidando que <sup>éste</sup> no se deslice

sobre los bordes para lo cual estos fueron envueltos con amianto. El dispositivo fué entonces calentado hasta 400 °C manteniéndolo así por cinco minutos a los efectos de difundir el Li dentro del Ge. De esta manera se forma una capa de material tipo  $n^+$  de aproximadamente 100 micrones de espesor. Una vez enfriado, el exceso de Li se lava con agua y alcohol metílico y se procede a pulir levemente las caras y los bordes. Para obtener un buen contacto óhmico en las caras, el cristal fué sumergido en una solución de Ni más hidróxido de amonia y calentado hasta llegar a ebullición. El nickeado de los bordes fue eliminado mediante un cuidadoso pulido antes de tratar a estos con una solución de 2 partes de ácido nítrico y 1 parte de ácido hidro-fluórico. Durante esta operación las caras fueron cubiertas con una cinta plástica resistente al ácido. Finalmente el dispositivo fue lavado en agua desmineralizada (18 M $\Omega$ ), y al aplicársele una diferencia de potencial de 400 volts a través de las caras, mostró ser un buen diodo ( corriente menor de 25 mA).

En estas condiciones el diodo fué sometido al proceso de inyectar el Li dentro del material p en orden a obtener la zona compensada. Para esto se lo sumergió en aceite de silicón (estable frente a aumentos de la temperatura, químicamente inerte) y por un período de tres semanas se lo mantuvo conduciendo una corriente de aproximadamente 250 mA mediante la aplicación de una diferencia de potencial de 100 volts, regulando la temperatura alrededor de los 50 °C.

Al cabo de esta operación se repitió el procedimiento de pulir los bordes y tratarlos con ácido para eliminar cualquier impureza depositada sobre ellos. Una vez más se controló que el sistema mantenía sus características de diodo y entonces se lo montó en un apropiado sostén que a su vez fue introducido en una cámara al vacío en contacto térmico con una prolongación del termo a ser llenado con aire líquido.

Llevado a un vacío de  $10^{-3}$  mm la corriente de pérdida fue medida en función de la temperatura mientras se llenaba el termo. El voltaje aplicado sobre el detector era de 200 volts. A la temperatura final del Ni líquido ( $77^{\circ}\text{K}$ ), la corriente de pérdida resultó ser menor que 1 nanoampere, lo que indica que el diodo tiene características adecuadas para ser empleado como detector.

A la tensión de 600 volts (determinada como óptima) la resolución obtenida fue de 4 Kev para la línea del  $\text{Cs}^{137}$  a 661 Kev, 6 Kev para los picos del  $\text{Co}^{60}$  a 1173 y 1330 Kev y aproximadamente 12 keV a una energía de 8 Mev.

El espesor de la región sensible a la radiación fue medida sumergiendo el diodo, antes del tratamiento <sup>final</sup>/con/<sup>el</sup>ácido, en una solución de Cu y aplicándole una diferencia de potencial (polo positivo a la cara con Li) de 6 volts, resultando ser de 7 mm. El área de las caras era de  $3\text{ cm}^2$ .

## 2.2. Método para el análisis automático de espectros simples. (37)

Debido a la alta resolución de los detectores de Ge(Li) en muchos casos es posible analizar cada línea por separado y obtener su posición, intensidad y ancho por medio de un ajuste de cuadrados mínimos del pico y de sus canales adyacentes. Tal procedimiento es más sencillo que los usados para estudiar espectros obtenidos con los cristales de NaI(Tl).

La complicación, sin embargo, en este caso consiste en el considerable mayor número de picos para analizar que uno obtiene en un solo experimento, y generalmente toma más tiempo analizar dicho experimento que llevarlo a cabo. Por esta razón técnicas que permitan reducir el tiempo de análisis son hoy día indispensables.

Al principio de nuestros experimentos solíamos graficar

los espectros como medio de localizar los picos y elegir el intervalo de canales adecuados para llevar a cabo un ajuste de cuadrados mínimos. Este procedimiento también requería una estimación inicial de los parámetros involucrados como altura del pico, ancho, magnitud del fondo y principalmente el centroide de este intervalo. Finalmente, estos datos debían ser perforados en tarjetas para ser remitidos a la computadora junto con el programa descrito en referencia 30. Dicho proceso debía ser repetido para cada uno de los picos que interesara analizar.

El presente método permite obtener tam análisis en forma totalmente automática, haciendo uso del ventajoso hecho de que el espectro es almacenado en cinta magnética y ésta representa uno de los más adecuados medios de enviar datos a la computadora. Mediante la aplicación de este método el programa lee los datos de la cinta magnética, encuentra los picos y establece una estimación inicial de los parámetros necesarios, para <sup>luego</sup> enlazar directamente con el subprograma de ajuste de cuadrados mínimos<sup>(30)</sup>. El tiempo consumido en el análisis de un espectro típico consistente en unos 30 picos es alrededor de 15 seg (en la computadora CDC6600). En este tiempo se obtiene una lista de las posiciones, alturas y anchos con sus errores de los picos resultantes del experimento. Fig. 2 muestra dos ejemplos que serán discutidos más adelante. Opcionalmente puede también obtenerse (en aproximadamente 5 seg adicionales) un gráfico de cada pico con la función que lo ajusta, superpuesta. En Fig. 3 se presentan algunos gráficos correspondientes a picos cuyos parámetros finales están dados en Fig. 2.

### 2.2.1. Principio del método.

Asumiremos que los picos pueden ser representados por funciones Gaussianas y que el fondo



puede ser aproximado por una función lineal dentro de cortos intervalos. Para un espectro de buena resolución estas dos suposiciones usualmente se cumplen muy bien si la longitud de dichos intervalos es igual a unas pocas veces el ancho del pico. Así, en tal intervalo, el número de cuentas en función del número de canal  $x$ , es

$$N(x) = G(x) + B + Cx \quad (1)$$

donde  $G(x)$  representa una función de Gauss si hay un pico en el intervalo considerado, y es cero de otra manera.  $B$  y  $C$  son constantes que describen el fondo.

Si uno supone que  $N(x)$  es una función continua, su segunda derivada  $N''(x)$  viene a ser independiente del fondo y se hace cero para cualquier intervalo en que no haya pico. Por lo tanto la presencia de un pico estaría determinada por la condición  $N''(x) \neq 0$ .

Para un caso real, sin embargo, los datos  $N_i$  representan una función discreta del número de canal  $i$ . Por analogía con la Eq.(1), y suponiendo que hay un pico en el intervalo, escribimos

$$N_i = A \exp(-(i-i_0)^2/2\sigma^2) + B + Cx \quad (2)$$

donde  $A$  es la altura del pico centrado en el canal  $i_0$ , y  $B$  y  $C$  son las mismas constantes que en la Eq.(1). El ancho del pico a altura mitad  $\Delta$  resulta ser 2,355 veces el parametro  $\sigma$ .

Debido a la naturaleza discreta de los datos, la segunda derivada es reemplazada por la segunda diferencia

$$S_i = N_{i+1} - 2N_i + N_{i-1} \quad (3)$$

la cual, como  $N''(x)$ , debería ser solamente diferente de cero en la vecindad de un pico. Sin embargo, puesto que los

datos  $N_i$  están definidos dentro de un error estadístico, los valores  $S_i$  fluctuarán en torno al valor medio de acuerdo a su desviación standard. Si el valor medio  $S_i$  en el canal  $i=i_0$  es comparable a su desviación standard entonces no será posible discernir las desviaciones de cero debidas a la presencia de un pico, de aquellas simplemente producto de la fluctuación estadística. Este efecto, por supuesto depende de la altura del pico y su ancho como así también del valor del fondo. Un simple cálculo basta para demostrsr que, de hecho, la desviacion standard de  $S_i$ ,

$$F_i = (N_{i+1} + 4N_i + N_{i-1})^{\frac{1}{2}} \quad (4)$$

es comparable a su valor medio cuando  $i=i_0$  a menos que  $A$  sea relativamente muy grande. Llamaremos  $A_{\min}$  a la altura de pico mínima necesaria para obtener  $S_{i_0} = F_{i_0}$ . En el caso particularmente ventajoso en que  $B=C=0$ , en Eq(2), uno obtiene  $A_{\min} = 6.25 \sigma^4$ , o sea para  $\sigma = 4$ ,  $A_{\min} = 1600$ .

Puesto que picos mucho más débiles debieran ser también resueltos, es necesario modificar la función  $S_i$  en orden a reducir su desviación standard. Con este propósito promediamos valores vecinos de  $S_i$  de modo de obtener una función segunda diferencia "suavizada". Esta función podría ser definida como

$$S_i(w) = \sum_{j=i-m}^{i+m} S_j \quad (5)$$

donde el parametro  $w = 2m + 1$ , ( $m$  entero), es arbitrario.

Si un  $w$  adecuado es elegido uno puede calcular la desviación standard de esta nueva función y luego el nuevo valor  $A_{\min}$  resultante. Puesto que éste disminuye considerablemente, aparece conveniente generalizar aún más esta función segunda

diferencia de tal manera de permitir también un número arbitrario de sucesivas operaciones como la indicada en Eq.(5). Esta función generalizada la definiremos como

$$S_i(z,w) = \sum_{j=i-m}^{i+m} \underbrace{\quad z \quad}_{\dots\dots\dots} \sum_{h=i-m}^{i+m} S_h \quad (6)$$

donde el número de sumatorias está indicado por el parámetro  $z$ . La función óptima, es decir el mejor par  $(z,w)$ , puede ser definido como aquel con el cual se obtenga el menor valor de  $A_{\min}$ . Las expresiones  $S_i$ , Eq.(3), y  $S_i(w)$ , Eq.(5), son ambos casos particulares de  $S_i(z,w)$  para  $z=0$  y  $z=1$ , respectivamente.

La determinación del óptimo par  $(z_0, w_0)$  será tratado en la próxima sección 2.2.2. Allí será mostrado que  $z_0 = 5$  y  $w_0 = 0.6$ . Adoptando estos valores,  $A_{\min}$  se reduce a 0.4 para el caso considerado más arriba (e.g.  $B=C=0, \sigma=4$  y  $N_i$  como en Eq.(2)). Si  $B$  es considerado más realísticamente, por ejemplo  $B=5000$ , entonces se obtiene  $A_{\min} = 50$ , un valor aún muy razonable.

Fig. 4 muestra la aplicación de  $S_i$ , ( $z=0$ ) y  $S_i(5,5)$  al espectro experimental presentado en la parte superior de la figura. Este espectro fue obtenido con el detector de Ge, de cuya fabricación hicimos referencia en una sección anterior, estudiando la reacción  $Cr^{53}(n,\gamma)Cr^{54}$  en la región de 3 a 4 Mev (ver sección 3.). El fondo en este espectro es alto, la mayoría de los picos son débiles y además hay dos dobletes. Estas características hacen este caso adecuado para poner a prueba la aplicación del método. Las desviaciones standard correspondientes a ambas funciones están señaladas con una línea, pudiéndose ver cómo las fluctuaciones estadísticas han sido reducidas por medio del procedimiento descrito más arriba.

Los treces picos numerados en el espectro de la parte superior son aquellos que han sido identificados por la computadora mediante la aplicación de  $S_i(z_0, w_0)$ , su desviación standard y el sistema de condiciones reseñadas en sección

2.2.3.

Para calcular la desviación standard de  $S_i(z,w)$  es conveniente expresar ésta en términos de  $N_j$ , los datos experimentales cuyos errores individuales se conocen. Para esto introducimos los coeficientes  $c_{ij}$  tal que

$$S_i(z,w) = \sum_{\text{todo } j} c_{ij}(z,w) N_j \quad (7)$$

En esta representación  $S_i$  puede ser considerada como un promedio pesado de los datos  $N_j$  donde los  $c_{ij}$  representan los respectivos pesos. Estos coeficientes se obtienen de la Eq. (6) y pueden ser definidos de la siguiente forma

$$c_{ij}(z,w) = \sum_{l=i-m}^{i+m} c_{lj}(z-l,w) \quad \text{para } z \geq 1$$

y

$$c_{ij}(0,w) = \begin{cases} 0 & \text{si } |j - i| > 2 \\ 1 & \text{si } |j - i| = 1 \\ -2 & \text{si } j = i \end{cases} \quad (8)$$

Se puede ver fácilmente que  $c_{ij} = 0$  para  $|j - i| > z.m + 1$ . Disponiendo de la Eq.(7) la desviación standard  $F_i(z,w)$  resulta

$$F_i(z,w) = \left( \sum_j c_{ij}^2(z,w) N_j \right)^{\frac{1}{2}} \quad (9)$$

2.2.2. Determinación del óptimo par  $(z_0, w_0)$ .

En la sección anterior hemos introducido el criterio de que el menor  $A_{\min}$  determina  $(z_0, w_0)$ . La dependencia de  $A_{\min}$  sobre los paráme-

tros  $z$  y  $w$  está dada, implícitamente, por la función

$$F_{i_0}/S_{i_0} = f(z, w, \Gamma, A, B, C) \quad (10)$$

la cual es, por definición, igual a la unidad cuando  $A = A_{\min}$ . En orden a reducir el número de variables involucradas haremos el análisis utilizando la siguiente función (tomando  $C=0$ )

$$R_i(z, \omega, b) = (F_i/|S_i|)(A \cdot \Gamma)^{\frac{1}{2}} \quad (11)$$

que depende explícitamente de sólo tres variables,  $z$ ,  $\omega = w/\Gamma$  y  $b = B/A$ . De la Eq.(11) y de la definición de  $A_{\min}$  obtenemos

$$A_{\min} = R_{i_0}^2 / \Gamma \quad (12)$$

Eq.(12) muestra que el menor  $A_{\min}$  estará dado por el mínimo  $R_{i_0}$ .

La función  $R_i$  ha sido estudiada en dos casos distintos. En el primero se ha tomado en consideración un pico simple, es decir  $N_i$  como en Eq.(2) con  $C=0$ . En el segundo caso hemos considerado un doblete expresado de la siguiente manera

$$N_i = A(\exp(i-i_m + s/2)^2 + \exp(i-i_m - s/2)^2 + b)$$

donde  $s = \Gamma/\sqrt{2}$  mide la separación entre los dos picos y es tal que el valor correspondiente al canal  $i_m$ , central, entre los dos picos, es  $A/2$ , (Fig.5). Para este caso estudiamos el mínimo de  $R_{i_m}$ . (La condición que nos interesa en el tratamiento de un doblete es que  $S_{i_m} > F_{i_m}$ , en lugar de  $S_{i_0} > F_{i_0}$ , puesto que para  $S_{i_m} < F_{i_m}$  el doblete no será reconocido como tal, ver sección 2.2.3.).

Los resultados obtenidos para el caso del pico simple, Fig.6, pueden resumirse así: Para  $z=4$ ,  $R_{i_0}$  adquiere valores menores

en la medida que  $\omega$  (ó  $w$ ) aumenta. Por el contrario para el caso del doblete,  $R_{i_{mm}}$  es mínimo para ciertos valores pequeños de  $\omega$  que dependen fuertemente del valor de  $z$ , (Fig. 7).

La razón de que el producto  $z \cdot \omega$ , (ó  $z \cdot w$ ), deba ser pequeño para que la condición  $S_{i_{mm}} > F_{i_{mm}}$  se cumpla, es que dicho producto mide el grado de "suavizamiento" de la segunda diferencia. Si éste es elevado, dos picos vecinos tenderán a hacer desaparecer el valle que hay entre ellos dando por resultado un único pico ensanchado y reducido en la altura.

El criterio adoptado para determinar finalmente el par  $(z_0, w_0)$  óptimo para un caso general en donde se combinen picos simples con dobletes, ha sido hallar el mínimo de la función producto  $R_{i_o} \times R_{i_m}$ , Fig. 8, el cual resulta para

$$z_0 = 5 \quad \text{y} \quad w_0 = 0.6 \uparrow$$

### 2.2.3. Aplicación de $S_i(z_0, w_0)$ al procedimiento de reconocer picos.

Si el fondo fuera estrictamente una sucesión de secciones rectas a través de todo el espectro, la presencia de un pico podría ser determinada por la condición

$$S_i > f \cdot F_i$$

en donde  $f$  es simplemente un factor de confianza. Algunas veces, sin embargo, como en el caso de los bordes en las distribuciones Compton, el fondo no es lineal. Es necesario entonces imponer condiciones adicionales, basadas en características propias de los picos para distinguir éstos de cualquier fondo no lineal.

Con referencia a la mitad inferior de la Fig. 5 denominaremos  $i_1$  e  $i_2$  a los canales a los cuales corresponden el primer y último punto, respectivamente, de la región rotu-

lada III. De igual modo sean  $i_3$  e  $i_5$  los canales correspondientes al primer y último punto en la región I. Por último llamaremos  $i_4$  al canal cuya ordenada sea la mínima, es decir  $S_{i_4} < S_i$  para cualquier  $i$  en el intervalo. En general  $i_4$  es el canal más próximo al valor  $i_0$ .

Utilizando estas designaciones, expresaremos las condiciones que una dada distribución de puntos debe cumplir para ser considerada como representando un pico, de la siguiente manera,

$$\begin{aligned}
 1. \quad & |S_{i_4}| > 2 \cdot F_{i_4} \\
 2. \quad & i_5 - i_3 + 1 = n_1 \pm e \\
 3. \quad & i_3 - i_2 - 1 \leq \begin{cases} n_2 & \text{si } n_2 \geq 1 \\ 1 & \text{si } n_2 = 0 \end{cases} \\
 4. \quad & i_2 - i_1 + 1 \geq n_3
 \end{aligned} \tag{13}$$

en donde  $n_1$ , el número de canales permitidos en la región I, es el entero más próximo y mayor que  $1,22 \sqrt{\quad}$ ;  $n_2$ , el número de canales permitidos en la región II, es el entero más próximo y mayor que

$$(F_{i_0}/2S_{i_0}) \cdot (n_1 \pm e);$$

$n_3$ , el número de canales permitidos en la región III, es el entero más próximo y mayor que

$$(n_1 \pm e) \cdot (1 - 2F_{i_0}/S_{i_0});$$

y por último  $e$  representa la tolerancia admitida para el acuerdo entre la evaluación de  $n_1$  (ver próximo párrafo) y los casos reales.

El factor de proporcionalidad entre  $n_1$  y  $\Gamma$  fue calculado en base a considerar la integral

$$G_Z''(x_Z, \sigma_Z) = \int_{x_{Z-1}-w/2}^{x_{Z-1}+w/2} \dots \int_{x_0-w/2}^{x_0+w/2} G_0''(x_0, \sigma_0) dx_0 \dots dx_{Z-1}$$

donde  $G''(x, \sigma)$  indica la segunda derivada de una función de Gauss. Esta integral simula la operación descrita en Eq.(6), con la cual se obtiene  $S_i(z, w)$ . Por analogía,  $\sigma_Z$  representa aproximadamente  $n_1/2$  y  $\sigma_0$  es  $\Gamma/2.355$ . Por lo tanto el cociente  $\sigma_Z/\sigma_0$  conduce a la determinación de dicho factor de proporcionalidad. El valor de  $\sigma_Z$  está dado <sup>por</sup> la mitad del intervalo entre los dos ceros de la función  $G_Z''(x_Z, \sigma_Z)$ .

La Fig. 9 muestra en la parte superior un espectro de la reacción  $Cr^{53}(n, \gamma)Cr^{54}$ , (sec. 3), que contiene dos bordes de distribución Compton bien marcados. En la mitad inferior se ha graficado la función  $S_i(z, w)$ . Como puede verse, esta función no sólo se desvía significativamente de cero en los sitios en donde se encuentran los picos, sino también donde están dichos bordes Compton. No obstante, mediante la aplicación de las condiciones reseñadas más arriba, la computadora identificó correctamente los picos omitiendo los bordes Compton. (Los picos así reconocidos son los numerados en el espectro de la parte superior de la figura).

En resumen, la computadora debe calcular  $S_i$ ,  $F_i$ ,  $n_1$ ,  $n_2$ , y  $n_3$ . El único dato que debe ser suministrado es  $\Gamma$ , además, por supuesto, de los  $N_i$  que son leídos de la cinta magnética.

Usando estas cantidades la computadora busca grupos  $(i_1, i_2, \dots, i_5)$  que cumplan con las Eq.(13).



2.2.4. Estimación de los parámetros iniciales para enlazar con la subrutina de ajuste de cuadrados mínimos.

Aquellos grupos  $(i_1, i_2, \dots, i_5)$  que cumplen con las condiciones señaladas, representan picos. Por cada uno la computadora evalúa su posición aproximada

$$i_0 = \frac{\sum_{S_i < 0} i \cdot S_i}{\sum_{S_i < 0} S_i}$$

o sea el centro de gravedad de la región I, Fig. 5.

Una vez que una estimación inicial de la posición del pico es así obtenida, se establece el intervalo de canales a ser tomados en cuenta para llevar a cabo el ajuste de cuadrados mínimos correspondiente a este pico. Este intervalo es

$$i_0 - 5\tau \leq i \leq i_0 + 5\tau$$

A continuación la computadora controla si el  $i'_0$  correspondiente al siguiente pico cae dentro de dicho intervalo. Si esto es así entonces el intervalo se extiende hasta  $i'_0 + 5\tau$  y la función a ser utilizada en el ajuste difiere de la que a continuación se considerará, en que a ésta se le suma un término que contiene una función de Gauss adicional centrada en  $i'_0$ , cuya constante de normalización (altura de este segundo pico) es un nuevo parámetro pero su ancho es tomado igual al ancho del primer pico. Excepto por estas diferencias el resto del procedimiento aplicado para dobletes es el mismo que el empleado para el caso de picos simples. Para simplificar sólo éste consideraremos a continuación.

La estimación inicial del valor medio del fondo en el canal  $i_0$  y su vecindad es tomado

$$B = 1/6 \left( \sum_{i=i_0-5\Gamma-1}^{i_0-5\Gamma+1} N_i + \sum_{i=i_0+5\Gamma-1}^{i_0+5\Gamma+1} N_i \right)$$

para la estimación de la pendiente del fondo consideramos

$$C = \left( \sum_{i=i_0+5\Gamma-1}^{i_0+5\Gamma+1} N_i - \sum_{i=i_0-5\Gamma-1}^{i_0-5\Gamma+1} N_i \right) / 3(10\Gamma + 1)$$

y finalmente la altura del pico

$$A = N_{i_0} - B$$

Quando estos parámetros están fijados entonces el programa hace uso de una subrutina de ajuste de cuadrados mínimos<sup>(30)</sup>, con la cual enlaza automáticamente, para determinar los valores de estos parámetros que mejor se ajustan a los datos  $N_i$  tomando en consideración todos los  $i$ 's del intervalo establecido.

Los resultados obtenidos para los espectros mostrados en Fig. 4 y Fig. 9 están presentados en Fig. 2. Puesto que el problema de ajustar por cuadrados mínimos una función de Gauss, no es lineal, el procedimiento requiere una solución iterativa no exacta. Por este motivo puede ocurrir que para picos débiles no muy bien definidos, dicha solución no converja. Los casos para los cuales tal ha sido la situación en los ejemplos presentados, quedan indicados por el hecho de que la correspondiente columna en la tabla (Fig.2) queda llena de ceros. Los números de la primera columna se refieren a los picos que fueron "encontrados" previamente a que el ajuste de cuadrados mínimos se llevara a cabo. Fig. 3 muestra los puntos experimentales que pertenecen a algunos de los picos junto con la función con la cual <sup>estas</sup> han sido ajustados.

### 2.3. Análisis de espectros de coincidencias bidimensionales.

Los experimentos de coincidencias bidimensionales fueron almacenados en la memoria del analizador de 16384 canales<sup>(28)</sup> y luego grabados en cinta magnética.

El siguiente método hemos empleado para el análisis de estos espectros.

Llamaremos X e Y a las dos dimensiones de la memoria y utilizaremos los índices i y j para indicar el número de canal en la dimensión X e Y respectivamente. Si el número total de canales según X es  $i_{\max}$  y según Y es  $j_{\max}$ , luego  $i_{\max} \times j_{\max} = 16384$ . Distintas combinaciones de  $i_{\max}$  y  $j_{\max}$ , que cumplieran con esta condición, eran permitidas en nuestro analizador. Por otra parte el índice i mide la energía dejada en el detector "X", y j la dejada en "Y". Por último sea  $N(i, j)$  el número de cuentas almacenado en la posición de la memoria definida por el par (i, j).

Supongamos que en un experimento de coincidencias gamma-gamma,  $i_0$  corresponde a una energía  $E_0$  asociada con un particular rayo gamma detectado en "X", y que se desea conocer las radiaciones en coincidencia con este rayo gamma, detectadas en "Y". Dicha información estará contenida en el subgrupo  $N(i_0, j)$ . Este subgrupo consiste en un espectro simple de  $j_{\max}$  canales, de las radiaciones buscadas.

En la práctica, el rayo gamma considerado está asociado a una energía  $E_0 \pm dE_0$  debido a la resolución finita del detector y por lo tanto se distribuirá en los canales  $i_0 \pm di_0$ . En consecuencia un tratamiento mas "eficiente" de los datos se obtiene si en lugar de considerar el subgrupo anteriormente mencionado, se toma en cuenta la suma

$$\sum_{i=i_0-di_0}^{i_0+di_0} N(i, j)$$

Por otra parte esta suma en general también contiene fondo proveniente de las coincidencias con las distribuciones Compton de radiaciones de energía  $E > E_0$ . Para corregir por fondo, entonces, sustraemos subgrupos vecinos a  $i_0$  que no pertenezcan al intervalo  $i_0 \pm di_0$ , es decir

$$n_{i_0}(j) = \sum_{i=i_0-di_0}^{i_0+di_0} N(i,j) - \left( \sum_{i=i_0-2di_0}^{i_0-di_0} N(i,j) + \sum_{i=i_0+di_0}^{i_0+2di_0} N(i,j) \right)$$

Un gráfico de  $n_{i_0}(j)$  representa el espectro en coincidencias con el rayo gamma de energía  $E_0$ .

El programa PALMUD calcula y grafica  $n_{i_0}(j)$  cuando los canales  $i$ , de acuerdo a si el correspondiente subgrupo será considerado aditivamente o sustractivamente, son especificados.

El programa permite asimismo hacer el análisis respecto de la otra dimensión.

El error de  $n_{i_0}(j)$

$$e_i(j) = \left( \sum_{i=i_0-2di_0}^{i_0+2di_0} N(i,j) \right)^{\frac{1}{2}}$$

es también graficado.

Fig.10 muestra un ejemplo de análisis de un experimento de coincidencias bidimensionales realizado en un formato de 256 x 64 canales. Los espectros simples obtenidos con los dos detectores por separado están mostrados en la mitad izquierda de la figura.

Consideremos los dos picos en el espectro superior de 256 canales situados en los canales 59-60-61-62 y 23-24-

25-26 respectivamente. Los gráficos a la derecha presentan los respectivos espectros mostrando las coincidencias con uno y otro rayo gamma. A la cabeza de cada gráfico los canales que corresponden a aquellos subgrupos sumados están precedidos por un signo más, mientras que para aquellos subgrupos sustraídos aparece el signo menos. La X indica que estos números se refieren al eje X.

#### 2.4. Procedimiento experimental para reducir los errores en la determinación de las energías.

El problema básico en la determinación de las energías consiste en corregir las no linealidades presentes en el sistema preamplificador-amplificador-analizador, el cual mide la carga colectada en el detector como resultado de una interacción entre la radiación incidente y los átomos en la región sensible de aquél. Además, cuando el rango de energías es amplio y el espectro debe ser subdividido en secciones, un problema adicional es el de minimizar el error de ligar una región con otra. Una herramienta esencial para ayudar a solucionar estos problemas es un generador de pulsos de suficiente grado de linealidad.

En nuestros experimentos hemos empleado un generador de pulsos<sup>(38)</sup> cuya linealidad era mejor de un parte en 20000.

Las mediciones de espectros gamma simples fueron realizadas superponiendo picos provenientes del generador de pulsos situados adecuadamente cerca de . . . aquellas líneas gamma de interés en forma casi simultánea de modo que los efectos eventualmente introducidos por pequeñas variaciones en el sistema electrónico fueran automáticamente tomados en cuenta.

Cada uno de los picos gamma era flanqueado por dos de estos picos producidos por el generador, los cuales eran situados tan próximos de aquél como fuera posible. Luego, mediante interpolación lineal, la posición del pico gamma era obtenida en términos de la escala del generador de pulsos. En cada caso la proximidad de estos grupos de tres picos entre sí era suficiente como para que el error introducido al interpolar linealmente fuera despreciable. Para realizar esta operación en espectros complicados se utilizó el programa PULCAL<sup>(39)</sup>, al cual se le suministraban las posiciones en término de número de canal, de todos los picos involucrados, calculadas previamente mediante el ajuste de cuadrados mínimos realizado con ayuda del programa PALMUD<sup>(29)</sup> según fué explicado anteriormente.

Para la determinación de las energías de las transiciones gamma medidas en la reacción  $\text{Os}^{189}(\text{n}, \gamma)$  se procedió de la siguiente manera. Primero, haciendo uso de los resultados obtenidos del programa PULCAL, se determinó la diferencia de energía entre picos próximos de modo de evitar los errores provenientes de las grandes extrapolaciones, y mediante combinación de los resultados así obtenidos estas diferencias fueron referidas a picos tomados como referencia. En la region de altas energías ( 5,8- 7,8 Mev ), donde se tomó ventaja de la existencia de picos de doble escape, simple escape y absorción total- relacionados entre sí por el muy bien conocido valor 511,006 Kev- de modo de minimizar las extrapolaciones, se tomó como referencia el intenso pico a 5,93 Mev. En la region de bajas energías (0- 1,2 Mev) la línea adoptada fué la correspondiente a la transición de 0,558 Mev.

Segundo, la diferencia de energía entre la línea de 5,93 Mev en  $\text{Os}^{190}$  y la transición de 6 Mev en  $\text{Cr}^{54}$  fué medida repetidas veces de modo de obtener, finalmente, el valor absoluto de todas las energías correspondientes al  $\text{Os}^{190}$ .

La determinación precisa de la energía de la transición de 6 Mev en  $\text{Cr}^{54}$ , tomada como standard por estar a solo 66

Kev del mencionado pico perteneciente al  $\text{Os}^{190}$ , es considerada en la sección siguiente.

Para establecer la energía del pico a 0,558 Mev utilizamos la línea del  $\text{Cs}^{137}$  (0,66 Mev) como patrón, y no la energía del pico de aniquilación (0,511 Mev) por ser este ensanchado como consecuencia de l tipo particular de interacción que toma lugar en la región sensible del detector.

### 3. MEDICIONES Y RESULTADOS.

Los resultados obtenidos en el presente estudio del  $\text{Os}^{190}$  están ligados básicamente a la elección de nuestros standards tanto para la determinación de las energías como de las intensidades de las transiciones. Para ambos casos fué necesario establecer puntos de referencia a ser usados para calibrar nuestros instrumentos en la región de altas energías (3 a 10 MeV) en donde, hasta el momento, no existen suficientes medidas de precisión que puedan servir a nuestro propósito. Con esta finalidad hemos llevado a cabo una investigación de la reacción  $\text{Cr}^{53}(\text{n}, \gamma) \text{Cr}^{54}$  (40).

$\text{Cr}^{53}$  tiene un buen número de propiedades que los hacen apropiado para ser usado como standard en experimentos de captura de neutrones. La sección eficaz para este proceso es razonablemente grande; 18 barn. Además, la sección eficaz correspondiente a los isótopos vecinos es pequeña;  $\text{Cr}^{52}$  tiene 0,76 barn y  $\text{Cr}^{54}$ , 0,3 barn. De este modo, para un blanco moderadamente enriquecido de  $\text{Cr}^{53}$ , sólo rayos gamma provenientes de la captura en  $\text{Cr}^{53}$  tendrán apreciable intensidad. Por otro lado, el espectro de rayos gamma tiene picos intensos los cuales son suficientemente numerosos para suministrar un buen número de puntos de calibración,

aunque no tan numerosos como para obscurecer los rasgos del espectro de cualquier otro isótopo. Debido a la simplicidad del espectro, el esquema de niveles es esencialmente bien comprendido.

En las dos secciones siguientes discutiremos las mediciones llevadas a cabo en esta reacción, y sus resultados, para obtener una serie de precisos valores de energía (1a. sección), y una serie de puntos de calibración para determinar la eficiencia de nuestros detectores de Ge(Li), (2a. sección).

### 3.1. Determinación de una escala de energías mediante el estudio de la reacción $\text{Cr}^{53}(n, \gamma)\text{Cr}^{54}$ . (40)

Además de las propiedades señaladas en el párrafo precedente, varios rasgos del esquema de niveles del  $\text{Cr}^{54}$  son importantes en la determinación de las energías de las transiciones de alta energía provenientes del estado compuesto. Primero, existe un intenso rayo gamma <sup>de</sup> 3,72 MeV cuyo correspondiente pico de doble escape a 2,70 MeV se sitúa en el medio de los picos de absorción total de los rayos gamma producidos en el decaimiento del  $\text{Th}^{228}$  ( $2614,47 \pm 0.10$  keV) y del  $\text{Na}^{24}$  ( $2753,92 \pm 0.12$  keV) (41). Segundo, el pico de absorción total a 3,72 MeV resulta estar muy próximo a un doblete de picos de doble escape correspondientes a rayos gamma del mismo  $\text{Cr}^{54}$  de 4,84 y 4,87 MeV, los cuales constituyen una cascada que liga el estado fundamental con el estado compuesto a 9,72 MeV. Esto está ilustrado en la Fig. 11. De esta manera se obtiene una precisa determinación de la energía de separación del neutrón sin haber efectuado grandes extrapolaciones.

Una determinación independiente adicional de la misma



magnitud fue obtenida utilizando una línea proveniente de la reacción  $N(n, \gamma)$  medida con mucha precisión por R. Greenwood<sup>(42)</sup> cuya energía es tal  $(10.829,7 \pm 0,7 \text{ keV})$  que el correspondiente pico de doble escape se ubica a sólo 90 keV del pico de absorción total de la transición desde el estado compuesto al fundamental en  $\text{Cr}^{54}$ . Los resultados obtenidos mediante estos dos procedimientos, de la energía de separación del neutrón están presentados en Tabla I.

El esquema de niveles del  $\text{Cr}^{54}$  (43) se muestra en Fig. 12. Puede verse que disponiendo de precisas determinaciones de la energía de las transiciones de 835, 1784, 2239 y 3720 keV a la vez que la de la transición de 9,72 MeV, pueden obtenerse las energías de las transiciones más intensas de alta energía de 8,88, 7,1, 6,6 y 6 MeV.

La energía del primer nivel en  $\text{Cr}^{54}$  fué medida por Chasman y Ristinen<sup>(44)</sup> quienes estudiaron el decaimiento del  $\text{Mn}^{54}$ . El valor obtenido por estos autores es  $834,96 \pm 0,1 \text{ keV}$ .

La energía de la transición de  $3719,7 \pm 0,5 \text{ keV}$  fue determinada mediante comparación con  $\text{Na}^{24}$  y  $\text{Th}^{228}$  como ha sido mencionado más arriba.

El valor  $1783,5 \pm 0,5 \text{ keV}$  para la transición del tercer al primer nivel excitado se determinó usando  $\text{Bi}^{207}$  ( $1769,71 \pm 0,13 \text{ keV}$ )<sup>(45)</sup>. Por último,  $\text{Co}^{60}$  ( $1173,226 \pm 0,040 \text{ keV}$  y  $1332,483 \pm 0,046 \text{ keV}$ )<sup>(41)</sup> fue usado para obtener el valor  $2238,8 \pm 0,5 \text{ keV}$  para la transición del quinto al primer nivel excitado.

Los resultados obtenidos para las <sup>energías de las</sup> transiciones de altas energías están resumidos en Tabla II.

### 3.2. Determinación de la curva de eficiencia del detector de Ge(Li) para medir intensidades de las transiciones gamma.

La determinación de intensidades con detectores de Ge(Li) se complica por diversas razones. Los cálculos de eficiencia que son posibles para cristales de INa(Tl) no pueden llevarse a cabo fácilmente para aquellos detectores pues existen efectos de borde que involucran no sólo los rayos gamma sino también a los electrones. Además, mientras los cristales de INa(Tl) se adquieren en dimensiones standard, los detectores de Ge(Li), por ahora, son contruídos en distintas formas y dimensiones arbitrarias. Más aún, las regiones sensibles de éste no pueden definirse con poca incerteza. Por esta razón conviene buscar un método simple que pueda ser aplicado a cada detector en particular para determinar su eficiencia. Hasta ahora, para rayos gamma producidos en reacciones de captura de neutrones, esto ha sido obtenido mediante el uso de las intensidades medidas con un espectrómetro magnético de pares<sup>(46)</sup> y con un espectrómetro Compton<sup>(47)</sup>. Los errores en las curvas de eficiencia de estos aparatos están en el rango de 10% a 2,75 MeV hasta 30% a 10 MeV para el espectrómetro de pares y de alrededor del 15% para el espectrómetro Compton.

En el presente trabajo una curva de eficiencia para los detectores de Ge(Li) fue construída de la siguiente manera. Primero, para la determinación a bajas energías (0,2 a 2,75 MeV) se emplearon fuentes radioactivas para las cuales las intensidades relativas de varios rayos gamma son bien conocidas. Los isótopos  $\text{Na}^{22}$ ,  $\text{Na}^{24}$ ,  $\text{Co}^{60}$ ,  $\text{Ag}^{108m}$ ,  $\text{Hr}^{180m}$ ,  $\text{Bi}^{207}$  y  $\text{Th}^{228}$  fueron usados con este propósito.<sup>(49)</sup>

Una vez que la eficiencia del detector fue establecida hasta los 2,75 MeV, las intensidades relativas de los rayos gamma del  $\text{Cr}^{54}$  (provenientes de la reacción de captura de

neutrones en  $\text{Cr}^{53}$ ) en esta región, fueron determinadas.

Finalmente, disponiendo de las intensidades de las transiciones de bajas energías en el  $\text{Cr}^{54}$ , y conociendo los detalles del esquema de niveles<sup>(43)</sup>, fue posible relacionar las intensidades de las transiciones de alta energía con aquellas.

Como ejemplo de esto consideremos el nivel en  $\text{Cr}^{54}$  a 2,619 MeV (Fig.12). Éste es poblado sólo por la transición de 7,1 MeV desde el estado compuesto y por una débil transición de 1,24 MeV desde el estado a 3,862 MeV. Asimismo, este estado decae casi enteramente a través de la transición de 1,783 MeV al primer nivel excitado; el límite superior para la intensidad de la transición conduciendo al estado fundamental es 2%<sup>(48)</sup>. De este modo las intensidades de las transiciones de 1,783 y 7,1 MeV están relacionadas entre sí muy aproximadamente por una razón 1:1, con una pequeña, y conocida, corrección. Con este procedimiento fueron establecidas las intensidades de las transiciones de 8,88, 7,1, y 6,64 MeV y correspondientemente la eficiencia del detector de Ge(Li) para estas energías.

La conocida relación de intensidades de las transiciones de 6 y 3,72 MeV fue también utilizada para establecer adicionales puntos en la curva de eficiencia del detector a pesar de que esto involucra una extrapolación entre la región de altas energías y energías medias.

Finalmente una curva de eficiencia del detector de Ge(Li) fué obtenida mediante ajuste por cuadrados mínimos empleando el programa LESFIT<sup>(49)</sup>.

### 3.3. Resultados en $\text{Os}^{190}$ .

Las mediciones realizadas en la

reacción  $\text{Os}^{189}(n,\gamma)\text{Os}^{190}$ , como fué mencionado anteriormente, consistieron en determinar las energías e intensidades de los rayos gamma de altas y bajas energías y en investigar las coincidencias existentes entre ambos grupos.

En la sección 2.4 se describió el método empleado para la determinación de las energías. Las intensidades fueron fácilmente obtenidas mediante el uso de la curva de eficiencia correspondiente a los detectores de Ge(Li), (sección 3.2), en combinación con las áreas de cada pico calculadas aplicando el programa PALMUD<sup>(29)</sup>.

Los resultados obtenidos para las transiciones de bajas energías están resumidos en la Tabla III. La primera columna contiene las energías y sus errores. En la segunda columna se presentan las intensidades relativas a la intensidad 160 adjudicada a la transición de 186.7 keV. La tercera columna indica el nivel de energía desexcitado por dicha transición. Cuando espacio es dejado en blanco es para significar que la transición no ha sido situada en el esquema de niveles. La cuarta columna permite estimar el acuerdo obtenido entre la diferencia de energía de los niveles y la energía de la transición que los liga. La línea de puntos que en algunos casos se presenta es para indicar que el valor de la energía determinada para esa transición ha sido utilizado para establecer la energía del nivel. Esto ocurre solamente cuando procediendo de este modo se obtiene más precisión que mediante la determinación de la diferencia de energía entre las transiciones de alta energía. Los resultados obtenidos para estas últimas se muestran en Tabla IV.

La primera columna ha sido introducida con el objeto de numerar dichas radiaciones. El rayo gamma número 1 es emitido cuando el núcleo decae del estado de captura directamente al estado fundamental. La transición 13 es la más intensa del grupo de radiaciones de alta energía y por lo tanto fue adoptada para

servir de referencia en la determinación de energías. En la segunda columna se muestran las diferencias de energía entre la transición 13 y todas las demás. La técnica de obtener valores relativos permite determinar la energía de los niveles sin introducir los errores debidos a la calibración (columna cuatro). La energía absoluta de estas transiciones (y por consiguiente el valor de la energía de unión del neutrón) están dadas en la tercera columna. Para obtener estas energías se adoptó como referencia la línea de  $5999,0 \pm 0,8$  keV del  $\text{Cr}^{54}$  (ver Tabla II) y en repetidas mediciones realizadas en diferentes condiciones del analizador y amplificador en orden a reducir los errores sistemáticos, se estableció la diferencia entre ésta y la transición 13, resultando dicha diferencia  $65,71 \pm 0,22$  keV. Las intensidades relativas están dadas en la última columna de la Tabla IV.

Un espectro típico de la región de altas energías en  $\text{Os}^{190}$  se muestra en la Fig. 13. Los números que acompañan a cada pico indican la energía del rayo gamma correspondiente, mientras que los asteriscos, dos o uno, permiten identificar los picos de doble escape y un escape, respectivamente.

Finalmente, en la construcción del esquema de niveles, Fig. 14, se combinó toda la información obtenida de los diversos experimentos realizados (aproximadamente 20 para la reacción  $\text{Cr}^{53}(n, \gamma)$ , 7 espectros simples de la región de bajas energías en  $\text{Os}^{190}$ , 10 espectros simples para las transiciones de altas energías y 5 espectros de coincidencias bidimensionales, estos dos últimos también para el  $\text{Os}^{190}$ ).

El esquema de niveles se muestra en la Fig. 14. Por simplicidad se omiten los niveles de paridad negativa que aparecen a energías mayores de 1400 keV (Fig. 1) que no son relevantes al presente experimento, con excepción del estado correspondiente al isómero  $\text{Os}^{190m}$  a 1700 keV. Este último junto con los dos niveles superiores miembros de la banda rotacional montada sobre el estado fundamental, han sido dibujados sobre la izquierda solamente pues no intervienen en la discusión que sigue.

Los niveles <sup>de</sup>energía que no habían sido publicados previamente son aquéllos representados por líneas que sobresalen hacia la derecha del diagrama. Las transiciones han sido dibujadas con anchos proporcionales a sus intensidades. Cuando ambos resultados de espectros simples y de coincidencias no son definitorios a la vez, las transiciones están presentadas en línea cortada. Asteriscos acompañando las energías indican que la transición ha sido situada en dos lugares distintos en el esquema de niveles. Valores de energía mostrados entre paréntesis representan líneas que no ha sido posible resolver pero que sí han sido comunicadas en trabajos previos.

#### 4. DISCUSIÓN.

Puesto que trabajos previos<sup>(12,15,16,17)</sup> han estudiado con bastante detalle y asimismo discutido<sup>(15,16)</sup> las propiedades de los niveles miembros de la banda rotacional montada sobre el nivel fundamental y los niveles miembros de la banda de vibración gamma de un fonón (de acuerdo a la descripción axialmente simétrica de Bohr y Mottelson), aquí presentaremos un resumen de estos resultados para discutir con más detalle la naturaleza de los nuevos niveles obtenidos en el presente experimento.

Las propiedades de transición del núcleo  $\text{Os}^{190}$  se manifiestan muy claramente en el hecho de que la secuencia de niveles de la banda rotacional del estado fundamental no puede ser representada por la simple fórmula propuesta por Bohr<sup>(1)</sup> y aplicada con tanto éxito a los núcleos deformados por Bohr y Mottelson<sup>(2)</sup>. Asimismo la introducción de un término de co-

corrección (que toma en cuenta, en primer orden, la interacción vibración-rotación) aumenta el desacuerdo entre los niveles calculados y los valores experimentales.

Davydov y colaboradores<sup>(13 y 57)</sup>, en 1958-59, introdujeron el modelo del rotor asimétrico con el objeto justamente de encontrar explicación a la estructura de los núcleos de transición como el  $\text{Os}^{190}$ . Walter Kane et al.<sup>(15)</sup> llevaron a cabo una detallada comparación de las predicciones de este modelo con los resultados experimentales. De acuerdo a esta descripción los niveles miembros de la banda correspondiente a una vibración gamma de un fonón, interpretados así por el modelo axialmente simétrico, aparecen simplemente como componentes de la banda rotacional fundamental. Kane et al. adoptaron el método introducido por Mallmann y Kerman<sup>(19)</sup>, el cual incluye también un término de corrección por el efecto de la interacción entre las vibraciones y las rotaciones del núcleo, para calcular los valores teóricos de las energías. El acuerdo obtenido es muy bueno con excepción del segundo y tercer nivel  $4^+$ .

En 1961 Mallmann adoptó un hamiltoniano más general en el sentido de que los momentos de inercia respecto a los tres diferentes ejes eran considerados parámetros independientes. De esta manera Mallmann mostró que una descripción de tipo rotacional podía ser aplicada no sólo a los núcleos deformados sino también a todos los núcleos par-par ( $A > 40$ ). En el caso del  $\text{Os}^{190}$  el acuerdo obtenido es excelente, excepto, nuevamente con respecto al segundo nivel  $4^+$ .

A diferencia de los modelos mencionados en los párrafos anteriores, los cuales deben ser considerados fenomenológicos en cuanto cantidades como los momentos de inercia y parámetro de masa son considerados parámetros a ajustar con los datos experimentales, Bès<sup>(22 y 23)</sup> ha calculado las energías de los niveles gamma y beta y sus probabilidades de transición resolviendo el hamiltoniano del modelo de capas deformado de Nilsson e incluyendo fuerzas residuales de apareamiento y cuadrupolar. De esta manera, con sólo un parámetro que ajustar

Bès obtiene muy buen acuerdo con los datos experimentales en la región de los núcleos deformados, excepto para los isótopos del Os ubicados al final de esta región (evidenciando una vez más su naturaleza de núcleos de transición).

Recientemente Kumar y Baranger<sup>(63)</sup> resolvieron el hamiltoniano de Bohr<sup>(1)</sup> sin asumir ningún tipo de adiabaticidad entre las rotaciones, las vibraciones gamma y las vibraciones beta. La energía potencial, los tres momentos de inercia y los tres parámetros de masa, que son funciones de las variables beta y gamma, fueron calculadas aplicando técnicas de Hartree-Bogolyubov a un modelo microscópico del núcleo similar al empleado por Bès en donde se introducen las fuerzas de apareamiento y cuadrupolar. Los resultados obtenidos para el Os<sup>190</sup> demuestran que éste es núcleo inestable con respecto a la variable gamma, es decir que no existe un muy definido mínimo de la energía con respecto a esta variable, y que a diferencia de los núcleos bien deformados no es posible asumir independencia entre rotaciones y vibraciones.

De los diferentes estados de energía de los núcleos de transición probablemente aquellos con spin cero sean los de mayor interés para servir como herramientas de prueba de los diferentes modelos. En el Os<sup>188</sup> (ver por ejemplo ref: 24) dos niveles  $0^+$  han sido encontrados a 1085 keV y 1765 keV. De acuerdo al modelo de Bohr y Mottelson los estados excitados con spin  $0^+$  pueden ser interpretados tanto como vibraciones beta de un fonón o como vibraciones gamma de dos fonones. Por otro lado el modelo del rotor asimétrico original<sup>(13,57,20)</sup> no contenía vibraciones gamma y por lo tanto la única interpretación posible para niveles de spin  $0^+$  era considerarlos debidos a vibraciones beta. Posteriormente, sin embargo, Davydov<sup>(59)</sup> introdujo vibraciones gamma en su modelo y con esta muy buen



acuerdo se obtuvo con los datos experimentales del  $\text{Os}^{188}$ , (ref. 14).

En este sentido, de los nuevos niveles de energía propuestos en este trabajo para el  $\text{Os}^{190}$ , el nivel a 912.4 keV conjuntamente con el nivel a 1115.2 keV son los más interesantes y serán discutidos con cierto detalle a continuación.

Dos transiciones están situadas en el esquema de niveles desexcitando el nivel a 912.4 keV; (353.5 keV) y 725.7 keV. Si la transición de alta energía (6882.1 keV) proveniente del estado de captura tiene multipolaridad E1 (ningún otra multipolaridad es probable que compita con esta aunque

algunas fluctuaciones han sido encontradas previamente en este sentido), entonces los spines posibles para este estado son 0, 1, 2 y  $3^+$ . El asignamiento de spin  $0^+$  para este nivel estaría apoyado en las siguientes razones:

a) No existencia de la transición de 912.4 keV que cabría esperar a menos que el estado tenga spin  $3^+$ . Esto último es improbable puesto que no ha sido visto en el decaimiento del  $\text{Ir}^{190}$  a pesar de que el estado a 756.1 keV ( $I=3^+$ ) sí ha sido alimentado en este decaimiento.

Harmatz y Handley<sup>(17)</sup> han comunicado la presencia de un pico a 915.5 keV en sus estudios de electrones de conversión producidos en el decaimiento del  $\text{Ir}^{190}$ . Esta transición podría ser E0 y por lo tanto podría ser interpretada como la transición al estado fundamental desde este nuevo nivel a 912.4 keV.

En el presente trabajo hemos hecho uso de las fórmulas dadas por Reiner<sup>(58)</sup> para calcular el cociente  $W_K(\text{E0}, 915.5)/W_{\text{gamma}}(\text{E2}, 725.7)$  y compararlo con el resultado obtenido de combinar nuestros resultados (intensidad de la transición 725.7 keV, ver Tabla III) con los de Harmatz y Handley, corrigiendo por los correspondientes coeficientes de conversión y también por las diferencias en intensidades relativas que cabe esperar para las distintas transiciones medidas en los dos diferentes tipos de experimentos (decaimiento radiactivo y captura de neutrones).

El resultado experimental obtenido para este cociente resulta ser 20 veces más chico que el calculado teóricamente. Otras comparaciones de este tipo han sido hechas por ejemplo para el caso del  $\text{Sm}^{152}$  (ref. 61) y también se han encontrado discrepancias aunque no tan pronunciadas como en nuestro caso. El resultado negativo conduciría a dos posibles conclusiones: 1) La transición medida por Harmatz y Handley no debe ser interpretada como despoblado el estado a 912.4 keV. 2) Puesto que los cálculos realizados por Reiner<sup>(58)</sup> para los núcleos deformados asumen que la naturaleza del nivel  $0^+$  es del tipo de vibraciones beta, el estado a 912.4 keV no es debido a una vibración beta, al menos puramente.

b) Presencia de un nivel  $0^+$  en  $\text{Os}^{188}$  a 1085 keV. Por un lado debe esperarse analogía entre los esquemas de niveles del  $\text{Os}^{190}$  y el  $\text{Os}^{188}$  y por otro lado ningún otro nivel debajo de 1400 keV puede ser considerado  $0^+$  (teniendo en cuenta que la captura de un neutrón en  $\text{Os}^{189}$  debe conducir al estado  $0^+$  si éste existe). El hecho de que la energía del nivel  $0^+$  es más baja en el  $\text{Os}^{190}$  puede comprenderse si el nivel tiene naturaleza de vibración gamma puesto que la energía del segundo nivel  $2^+$  (vibración gamma de un fonón de acuerdo a Bohr y Mottelson) es también reducida con respecto a la del nivel correspondiente en  $\text{Os}^{188}$  (de 633 keV en  $\text{Os}^{188}$  a 558.2 keV en  $\text{Os}^{190}$ ).

c) Presencia del nivel a 1115.2 keV con spin  $I=1$  o  $2^+$ . Este nivel, que no puede ser  $0^+$  porque existe la transición al estado fundamental, se sitúa 200 keV por encima del nivel a 912.4 keV en consideración. Si este último es  $0^+$  uno debiera esperar, justamente a esta energía de 200keV arriba, al primer nivel correspondiente a la banda rotacional construída sobre el  $0^+$ . La existencia de dicho nivel es una posible evidencia adicional de que el nivel a 912.4 keV tiene spin  $0^+$ .

d) Las predicciones de los modelos colectivos están en muy buen acuerdo con el asignamiento de spin  $0^+$  a este nivel.

De acuerdo a los modelos colectivos de Bohr y Mottelson<sup>(2)</sup> y de Davydov y colaboradores<sup>(13 y 59)</sup> un nivel excitado con

spin  $0^+$  puede ser interpretado, como fué señalado anteriormente, tanto como debido a una vibración de un fonón beta o de dos fonones gamma (en el modelo de Bohr-Mottelson) o un fonón gamma (en el modelo de Davydov).

Por otro lado Bès<sup>(23)</sup> ha calculado la energía de la vibración beta para  $\text{Os}^{190}$  obteniendo 1480 keV.

La predicción del modelo axialmente simétrico para la <sup>energía de la</sup>vibración de dos fonones gamma es 992 keV tomando en cuenta la energía de la vibración de un fonón gamma<sup>(62)</sup>. Si se incluye la corrección por interacción rotación-vibración el acuerdo se empeora pues el valor entonces obtenido es 1012 keV.

Sheline<sup>(54)</sup> ha propuesto una formula para obtener la energía de la vibración beta en función del parámetro de masa y la energía de la vibración gamma. Sin embargo ningún acuerdo razonable ha sido logrado para los niveles del  $\text{Os}^{188}$  y por lo tanto no hacemos intento de aplicar dicha aproximación para el caso del  $\text{Os}^{190}$ . Ninguna otra manera existe de estimar esta energía de acuerdo al modelo axialmente simétrico en base a datos experimentales dados.

El modelo del rotor asimétrico incluyendo vibraciones gamma da un valor 930 keV para este nivel el cual está en muy buen acuerdo con el valor experimental. El valor aproximado predicho para la vibración beta es de 2 MeV.

Los recientes cálculos de Kumar-Baranger<sup>(62)</sup> muestran que un nivel excitado con spin  $0^+$  debe esperarse a 880 keV en  $\text{Os}^{190}$ . Esto podría ser considerado estar de acuerdo con los valores medidos. Sin embargo es útil señalar que para el  $\text{Os}^{188}$  estos autores obtienen una energía menor en lugar de ser al revés. Puesto que estos autores han resuelto el hamiltoniano de Bohr<sup>(1)</sup> sin separar rotaciones de vibraciones, sus resultados muestran que en  $\text{Os}^{190}$  no es posible individualizar los distintos niveles colectivos denominándolos según correspondan a vibraciones gamma o beta pues estos dos modos aparecen estar muy mezclados en este caso.

Detalles más finos de la estructura de los niveles nucleares pueden ser obtenidos, en principio, estudiando las probabilidades de transición pues esta dependen más íntimamente de las funciones de onda. Desgraciadamente la fuerza nuclear (o fuerzas nucleares) no se conoce. Solamente aproximaciones basadas en el potencial del modelo de capas (esférico o deformado) más fuerzas residuales como la de apreamiento y cuadrupolar han sido aplicados para calcular probabilidades de transición, como asimismo el empleo de las funciones de onda derivadas para los modelos fenomenológicos. Estas aproximaciones por consiguiente no pueden dar cuenta de los detalles más finos de la función de onda. Por otro lado, experimentalmente se suele chocar con dificultades para reducir los errores de las mediciones. En el presente trabajo se procuró determinar con máxima precisión la eficiencia de nuestros detectores<sup>(49)</sup> que es uno de los factores que intervienen. Todavía, sin embargo uno tiene que realizar un ajuste de cuadrados mínimos de cada línea para así obtener un mínimo de incerteza en la determinación de las áreas.

En el caso del nivel a 912.4 keV el cociente entre las probabilidades reducidas correspondientes a las dos transiciones situadas en el esquema de niveles desexcitando este nivel, encierre sumo interés puesto que una de las transiciones decae al segundo nivel  $2^+$  mientras que la otra va al primer nivel  $2^+$ . Este cociente,  $x = B(E2, 353\text{keV})/B(E2, 725\text{keV})$ , debería ser infinito si el nivel a 912.4 keV es debido a una vibración gamma de dos fonones, puesto que la transición a la banda rotacional del estado fundamental (cero fonón) requeriría un cambio de dos fonones entre la función de onda inicial y la final y por lo tanto debe ser prohibida de acuerdo a la descripción del rotor axialmente simétrico. Por el contrario debería ser mucho menor que uno si el nivel es debido a una vibración beta (un fonón).

Para comparar con el modelo de Davydov que incluye vibraciones

gamma así como betas, uno debe fijar un parámetro  $\Gamma$  que es proporcional a la asimetría axial. Consideraremos  $\Gamma = 0.37$ . Este valor es un valor medio entre aquellos encontrados por Davydov y Rostovsky<sup>(57)</sup>, Kane et al.<sup>(15)</sup> y Emery et al.<sup>(56)</sup> para mejor ajustar los niveles de energía experimentales momentos cuadrupolares y probabilidades de transición entre los niveles de la banda de rotación del estado fundamental. Davydov<sup>(59)</sup> ha calculado dos expresiones para este cociente. La primera adoptando una función de onda simple en donde el K es buen número cuántico. En la segunda expresión la función de onda es considerada como un desarrollo en términos de aquella. Los resultados obtenidos son

función de onda	si el nivel a 912.4 keV	
	es beta vibr.	es gamma vibr.
K buen no. cuántico	0.3	14
K no buen no. cuánt.	0.2	240

$$n_{\text{experimental}} = 20 \pm 5$$

Por lo tanto la comparación del valor experimental con el modelo de Davydov le presta a éste mucho apoyo y además nos permite establecer que, hasta donde sea posible distinguir vibraciones beta de las gamma, el nivel a 912.4 keV manifiesta una naturaleza más bien de vibración gamma.

En relación a la discusión que antecede, el nivel a 1115.2 keV es interpretado como el primer nivel excitado miembro de la banda rotacional construida sobre el nivel a 912.4 keV.

En este sentido las predicciones de ambos modelos colectivos coinciden en que su energía debe ser aproximadamente 1100 keV, es decir alrededor de 190 keV por encima del  $0^+$ . Los cálculos

de Kumar-Baranger (63) sitúan al tercer nivel  $2^+$  a 1180keV. El cociente entre las probabilidades de transición reducidas alimentando el primer nivel  $2^+$  y el segundo  $2^+$ , o primer  $3^+$ , no pueden ser, desafortunadamente, obtenidas del presente experimento porque la diferencia de energía entre este nivel y el situado a 558.2 keV (segundo  $2^+$ ) es de justamente 557 keV y por lo tanto esta transición no puede ser aislada de la intensa transición de 558.2 keV. La diferencia con el nivel a 756.1keV es 359.1 keV, esto es, 2 keV menos que la intensa línea de 361,1 keV. Finalmente la diferencia con el nivel a 547.8 keV es 567.5 keV, es decir 2 keV de separación con respecto a la línea intensa de 569.4 keV.

El valor experimental encontrado para el cociente entre las probabilidades de transición reducidas correspondientes a las líneas de 1115.4 keV y 928.5 keV, situados en el esquema de niveles como desexcitando el nivel a 1115.2 keV, es

$$B(E2, 1115.4 \text{ keV})/B(E2, 928.5 \text{ keV})= 0,256 \pm 0,050$$

El nivel a 1163.5 keV no es directamente alimentado desde el estado de captura pero ha sido discutido en trabajos previos. Nielsen et al. (12) fueron los primeros en comunicar su existencia y establecieron los spines 2,3 ó  $4^+$  como posibles. Más tarde el trabajo de Kane et al. (15) permitió llegar a la conclusión que el correcto spin era  $4^+$ . Este resultado fué confirmado posteriormente por Yamazaki (16) quien midió correlaciones angulares. Sin embargo, más recientemente, Harmatz y Handley (17) propusieron spin  $3^+$  en base a varias transiciones nuevas que ellos situaron en el esquema de niveles.

El presente experimento presta apoyo al asignamiento  $4^+$  puesto que el estado no es alimentado directamente desde el estado de

captura. La no existencia de transiciones desde este nivel a 1163.5 keV a los niveles de la banda rotacional del estado fundamental podría ser explicada en base a la regla de selección del número cuántico  $K$  ( $K=4$  en este caso) como lo señaló Sheline<sup>(54)</sup>. El modelo de Bohr-Mottelson predice una energía de 1112 keV para este nivel mientras que el valor obtenido mediante la más reciente descripción de Davydov es 1170 keV.

Un nivel a 1384 keV<sup>^</sup> fué encontrado por Kane et al.<sup>(15)</sup> quienes propusieron un spin y paridad  $3^-$ . Dos fuertes transiciones fueron situadas desexcitando este nivel: 827 keV y 223,8 keV. Ambas fueron medidas mediante<sup>^</sup> conversión interna y la multipolaridad resultante es E1 para las dos.

Harmatz y Handley<sup>(17)</sup> adjudicaron spin  $2^-$  a este nivel (en base al asignamiento anterior para el nivel a 1163.5 keV de spin  $3^+$ ). La energía de este nivel de acuerdo a estos autores es 1387 keV. Ellos situaron las siguientes transiciones despo-  
blando este estado: 223.8-E1, 630.8-E1, 829-E1, 839-M2, 1199.9-M2, 1386.5-M2.

En el presente experimento hemos observado un nivel a  $1383.3 \pm 0.3$  keV. Por otro lado, las transiciones de bajas energías observadas y relevante para la discusión de este nivel son:

E	error	d	(keV)
223.9	0.6	4.1*	
268	1.	0.1	
631.5	0.5	4.4*	
829.3	0.5	4.2*	
838.4	1.	2.8	
1196.5	1.	0.1	
1382	2.	1.3	
<hr/>			
$\bar{d}^* = 4.2$			

donde  $d$  indica la diferencia entre los valores medidos y

los que cabría esperar si todas estas transiciones estuvieran desexcitando el nivel a 1383.3 keV. Claramente, con la excepción de la línea de 838.4 keV, estas transiciones pueden ser agrupadas en dos conjuntos, uno incluyendo aquellas transiciones para las cuales  $d = 0 \pm$  los errores experimentales, y el otro con aquellas para las cuales  $d = 4.2$ . A estas últimas se las ha identificado con un asterisco.

Teniendo en cuenta la existencia de estos dos conjuntos y recordando que un nivel con paridad negativa es muy improbable que sea alimentado desde el estado de captura, concluimos que dos niveles, uno a 1383.3 keV de paridad positiva y otro a 1387.5 keV (por ser  $\bar{d}^* = 4.2$  keV) con paridad negativa, existen.

El spin del primero es propuesto como  $2^+$  teniendo en cuenta la transición al estado fundamental. El spin del segundo es considerado como  $3^-$ , en acuerdo con Kane et al. <sup>(15)</sup> puesto que esto resulta en consecuencia a haber aceptado un spin  $4^+$  para el nivel a 1163.5 keV.

De esta manera, una descripción de estos niveles es obtenida sin necesidad de asumir multipolaridades como M2 ó E3 en competencia con E1 ó E2. Los resultados de los experimentos de coincidencias, a pesar de no ser concluyentes, apoyan la conclusión de que las transiciones de 268, 1196.5 y 1382 keV desexcitan el nivel a 1383.3 keV.

Finalmente la transición de 838.4 keV parece estar en el medio de acuerdo al correspondiente valor de  $d$ . Por esta razón un círculo ha sido dibujado en el esquema de niveles indicando que ésta podría proceder de cualquiera de los dos niveles. No hemos encontrado ningún otro posible asignamiento para esta transición en el esquema de niveles en base a la diferencia de energías entre otros estados. Además, los resultados de coincidencias sugieren que una transición de alrededor de 830 keV desexcita el nivel de 1383.3 keV.



Diez nuevos niveles estan presentados por encima de una energía de 1400 keV. Una discusión de estos en términos de los modelos colectivos se hace muy difícil puesto que excitaciones de quasi-partículas deben ser esperadas en esta región de energías tanto como altos miembros de las bandas colectivas. Spines han sido propuestos (en la mayoría de los caso tentativamente) basados en la transiciones situadas en el esquema de niveles.

Tal vez uno podría especular sobre la existencia de un segundo estado con spin y paridad  $0^+$  como posible análogo al nivel a 1765 keV en  $\text{Os}^{188}$ . Los niveles a 1546.1 keV, 1678 keV o 1734.4 keV podrían ser candidatos. Esta sugestión a la vez es apoyada porque los niveles a 1734.4, 1860.0 o 1915.7 keV podrían ser interpretados como los correspondientes  $2^+$  a 188.5, 181.7 o 181.3 keV, respectivamente, por encima de aquellos.

## REFERENCIAS.

1. A. Bohr, Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat.-Fys. Medd. 26, No. 14 (1952).
2. A. Bohr y B.R. Mottelson, Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat.-Fys. Medd. 27, No. 16 (1953).
3. Gertrude Scharff-Goldhaber, Phys. Rev. 103, 837 (1956).
4. Gertrude Scharff-Goldhaber y J. Weneser, Phys. Rev. 98, 212 (1955).
5. Gertrude Scharff-Goldhaber, Proceedings of the University of Pittsburgh Conference, junio 6-8, 1957 (sin publicar).
6. Aten, Feyfer, Sterk y Wapstra, Physica 21, 740 (1955).
7. F.C. Chu, Phys. Rev. 79, 582 (1950).
8. G. Scharff-Goldhaber, D.E. Alburger, G. Harbottle y M. McKeown, Phys. Rev. 111, 913 (1958).
9. R. M. Diamosnd y J.M. Hollander, Nuclaar Phys: 3, 143 (1958).
10. Barloutaud, Leveque, Lehmann y Quidort, J. Phys. Radium 19, 60 (1958).
11. F.K. McGowan y P.H. Stelson, Bull. Am. Phys. Soc. 3, 228 (1958).
12. O. B. Nielsen, N.O. Roy Poulsen, R. K. Sheline y B. Skytte Jensen, Nuclear Phys. 10, 475 (1959).
13. A.S. Davydov y G.F. Filippov, Nuclear Phys. 8, 237 (1958).
14. A.S. Davydov y V.S. Rostovsky y A.A. Chaban, Nuclear Phys. 27, 134 (1961).
15. W.R. Kane, G.T. Emery, G. Scharff-Goldhaber y M. McKeown, Phys. Rev. 119, 1953 (1960).
16. T. Yamazaki, Nuclear Phys. 44, 353 (1963).
17. B. Harmatz y T.H. Handley, Nuclear Phys. 56, 1 (1964).
18. P. Gregers Hansen, O.B. Nielsen y R. K. Sheline, Nuclear Phys. 12, 389 (1959).
19. C.A. Mallmann y A.K. Kerman, Nuclear Phys. 16, 105 (1960).
20. A.S. Davydov y A.A. Chaban, Nuclear Phys. 20, 499 (1960)

Referencias, pag. 2)

21. C.A. Mallmann, Nuclear Phys. 24,535(1961).
22. D.R. Bes, Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat.-Fys. Medd. 33, No. 2(1961).
23. D.R. Bes, Nuclear Phys. 49,544(1963).
24. I. Marklund, B. van Nooijen, y Z. Grabowski, Nuclear Phys. 15,533(1960).
25. Este detector de Ge(Li) fue preparado por el Dr. H. Kraner del Departamento de Instrumentacion en El Laboratorio Nacional de Brookhaven.
26. El preamplificador utilizado fue construido en el Departamento de Instrumentacion en el Laboratorio Nacional de Brookhaven.
27. El amplificador usado fue modelo Ortec 408, 410 y 411.
28. El analizador empleado fue modelo TMC de 16384 canales, acoplado a una unidad de cinta magnetica Datamec D 2020.
29. M. Mariscotti, Brookhaven National Laboratory Report No. 10904.
30. E.A. Crosbie y J.E. Monahan, AN E208, Argonne National Laboratory (1959).
31. E.M. Pell 1960. J. Appl. Phys. 31, 291.
32. D.V. Freck y J. Wakefield, Nature 193,669(1962).
33. H.L. Malm, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol NS-13 No. 3,(1966).
34. Sylvania Electric Products Inc., Towanda, Pennsylvania, U.S.A.
35. Rueda de Diamante "Norton", Form 1559, ME 70452 .
36. The Carborundum Company, Electro Minerals Division, Niagara Falls, N.Y., U.S.A.
37. M. Mariscotti, Nuclear Instruments and Methods, a ser publicado (1967).
38. El generador de pulsos fue disenado por A. Z. Schwarzschild. La componente principal es un Kelvin Varley Voltage Divider: Dekapot (Electro Scientific Industries Inc., Model CA1463).

39. M. Mariscotti, ~~Computer~~ Program, Nuclear Structure Group, Brookhaven Nat. Laboratory (1966).
40. W. R. Kane, M.A. Mariscotti y G. T. Emery, Slow-Neutron Capture Gamma-Ray Conference, Argonne National Laboratory Nov. 1966. A ser publicado.
41. G. Murray, R.L. Graham y J.S. Geiger, Nuclear Phys. 63, 353 (1965).
42. R. C. Greenwood, Slow-Neutron Capture Gamma-Ray Conference, Argonne National Laboratory, Nov. 1966.
43. M. A. Mariscotti, G. T. Emery, y W.R. Kane, B.A.P.S.11,1 (1966).
44. C. Chasman y R. Ristinen, comunicacion privada, (1965).
45. Brody, Peck y Warner, Nuclear Phys. 66, 365 (1965).
46. G.A. Bartholomew y L.A. Higgs, Report CRGP-784, Compilacion de rayos gamma producidos en captura de neutrones, Ontario, (1958).
47. L.V. Groshev, A.M. Demidov, V.N. Iutsenko y V.I. Pelekhov, Atlas of gamma-ray spectra from radioactive capture of thermal neutrons. Pergamon Press, New York, 1959).
48. D.H. White, Phys. Rev. 131, 777 (1963).
49. W.R. Kane y M.A. Mariscotti, a ser publicado.
50. K. Alder, A. Bohr, T. Huus, B. Mottelson y A. Winther, Rev. of Modern Physics 28, 432 (1956).
51. R.F. Casten, J.S. Greenberg, G.A. Burginyon y D.A. Bromley Yale, Report No. 3223-83 (1967).
52. A.H. Wapstra, G.J. Nijgh y R. van Lieshout, Nuclear Spectroscopy Tables (North Holland Publ. Co. Amsterdam, 1959).
53. Nuclear Data Sheets, National Research Council, compilacion realizada por K. Way.
54. R.K. Sheline, Revs. Modern Phys. 32, 1 (1960).
55. L.B. Warner y R.K. Sheline, Nuclear Phys. 36, 207 (1962).
56. G.T. Emery, W.R. Kane, M. McKeown, M.L. Perlman y G.S. Goldhaber, Phys. Rev. 129, 2597 (1963).

Referencias, pag. 4)

57. A.S. Davydov y V.S. Rostovsky, Nuclear Phys. 12, 58(1959).
58. A.S. Reiner, Nuclear Phys, 27, 115(1961).
59. A.S. Davydov, Nuclear Phys. 24, 682(1961).
60. D.P. Grechkhin, Nuclear Phys. 24, 576(1961).
61. I. Marklund et al., Nuclear Phys. 15, 199(1960).
62. Birbrair, Peker, Sliv, Soviet Physics JETPS, 9(1959)566
63. K. Kumar y M. Baranger, Phys. Rev. Lett. 17, 1146(1966).

Explicación de las tablas.

- Tabla I. Determinación de la energía de separación del neutrón en  $\text{Cr}^{54}$ . En la segunda columna los errores están indicados del siguiente modo:  $4846.9\overset{5}{-}$  significa  $4846.9 \pm 0.5$ .
- Tabla II. Energías e intensidades en  $\text{Cr}^{54}$ .
- Tabla III. Transiciones de baja energía obtenidas en la reacción  $\text{Os}^{189}(\text{n}, \gamma)\text{Os}^{190}$ .  $\Delta L$  indica la diferencia de energía de los niveles entre los cuales la transición toma lugar. Las intensidades están dadas relativas a  $I(186.7) = 160$ . El subíndice c) significa que el pico correspondiente a la transición es compuesto. El subíndice e) significa que el valor de la energía de la transición ha sido usado para determinar la energía del nivel.
- Tabla IV. Transiciones de alta energía obtenidas en la reacción  $\text{Os}^{189}(\text{n}, \gamma)\text{Os}^{190}$ . Las energías absolutas en la tercera columna fueron obtenidas determinando la diferencia de energía  $E_0 - E(13) = 65.71 \pm 0.22 \text{ keV}$  donde  $E_0 = 5999.0 \pm 0.8 \text{ keV}$  ha sido obtenido de la reacción  $\text{Cr}^{53}(\text{n}, \gamma)\text{Cr}^{54}$  (ver tabla II). Las intensidades están dadas relativas a  $I(186.7) = 160$ . Los errores van de 20% para las transiciones más intensas hasta 40% para las más débiles. El subíndice c) indica que estos valores no han sido utilizados como la energía del nivel pues valores más precisos pudieron ser obtenidos empleando las energías de las transiciones de bajas energías (ver Tabla III).

## Explicación de las figuras.

- Figura 1. Esquema de niveles del  $Os^{190}$  publicado por W.Kane et al., ref. 15.
- Figura 2. Ejemplo de la lista de posiciones, alturas y anchos que se obtiene automáticamente mediante la aplicación del programa PALMUD<sup>(29)</sup> de los picos existentes en un espectro dado.
- Figura 3. Ejemplo de gráficos que se obtiene mediante el programa PALMUD<sup>(29)</sup> de cada pico con la función que mejor lo ajusta superpuesta a los puntos experimentales. Estos gráficos se refieren a algunos de los picos enumerados en la primera de las listas presentadas en la Figura 2.
- Figura 4. El gráfico superior muestra un espectro tomado como ejemplo. El segundo gráfico exhibe la función segunda diferencia calculada para el espectro de arriba. El gráfico de más abajo muestra cómo, después de haber "suavizado" mediante integraciones sucesivas la función segunda diferencia, se obtiene una función que puede ser empleada para la identificación automática de picos en un espectro.
- Figura 5. Ejemplo de un doblete y su función segunda diferencia asociada. Los intervalos I, II, III y IV indicados al pie de la figura son tomados en cuenta para reconocer un pico. (ver texto)
- Figura 6. Dependencia de la función  $R_i$  (ver texto) de las variables  $z$ ,  $w$  y  $b$ , cuando aquélla es calculada asumiendo un pico aislado en la posición  $i_0$ .
- Figura 7. La función  $R_i$  calculada asumiendo un doblete centrado en  $i_m$ .
- Figura 8. Producto de las funciones mostradas en Figura 6 y 7. El mínimo de esta función producto se encuentra para  $z=5$  y  $w=0.6$ .
- Figura 9. Ejemplo similar al presentado en la figura 4. En este caso se muestra la diferencia que existe entre los bordes Compton y los picos cuando se toma en cuenta la segunda diferencia generalizada

- Figura 10. Ejemplo del análisis realizado en un espectro de coincidencias bidimensionales (ver texto).
- Figura 11. Espectros obtenidos de la reacción  $\text{Cr}^{53}(\text{n}, \gamma)\text{Cr}^{54}$  ilustrando como se obtuvo la energía de las dos líneas componentes del doblete a la derecha comparándolas con el pico de absorción total correspondiente al rayo gamma de 3,72 MeV, cuya energía, a la vez fué obtenida por comparación del pico de doble escape con las fuentes radioactivas  $\text{Na}^{24}$  y  $\text{Th}^{228}$ . El espectro de arriba fué obtenido con un detector de 2c.c. mientras que el de abajo con un detector de 10 c.c. (nótese la diferencia relativa de intensidades entre los picos de doble escape y absorción total).
- Figura 12. Esquema de niveles del  $\text{Cr}^{54}$  según el presente trabajo.
- Figura 13. Espectro simple de la reacción  $\text{Os}^{189}(\text{n}, \gamma)\text{Os}^{190}$  obtenido con un detector de Ge(Li) de 10 c.c., en el intervalo de 4,7 a 7.7 MeV. El doble asterisco indica pico de doble escape y un asterisco, simple escape. Las energías son las correspondientes a los rayos gamma mientras que la escala de energía señalada en el eje horizontal indica keV correspondientes a los picos.
- Figura 14. Esquema de niveles del  $\text{Os}^{190}$  obtenido en el presente trabajo. Niveles de paridad negativa por encima de 1400 keV han sido omitidos por simplicidad (ver Figura 1), excepto la línea que representa el isómero  $\text{Os}^{190\text{m}}$ . Ver texto por discusión del esquema de niveles.



TABLE I  
Determination of the Neutron Separation Energy in Cr<sup>54</sup>

$S_n$ (keV)	Obtained from*	Reference
9719.36±1.0	4846.9 <sup>5</sup>	See Table II
	+ 4872.0 <sup>5</sup>	See Table II
	+ 0.46	Recoil energy
9719.12±0.7	9807.7 <sup>7</sup>	2-escape peak of 10829.7 keV $\gamma$ -ray in N(n $\gamma$ ) <sup>42</sup>
	+ 89.5 <sup>1</sup>	Difference between N and Cr lines <sup>40</sup>
	+ 0.95	Recoil energy
$S_n = 9719.24 \pm 0.70$		

\* Errors in this column are indicated in the following way:

4846.9<sup>5</sup> means  $4846.9 \pm 0.5$

TABLE II  
Energies and Intensities in Cr<sup>54</sup>

E <sub>γ</sub> (keV)	Relative Intensity	References (Energies in keV)
834.96±0.2	100	Ref. 44
1783.5 ±0.5	14.4	1769.71±0.13 (Bi <sup>207</sup> ) ref. 45)
2238.8 ±0.5	13.6	1173.23±0.04 and 1332.48±0.05 (Co <sup>60</sup> ), ref. 41)
3719.7 ±0.5	3.2	2614.47±0.10 (RdTh) and 2753.92±0.12 (Na <sup>24</sup> ), ref. 41)
4846.9 ±0.5	1.4	3719.7±0.5 (Cr <sup>54</sup> )
4872.0 ±0.5	2.7	3719.7±0.5 (Cr <sup>54</sup> )
5999.0 ±0.8	3.2	9719.24±0.70, 3719.7±0.5 and recoil energy (Cr <sup>54</sup> )
6645.0 ±0.8	13.6	9719.24±0.70, 834.96±0.2, 2238.8±0.5 and recoil energy (Cr <sup>54</sup> )
7100.2 ±0.8	13.5	9719.24±0.70, 834.96±0.2, 1783.5±0.5 and recoil energy (Cr <sup>54</sup> )
8883.5 ±0.7	61.2	9719.24±0.70, 834.96±0.2 and recoil energy (Cr <sup>54</sup> )
9718.3 ±0.7		9719.24±0.70 and recoil energy (Cr <sup>54</sup> )

TABLE III

Low energy transitions from Os<sup>189</sup>(n $\gamma$ )Os<sup>190</sup>

	$I_{\gamma}$ (relative) <sup>b)</sup>	from level at (keV)	$\Delta L-E_{\gamma}$ <sup>a)</sup> (keV)	$E_{\gamma}$ (keV)	$I_{\gamma}$ (relative) <sup>b)</sup>	from level at (keV)	$\Delta L-E_{\gamma}$ <sup>a)</sup> (keV)
.	2.0 $\pm$ 0.5			877.4 $\pm$ 0.5	1.0 $\pm$ 0.2	1436.2	0.6
.1	160 $\pm$ 5	186.7	---e)	887.8 $\pm$ 1.0	0.7 $\pm$ 0.2	1436.2	0.7
.6	2.0 $\pm$ 0.2	1387.5	0.1	903 $\pm$ 1.5	0.3 $\pm$ 0.2	1860.0 <sup>d)</sup>	1.4
.6	0.7 $\pm$ 0.2			920 $\pm$ 1.	0.8 $\pm$ 0.2	1678.3 <sup>d)</sup>	2.2
.6	0.8 $\pm$ 0.3	1678.3 <sup>d)</sup>	-0.8	928.5 $\pm$ 0.5	3.7 $\pm$ 0.2	1115.2	---e)
.	0.3 $\pm$ 0.2	1383.3 <sup>d)</sup>	0.1	987.8 $\pm$ 0.5	2.0 $\pm$ 0.2	1546.1	0.1
.	0.2 $\pm$ 0.1	1734.4 <sup>d)</sup>	0.2	1011. $\pm$ 1.0	0.7 $\pm$ 0.3		
.	0.2 $\pm$ 0.1	1860.0	0.9	1020 $\pm$ 2.0	0.4 $\pm$ 0.3		
.	1.5 $\pm$ 0.2	912.4 <sup>d)</sup>	0.7	1057.1 $\pm$ 0.8	0.8 $\pm$ 0.3		
.1	27.0 $\pm$ 1.	547.8	---e)	1068.6 $\pm$ 1.	0.6 $\pm$ 0.2	1823.2	-1.5
.1	31.0 $\pm$ 1.	558.2	0.0	1103.8 $\pm$ 0.5	1.25 $\pm$ 0.4	1860.0	0.1
.2	3.9 $\pm$ 0.2	955.6	---e)	1115.4 $\pm$ 0.5 <sup>c)</sup>	2.4 $\pm$ 0.4	1115.2	-0.2
.2	{1.1 $\pm$ 0.3	955.6	0.1	1120 $\pm$ 1.0 <sup>c)</sup>	1.2 $\pm$ 0.4	1678.3 <sup>d)</sup>	0.1
	{4.5 $\pm$ 0.3	1163.5	-0.4	1130 $\pm$ 2.0	0.5 $\pm$ 0.3	1678.3 <sup>d)</sup>	0.6
.5	1.4 $\pm$ 0.2	1546.1 <sup>d)</sup>	-0.7	1155 $\pm$ 1.	1.8 $\pm$ 0.3	1910.7 <sup>d)</sup>	-0.4
.5c)	0.8 $\pm$ 0.3			1174.8 $\pm$ 1.	2.2 $\pm$ 0.3	1734.4	1.4
.	0.6 $\pm$ 0.4	1870.7 <sup>d)</sup>	1.4	1196.5 $\pm$ 1.	2.7 $\pm$ 0.3	1383.3	0.1
.1	42 $\pm$ 1.0	558.2	---e)	1248 $\pm$ 2.	1.0 $\pm$ 0.3	1436.2	1.5
.1	34 $\pm$ 1.	756.1	---e)	1252 $\pm$ 2.	1.1 $\pm$ 0.3		
.5	5.6 $\pm$ 0.4	1163.5	---e)	1264 $\pm$ 2.	1.2 $\pm$ 0.3	1823.2	1.0
.5	2.6 $\pm$ 0.5	1387.5	-0.1	1274 $\pm$ 2.	0.2 $\pm$ 0.1	1823.2	1.5
.	0.8 $\pm$ 0.4	1823.2	0.7	1301.9 $\pm$ 1.0	0.8 $\pm$ 0.2	1860.0	-0.1
.5	1.1 $\pm$ 1.3	1436.2	0.5	1311.9 $\pm$ 1.0	0.6 $\pm$ 0.2	1860.0	0.4
.	0.3 $\pm$ 0.2	1823.2 <sup>d)</sup>	-1.0	1359. $\pm$ 2.	0.5 $\pm$ 0.3	1546.1	0.4
.2	3.3 $\pm$ 0.3	912.4	---e)	1373 $\pm$ 2.	0.4 $\pm$ 0.2		
.4	1.8 $\pm$ 0.3	955.6		1382 $\pm$ 2.	0.8 $\pm$ 0.3	1383.3	1.3
.5	2.7 $\pm$ 0.3	1387.5	0.0	1394 $\pm$ 2	0.3 $\pm$ 0.2		
.0	0.8 $\pm$ 0.1	{1383.3 <sup>?</sup>	-2.8	1429 $\pm$ 2.	1.4 $\pm$ 0.2		
		{1387.5 <sup>?</sup>	+1.4	1436.8 $\pm$ 1.	2.2 $\pm$ 0.3	1436.2	-0.6
	0.6 $\pm$ 0.3			1491.5 $\pm$ 1.	1.8 $\pm$ 0.2	1678.3	0.1
	0.6 $\pm$ 0.3	1823.2	0.6	1545 $\pm$ 2	4.0 $\pm$ 0.4	{1546.1	1.1
						{1734.4	2.7

stands for the energy difference of the levels between which the transition takes place.

relative to  $I_{\gamma}(186.7) = 160$ .

opposite line.

relative assignment

sign value used to determine the level energy.

TABLE IV

High energy transitions from Os<sup>189</sup>(n $\gamma$ )Os<sup>190</sup>

i	$E_{\gamma}(i)-E_{\gamma}(13)$ (keV)	$E_{\gamma}(i)^a)$ (keV)	$E_{\gamma}(1)-E_{\gamma}(i)$ (level energy)	$I_{\gamma}$ (relative) <sup>b)</sup>
1	1860.0 $\pm$ 0.2	7793.3 $\pm$ 0.9	0	0.20
2	1672.9 $\pm$ 0.3	7606.2 $\pm$ 0.9	187.1 $\pm$ 0.4 <sup>c)</sup>	0.08
3	1301.7 $\pm$ 0.2	7235.0 $\pm$ 0.8	558.3 $\pm$ 0.3 <sup>c)</sup>	0.27
4	1103.6 $\pm$ 0.2	7037.0 $\pm$ 0.8	756.4 $\pm$ 0.3 <sup>c)</sup>	0.03
5	948.8 $\pm$ 1.5	6882.1 $\pm$ 1.7	911.2 $\pm$ 1.5 <sup>c)</sup>	0.01
6	746.0 $\pm$ 2.0	6679.3 $\pm$ 2.0	1113.4 $\pm$ 2.0 <sup>c)</sup>	0.03
7	476.7 $\pm$ 0.2	6410.0 $\pm$ 0.8	1383.3 $\pm$ 0.3	0.08
8	423.8 $\pm$ 0.2	6357.1 $\pm$ 0.8	1436.2 $\pm$ 0.3	0.06
9	313.9 $\pm$ 0.2	6247.2 $\pm$ 0.8	1546.1 $\pm$ 0.3	0.09
10	181.7 $\pm$ 0.1	6115.0 $\pm$ 0.8	1678.3 $\pm$ 0.2	0.08
11	125.6 $\pm$ 0.1	6058.9 $\pm$ 0.8	1734.4 $\pm$ 0.2	0.06
12	36.8 $\pm$ 0.1	5970.1 $\pm$ 0.8	1823.2 $\pm$ 0.2	0.03
13	0	5933.3 $\pm$ 0.8	1860.0 $\pm$ 0.2	0.33
14	-11.1 $\pm$ 0.1	5922.2 $\pm$ 0.8	1870.7 $\pm$ 0.2	
15	-51.1 $\pm$ 0.2	5882.2 $\pm$ 0.8	1910.7 $\pm$ 0.3	
16	-56.1 $\pm$ 0.2	5877.2 $\pm$ 0.8	1915.7 $\pm$ 0.3	
17	-136.3 $\pm$ 0.3	5797.0 $\pm$ 0.9	1995.9 $\pm$ 0.4	

a) The absolute energies were obtained by determining the difference  $\Delta E = E_0 - E_{\gamma}(13) = 65.71 \pm 0.22$  keV where  $E_0 = 5999.0 \pm 0.8$  keV has been measured in Cr<sup>53</sup>(n, $\gamma$ )Cr<sup>54</sup> (see Table II).

b) Intensities are given relative to  $I_{\gamma}(186.7) = 160$ . The errors range from 20% for the strongest transitions up to 40% for the weakest.

c) Because the values obtained for the low energy transitions (Table III) allowed a more accurate determination of the level energy, these values were not used in the level scheme.

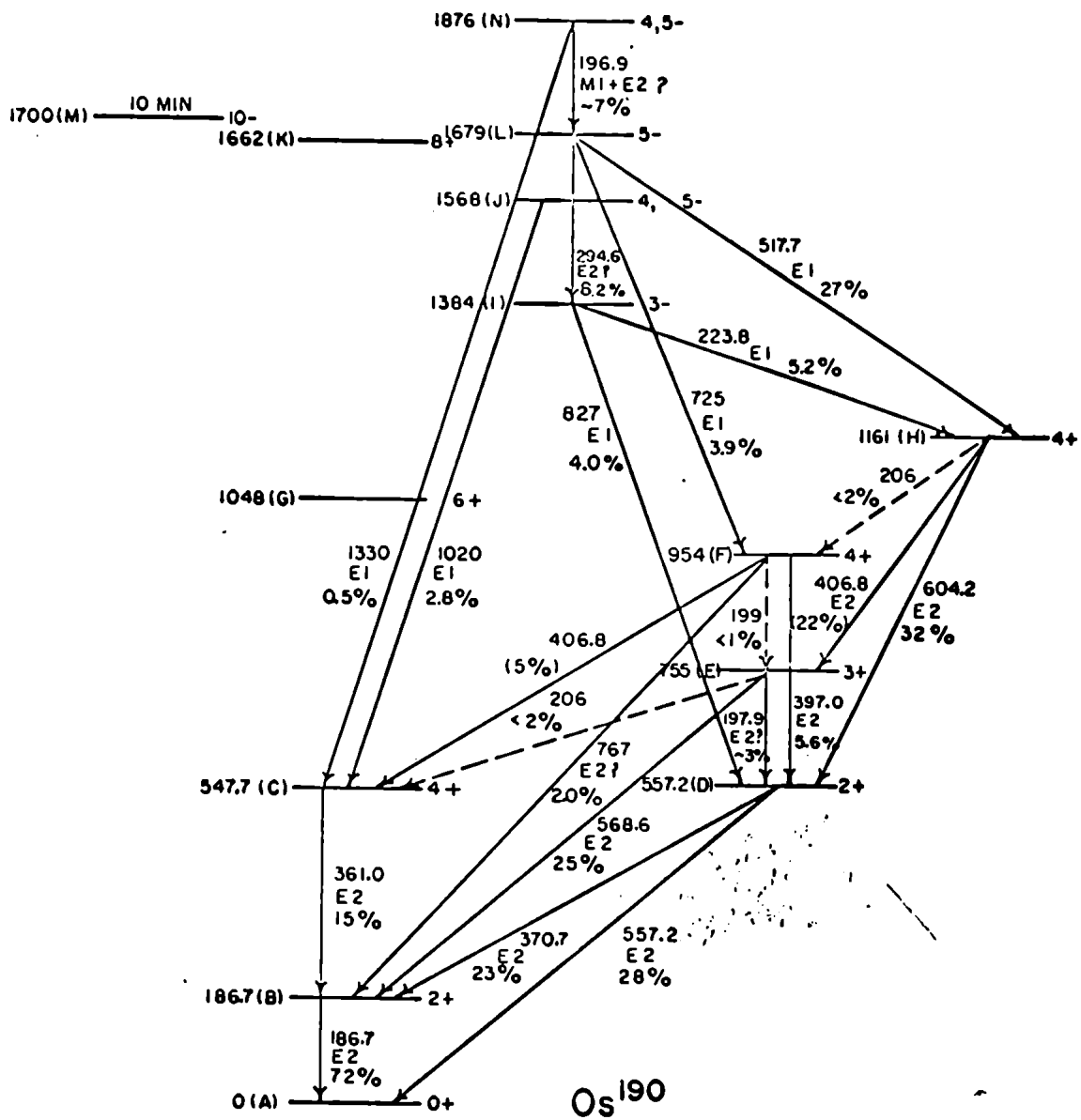


FIGURE 1

Position, Intensity and Width of the Peaks in the Run 145014

Peak Number	Position and Error	Height and Error	Relative	FWHM and Error	XI	No. of It	No. of Points
1	79.059 0.096	3928. 128	1.0000	7.18 0.29	73.	6	41
2	183.941 0.582	312. 77	0.0794	5.23 1.62	29.	11	41
3	208.757 0.926	177. 124.	0.0451	2.97 2.63	18.	6	21
4	229.918 0.335	862. 94.	0.2195	9.58 1.25	38.	5	41
5	313.360 0.851	239. 56.	0.0608	8.20 2.41	41.	9	61
6	379.534 0.348	749. 84.	0.1908	9.14 1.25	36.	7	41
7	473.663 0.520	276. 130.	0.0703	2.42 1.42	19.	6	21
8	0. 0.	0. 0.	0. 0.	0. 0.	0.	0	0
9	591.279 0.620	401. 78.	0.1020	6.96 1.72	74.	9	60
10	609.569 0.667	371. 81.	0.0945	6.96 1.72	74.	9	60
11	847.729 0.544	236. 84.	0.0601	3.22 1.40	37.	7	41
12	893.735 0.179	1437. 69.	0.3659	9.50 0.58	64.	7	59
13	912.424 0.360	696. 81.	0.1773	9.50 0.58	64.	7	59

Position, Intensity and Width of the Peaks in the Run 035014

Peak Number	Position and Error	Height and Error	Relative	FWHM and Error	XI	No. of It	No. of Points
1	0. 0.	0. 0.	0. 0.	0. 0.	0.	0	0
2	182.259 0.431	775. 107.	0.3022	8.63 1.49	33.	5	41
3	249.857 0.290	1610. 168.	0.6279	10.96 1.24	47.	15	41
4	409.863 0.411	446. 212.	0.1739	1.63 0.87	24.	4	21
5	549.883 0.200	1678. 112.	0.6546	10.16 0.78	49.	7	41
6	616.378 0.215	1793. 124.	0.6992	9.70 0.80	73.	7	41
7	660.030 0.097	2564. 81.	1.0000	10.12 0.37	29.	8	41
8	782.065 0.494	311. 86.	0.1214	3.84 1.30	40.	3	41
9	946.043 0.797	327. 84.	0.1276	8.46 2.71	55.	8	41

FIGURE 2

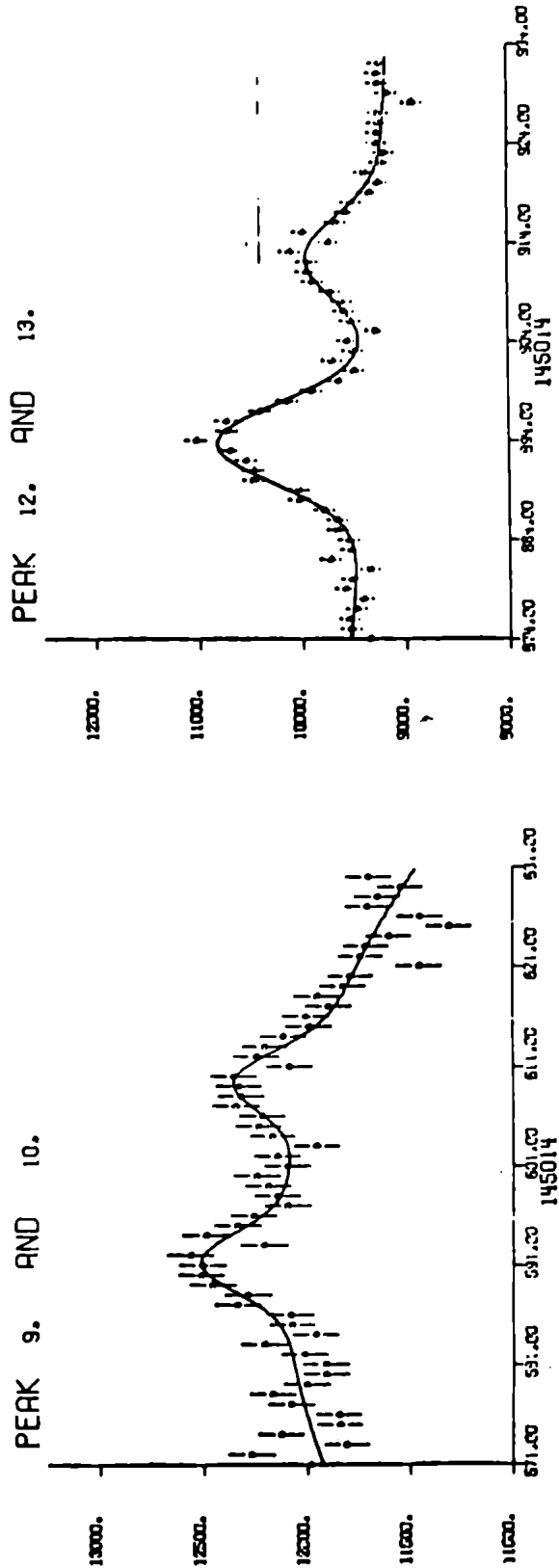
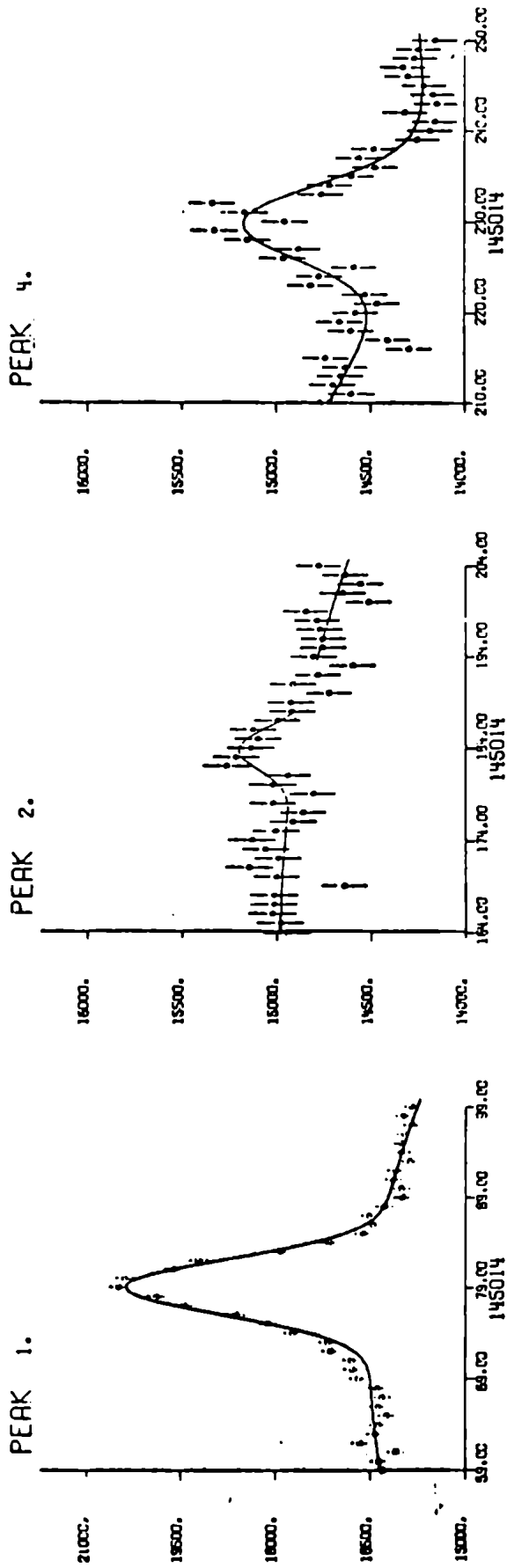


FIGURE 3

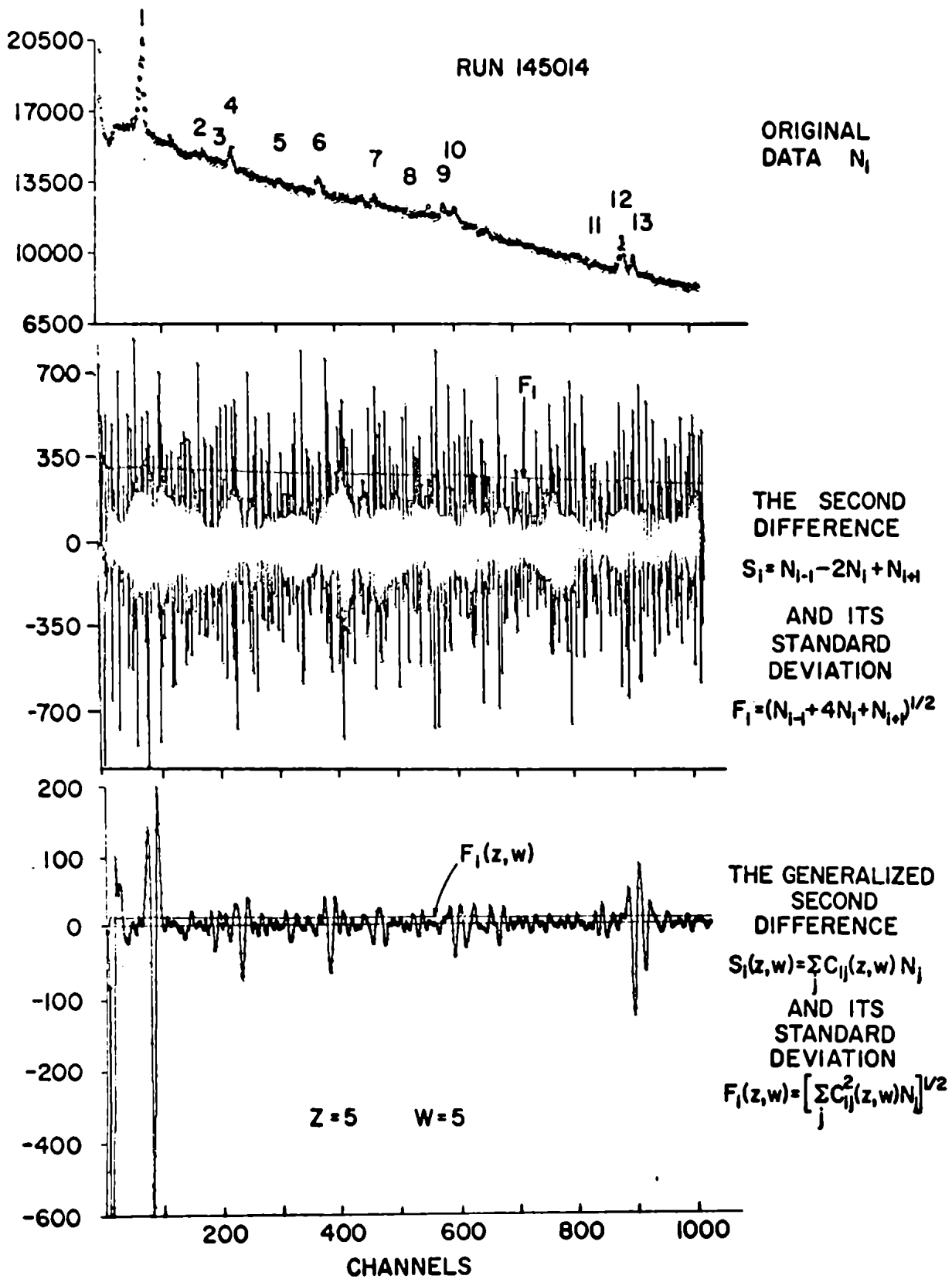


FIGURE 4



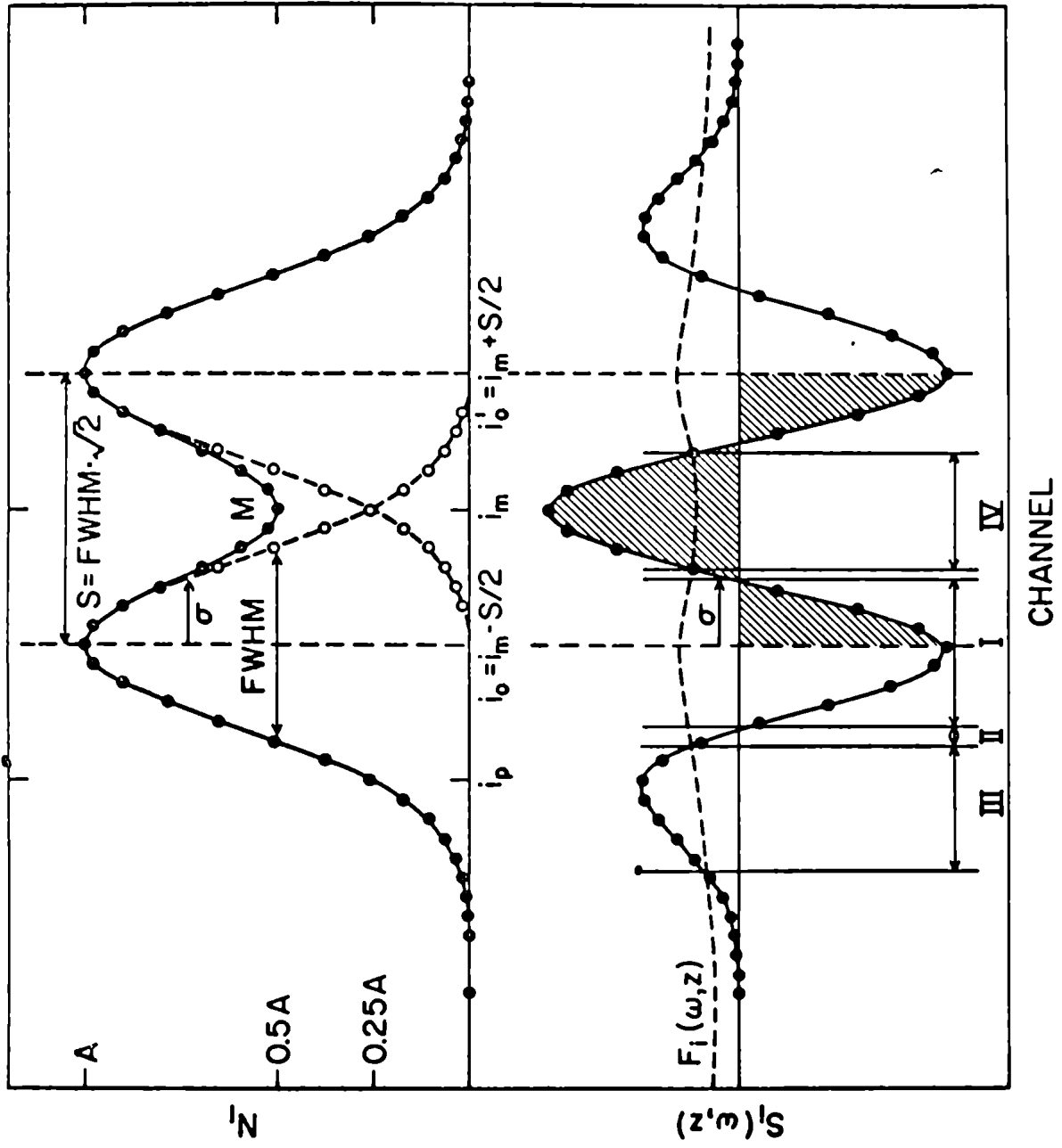


FIGURE 5

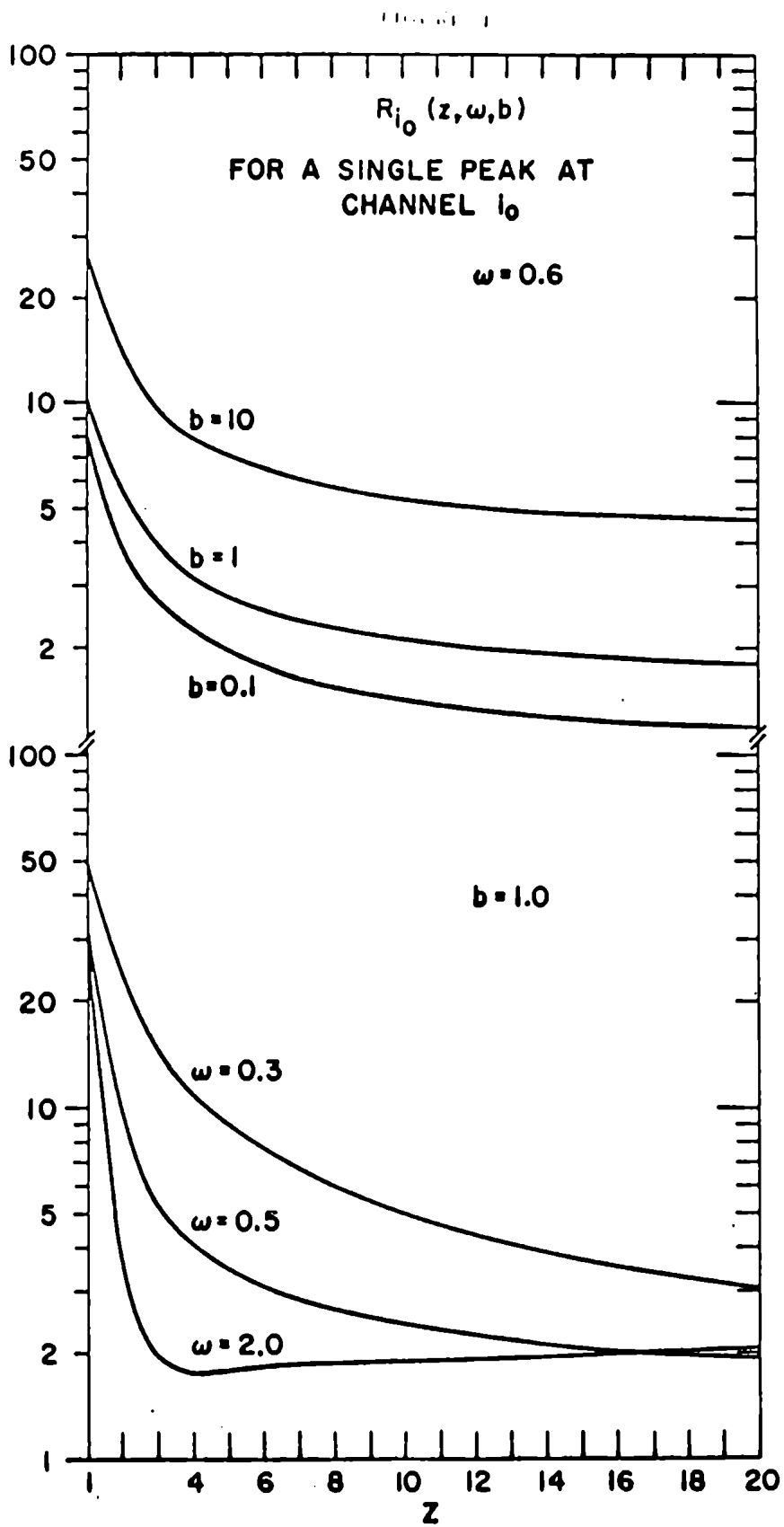


FIGURE 6

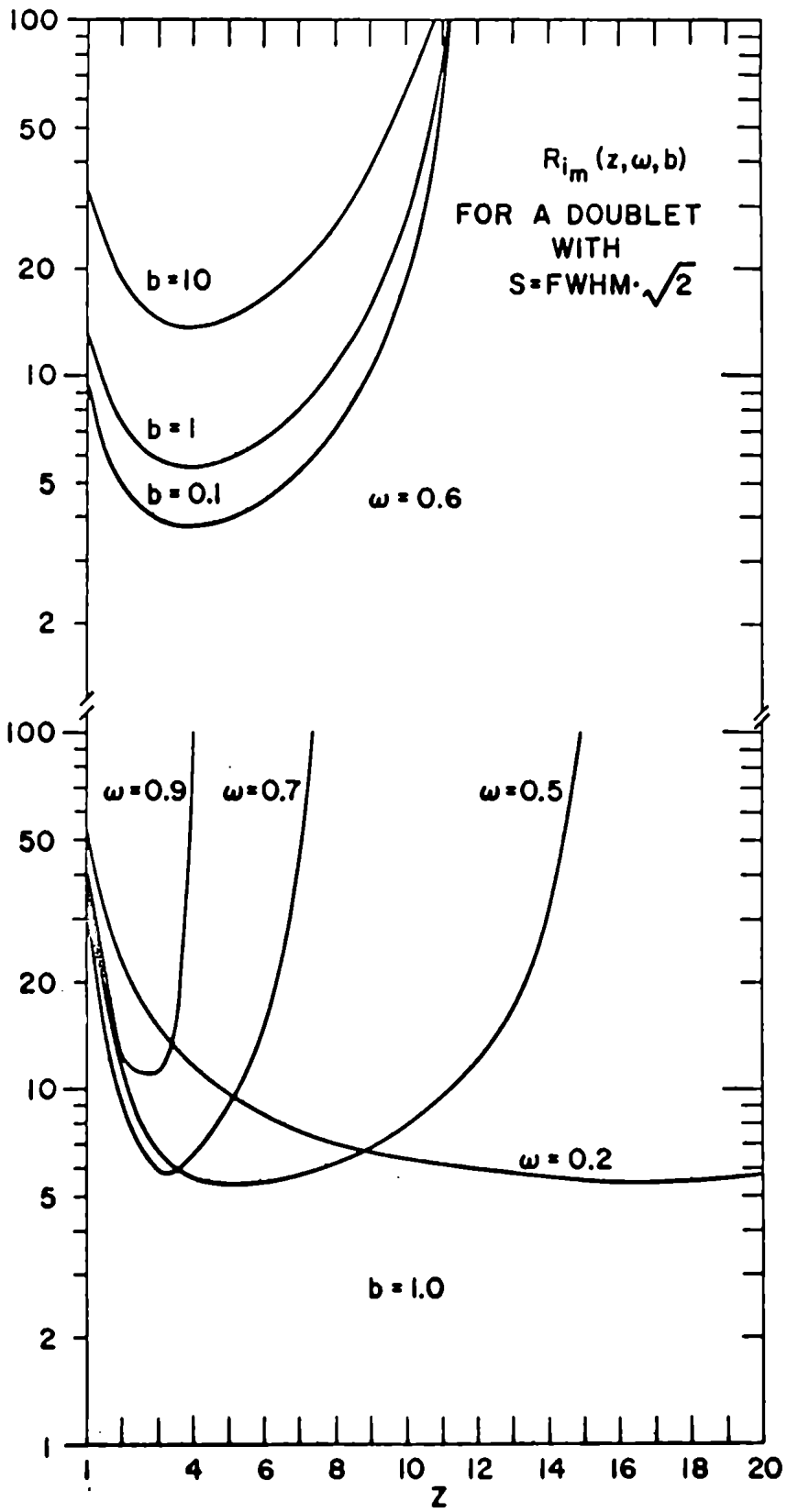


FIGURE 7

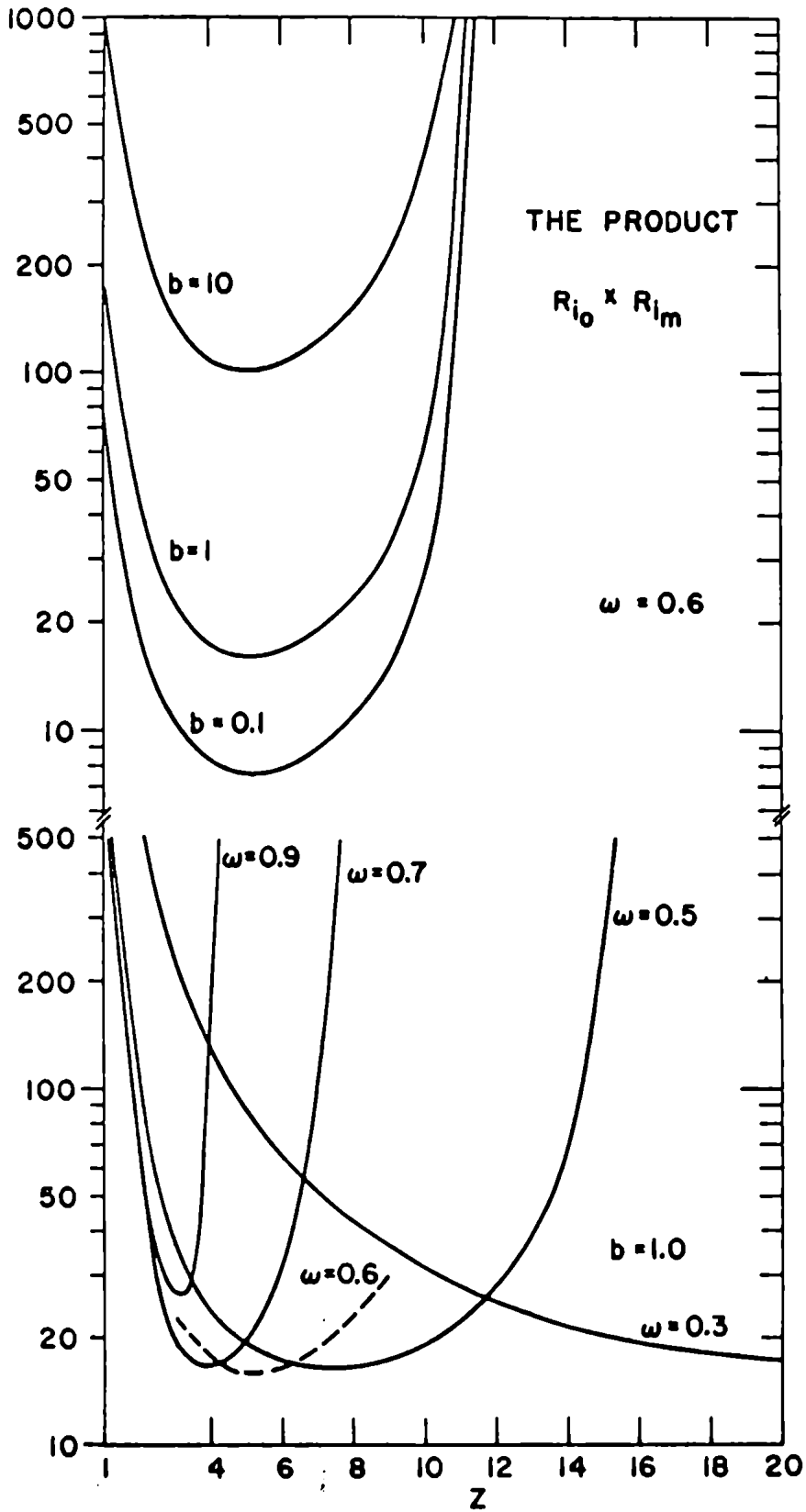


FIGURE 8

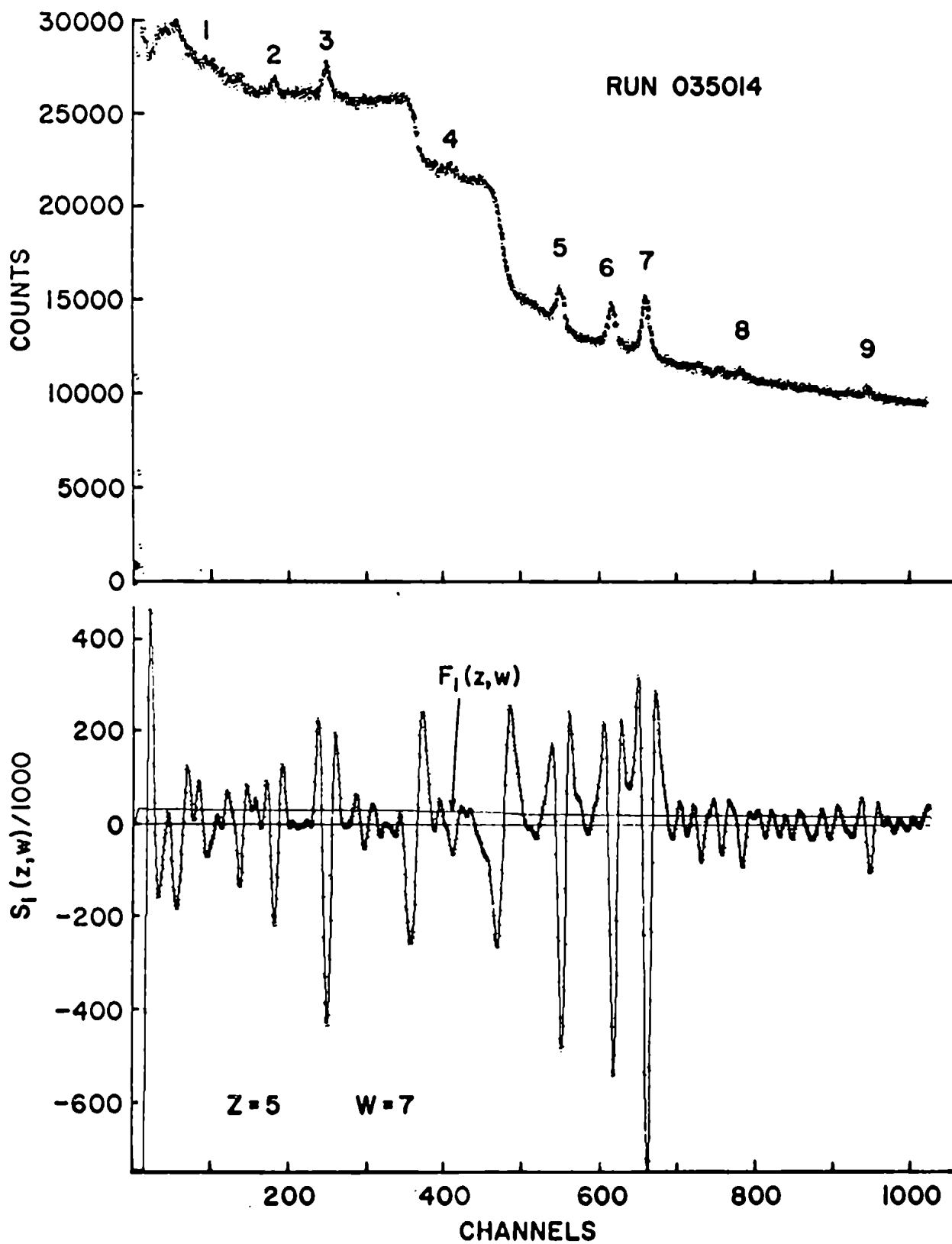


FIGURE 9

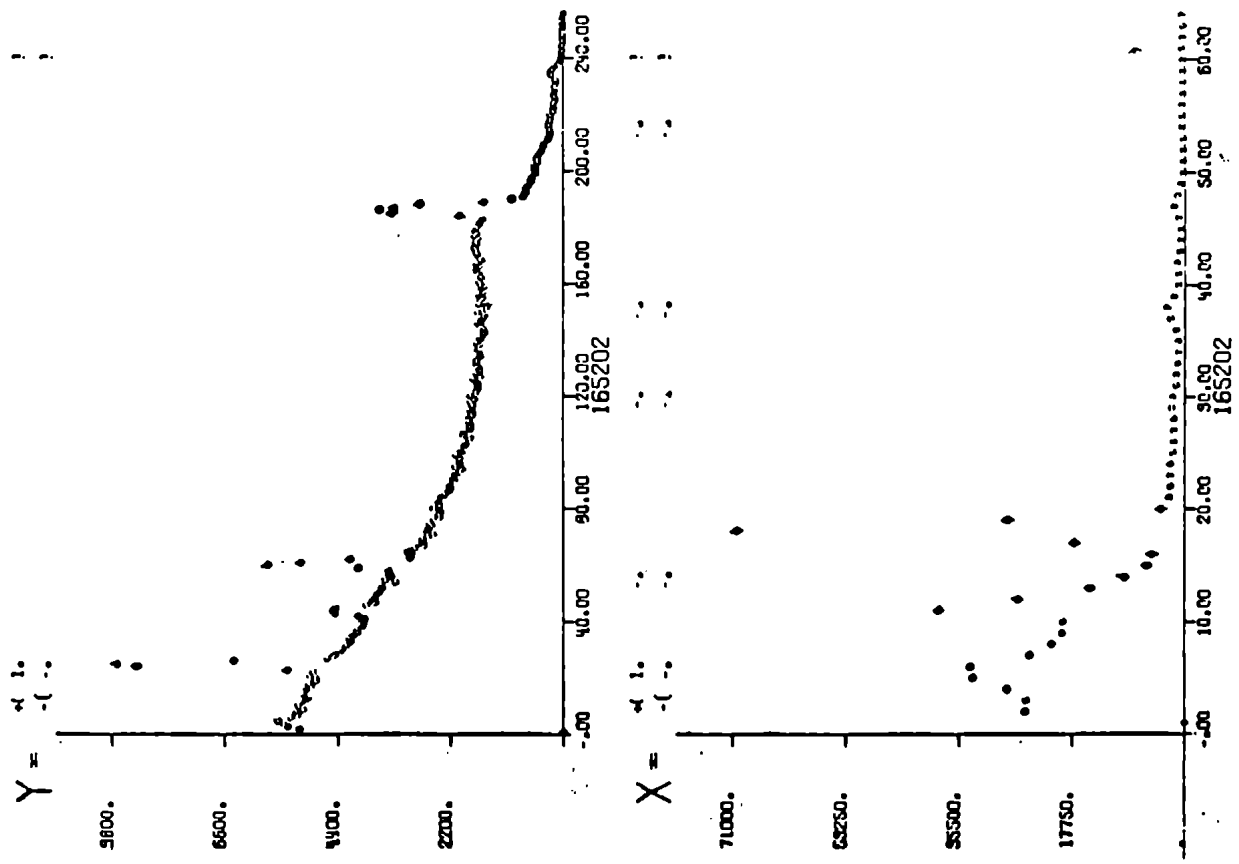


FIGURE 10

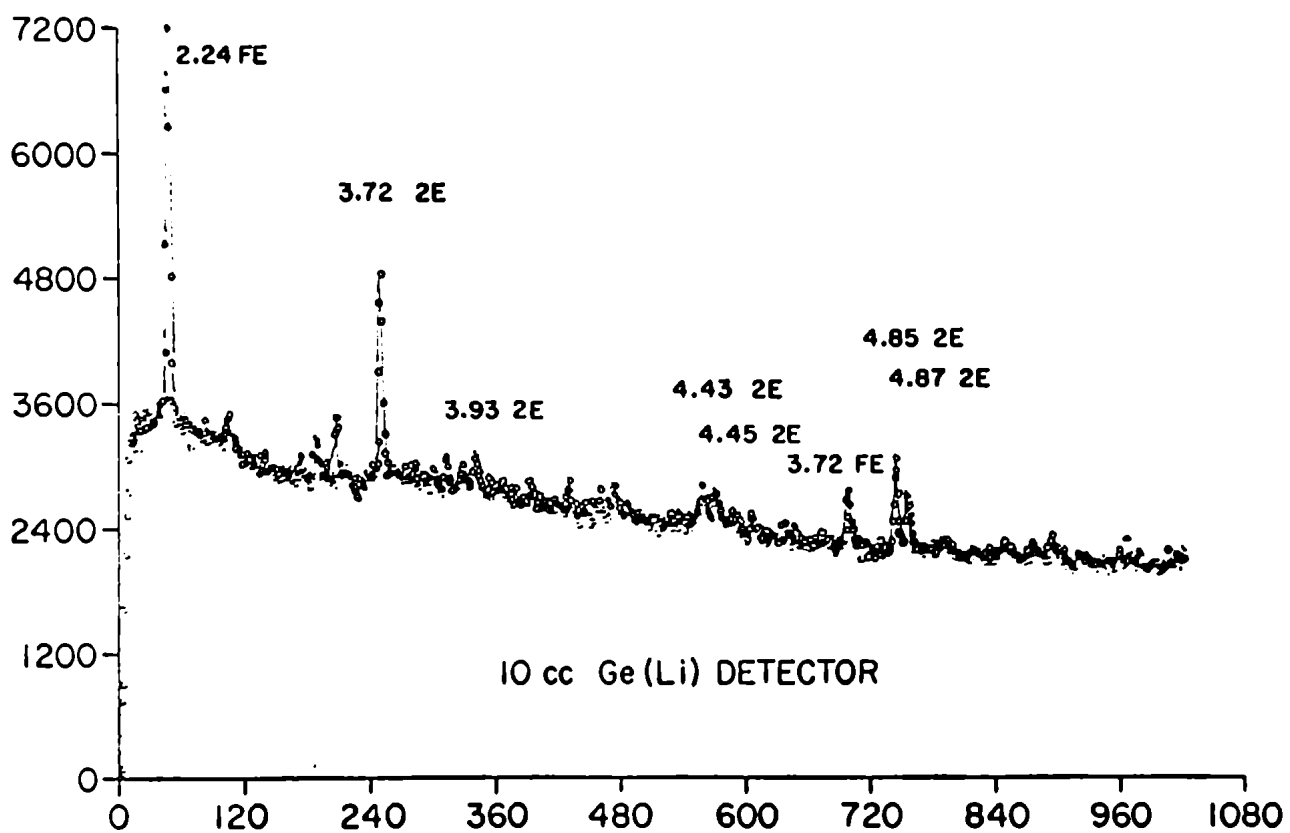
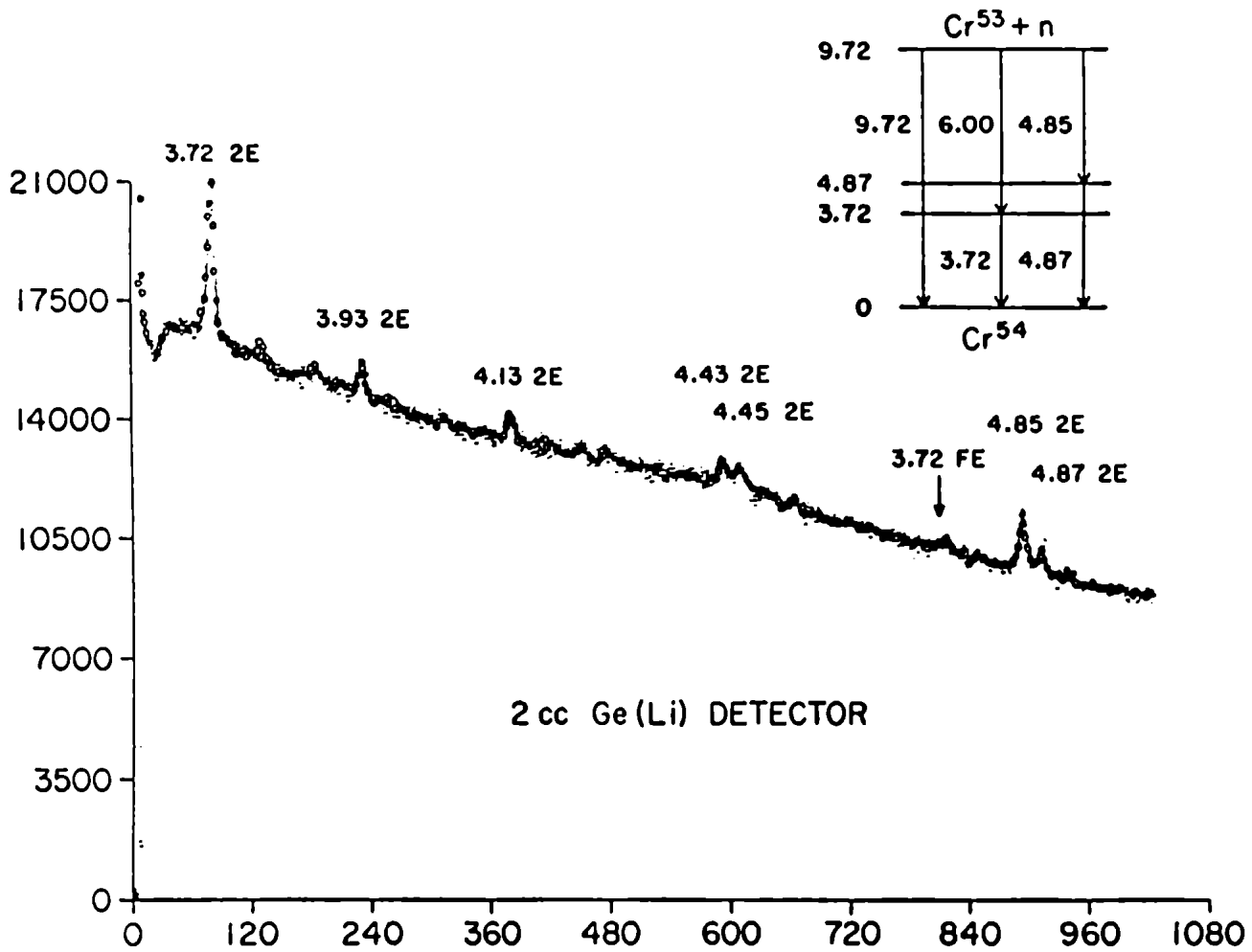


FIGURE 11

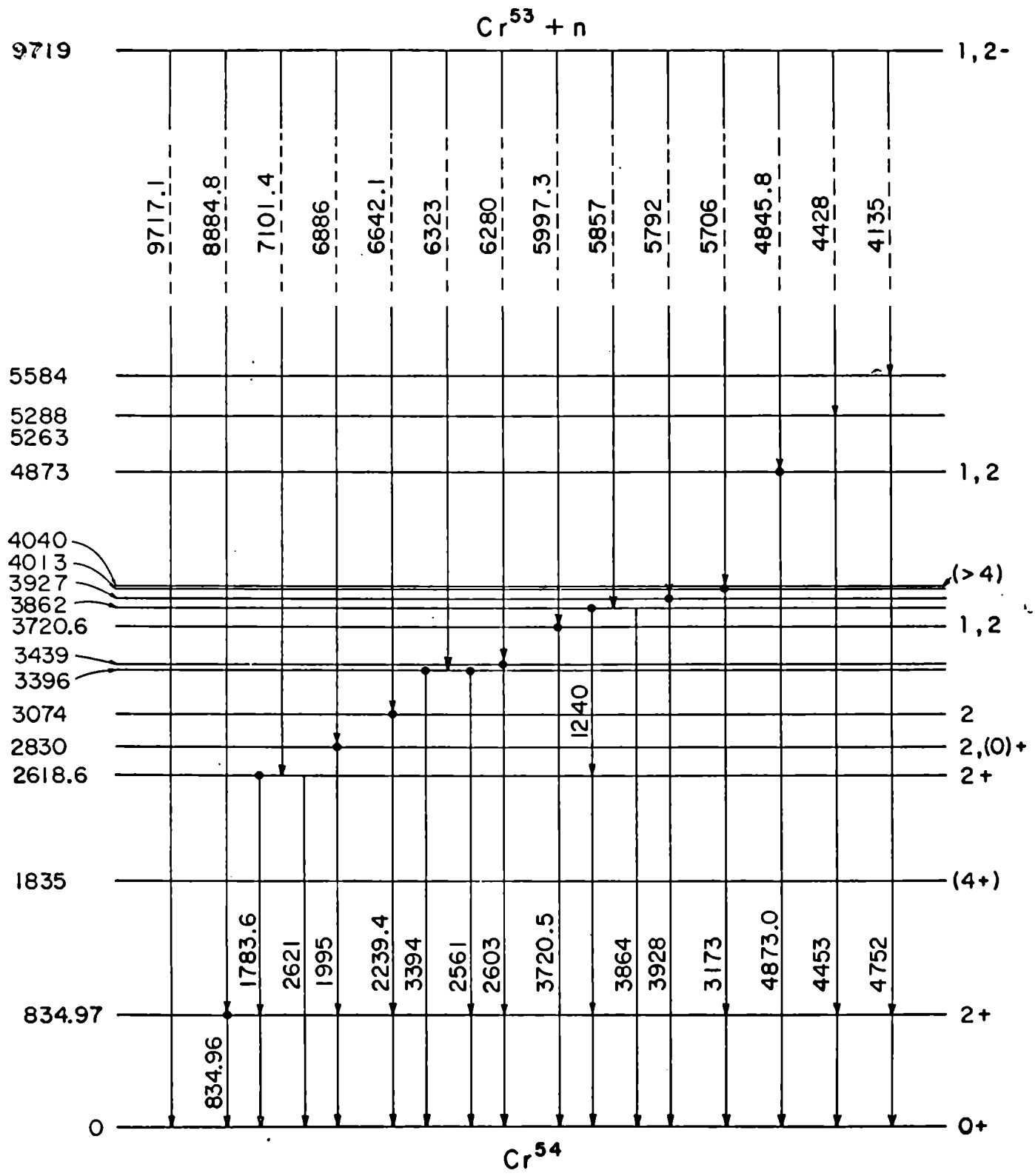


FIGURE 12



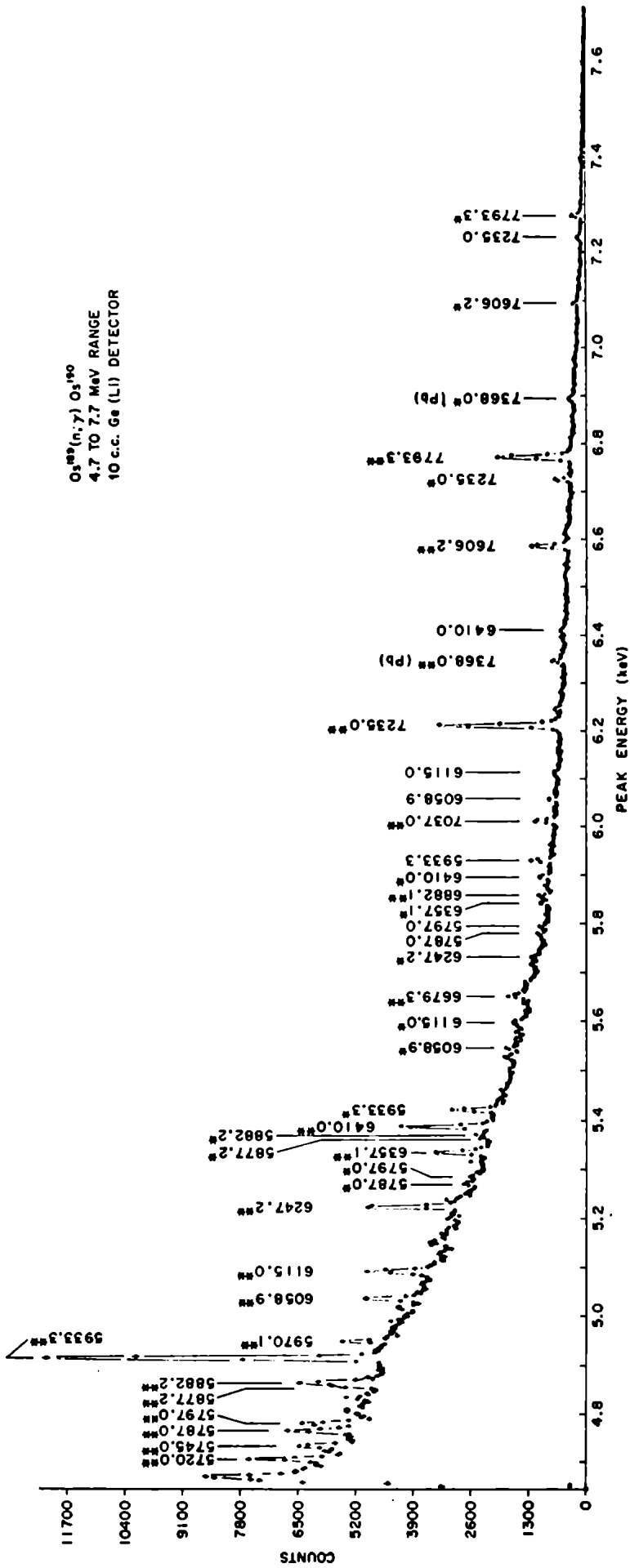


FIGURE 13

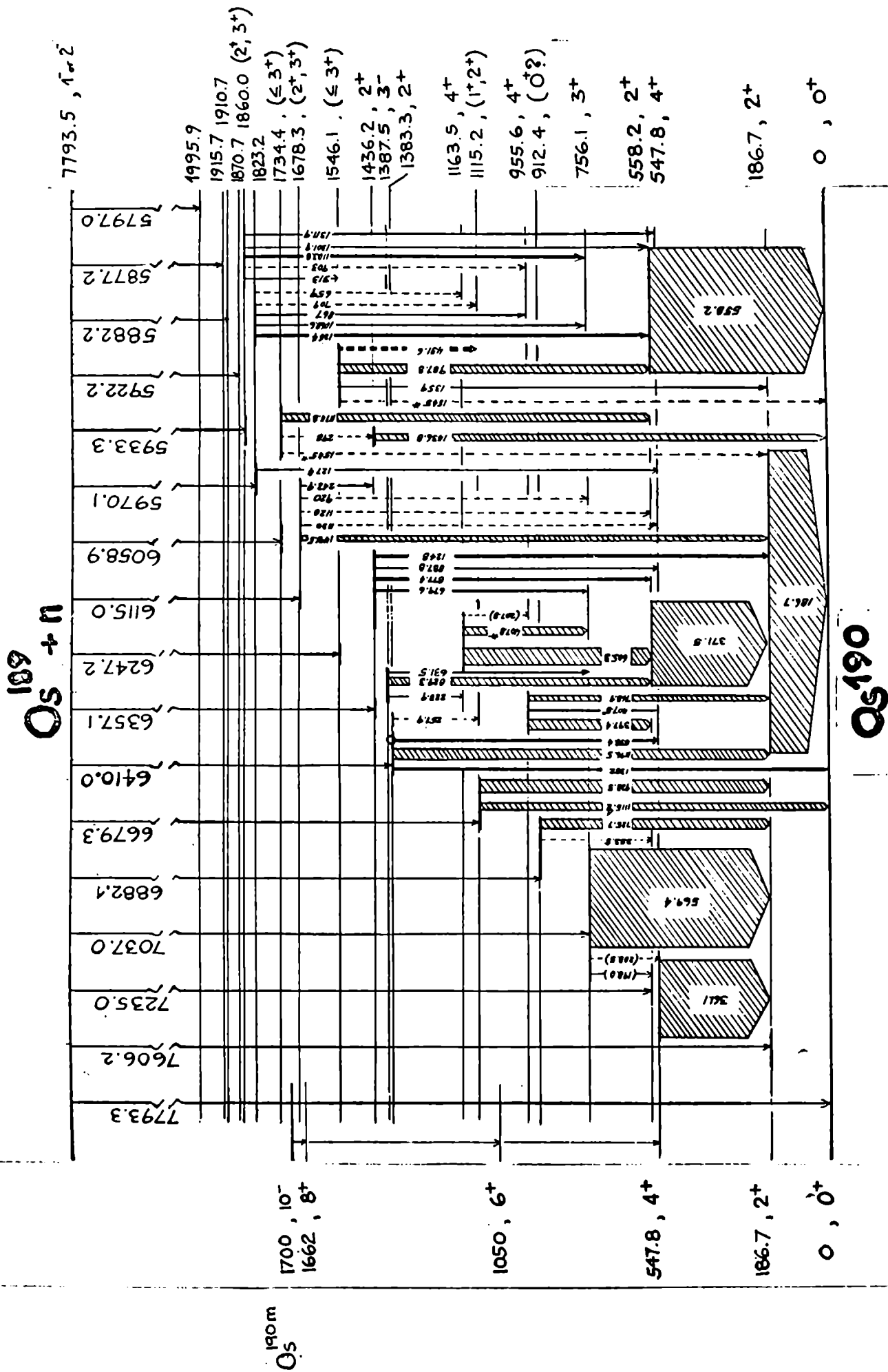


FIGURE 14