J. E. N. 82-DF/I 24

JUNTA DE ENERGIA NUCLEAR

METODO DE COINCIDENCIAS $\beta - \gamma$

Por

AGULLO, F.

MADRID, 1 960

Toda correspondencia en relación con este trabajo debe dirigirse al Servicio de Documentación y Biblioteca, Serrano 121, Madrid, ESPAÑA.

I N D I C E

	Pág.
INTRODUCCION	1
I. BASES DEL METODO	1
II. METODO EXPERIMENTAL	9
Esquema	9
Equipo.	9
Medidas	14
Correcciones	14
Errores	15
BIBLIOGRAFIA	18

METODO DE COINCIDENCIAS $\beta - \gamma$

Por

AGULLO, F.

I N T R O D U C C I O N

Los métodos más utilizados hoy día para la medida de actividades absolutas de muestras radioactivas β son el de coincidencias ($\beta - \gamma$, o $\gamma - \gamma$) y los que utilizan una geometria 4π . El método de coincidencias es, quizás, el más preciso pues en él quedan eliminadas la mayor parte de las causas de error implicadas en la medida de una actividad. Sin embargo, exige utilizar para la medida elementos con esquema de desintegración simple. Tambien puede aplicarse a algunos otros elementos de esquema más complejo, pero bien conocido. Los detectores 4π tienen, en cambio, la ventaja de ser más independientes del esquema de desintegración y de medida directa por lo que tienen un campo de aplicación más amplio.

Nuestro trabajo que esta dedicado al estudio del método de coincidencias $\beta - \gamma$, consta de una primera parte I en que se exponen los fundamentos del método y de una segunda parte II donde se describe con detalle la marcha experimental para el caso del ^{198}Au.

I. BASES DEL METODO.

Coloquemos una muestra radioactiva S entre dos dispositivos detectores β y γ , unidos a traves de sendos amplificadores y discriminadores de corte a una unidad de coincidencias (fig. 1). Supongamos que la muestra posee un esquema de desintegración simple (fig. 2).

Consideremos en primer lugar un elemento de volúmen dv situado en el punto P dentro de la muestra (fig. 3). Si Adv es la actividad total del elemento, el número de rayos β emitidos dentro del ángulo sólido $d\Omega$ es $Advd\Omega$ supuesto que la emisión de partículas sea isótropa. De estas partículas emitidas, solo se contará una fracción ε $Advd\Omega$, donde esta constante $\varepsilon(P, \Omega)$

División de Física

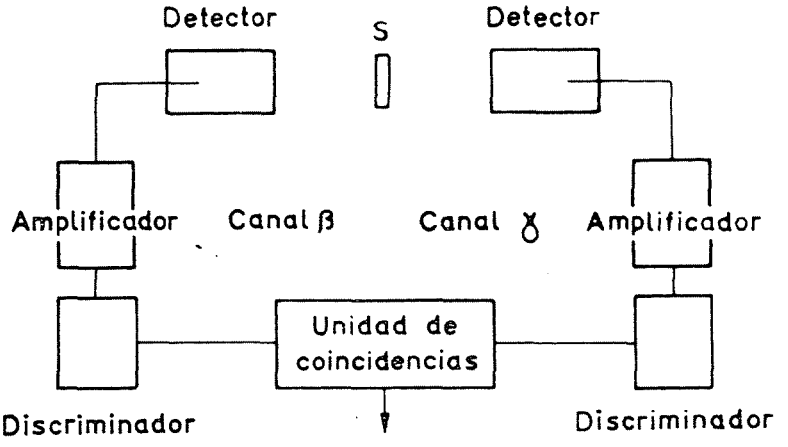


Fig. 1

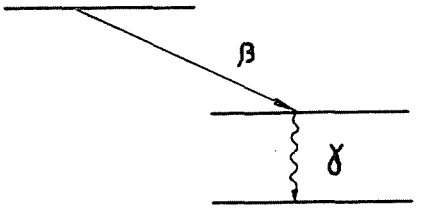


Fig. 2

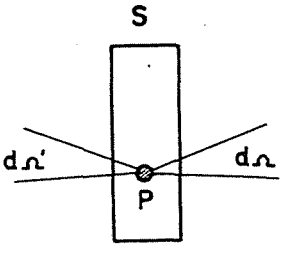


Fig. 3

queda definida como eficiencia de recuento β para el punto P y en la dirección Ω. Es importante notar que por la misma manera de definirla incluye todos los procesos que como autoabsorción, dispersión, eficiencia interna del contador, discriminación etc, eliminan el recuento de la partícula por la escala correspondiente.

El número total de partículas β contadas, procedentes de ese elemento de volúmen será, pues

$$(1) \qquad \int_{\Omega} A(P)\, \varepsilon(P,\Omega)\, d\Omega dv$$

donde la integral está extendida a todo el espacio de direcciónes. Integrando ahora (1) para todo el volúmen de la muestra se tiene

$$(2) \quad N_{\beta} = \int_{v} \int_{\Omega} A(P)\, \varepsilon(P,\Omega)\, d\Omega dv = \int_{v} A(P)\, \varepsilon(P) dv$$

donde

$$\varepsilon(P) = \int_{\Omega} \varepsilon(P,\Omega) d\Omega$$

De un modo análogo se llegaria a

$$(3) \qquad N_{\gamma} = \int_{v} A(P)\, \eta(P)\, dv \quad \text{con} \quad \eta(P) = \int \eta(P,\Omega) d\Omega$$

Es importante notar que estas expresiones son independientes del esquema de desintegración de la muestra. La necesidad de utilizar un esquema simple, aparecerá ahora al tratar de calcular el número de coincidencias registrado. En el supuesto de que no exista correlación angular entre las radiaciones β y γ el número de coincidencias total sera :

$$(4) \qquad C = \int_{v} A(P)\, \varepsilon(P)\, \eta'(P) dv$$

donde $\eta'(P)$ es la eficiencia correspondiente a los rayos γ emitidos en P simultaneamente con los $A(P)\, \varepsilon(P)$ contados en el canal β. Se comprende que en el caso de existir varias ramas de desintegración esta eficiencia $\eta'(P)$ no coincida con la $\eta(P)$ previamente definida, puesto que la eficiencia de los detectores depende, en general, de la energía de las partículas. En cambio, si el esquema es simple podemos escribir

$$(5) \qquad C = \int_{v} A(P)\, \varepsilon(P)\, \eta(P)\, dv$$

Resumiendo, tenemos el siguiente cuadro

$$N_{\beta} = \int_{v} A(P)\, \varepsilon(P)\, dv$$

$$(6) \qquad N_\gamma = \int_v A(P)\,\eta\,(P)\,dv$$

$$C = \int_v A(P)\,\varepsilon\,(P)\,\eta\,(P)\,dv$$

Si se admite ahora que una de las eficiencias, p. ej la γ es independiente de P, tenemos

$$N_\beta = \int_v A(P)\,\varepsilon\,(P)dv = A\varepsilon$$

$$(6') \qquad N_\gamma = \int_v A(P)\,\eta\,(P)dv = A\eta$$

$$C = \int_v A(P)\,\varepsilon\,(P)\,\eta\,(P)\,dv = A\varepsilon\eta$$

y de aqui

$$(7) \qquad A = \frac{N_\beta\,N_\gamma}{C}$$

donde $A = \int_v A(P)dv$ es la actividad total de la muestra (ε y η son unos valores medios de ε (P) y η (P) definidos a través de (6´)). Notese que no es preciso, para llegar a (7), que la muestra esté uniformemente activada.

La ecuación (7) es la base del método experimental. No hay que olvidar que su validez está condicionada por las siguientes hipótesis :

1º. - Esquema de desintegración simple, es decir de una sola rama.

2º. - Una de las eficiencias debe ser constante para toda la muestra.

La primera condición limita extraordinariamente el campo de aplicabilidad del método, aunque ya veremos posteriormente como se puede tratar esquemas de desintegración más complejos. La segunda condición es fácil de cumplis para los rayos γ siempre que la muestra puede considerarse puntual para el detector correspondiente y objetos cercanos que puedan producir dispersión. Para los rayos β es mas difícil puesto que para ellos la autoabsorción es mucho mas importante. En cualquier caso interesa trabajar con muestra delgada para que al menos para los γ este último efecto sea despreciable.

En todo lo anterior se ha supuesto que durante la medida de N_β , N_γ y C, las eficiencias permanecían constantes. En realidad, si la medida dura un tiempo suficientemente largo, deberiamos escribir las ecuaciones (6´) en la forma :

$$(8)\quad \begin{cases} N_\beta = \int_T A_o\, \varepsilon\,(t) e^{-\lambda t}\, dt \\ N_\gamma = \int_T A_o \eta\,(t) e^{-\lambda t}\, dt \\ C = \int_T A_o\, e^{-\lambda t}\, \varepsilon(t)\, \eta\,(t)\, dt \end{cases}$$

siendo A_o la actividad en el instante inicial de la medida y T la duración de la misma. En el caso de una variación arbitraria de las ε y η con el tiempo no podriamos despejar la A_o. Vamos, en cambio, a suponer que una cualquiera de ellas es independiente t, p. ej. la ε, entonces :

$$(8')\quad \begin{cases} N_\beta = A_o \varepsilon\, \tau \\ N_\gamma = A_o \int_T \eta\,(t)\, e^{-\lambda t}\, dt \\ C = A_o \varepsilon \int_T \eta\,(t)\, e^{-\lambda t}\, dt \end{cases}$$

y queda

$$(9)\qquad A_o = \frac{N_\beta \quad N_\gamma}{C\tau} \qquad \text{con} \qquad \tau = \int_T e^{-\lambda t}\, dt$$

con lo cual el método sigue siendo viable. Ahora bien, esta última condición es dificil de cumplir para las eficiencias, especialmente cuando se utilizan fotomultiplicadores en los equipos de detección, así que no queda otra solución que efectuar muchas medidas de corta duración de cada una de las cuales deducimos un valor de A_o para hallar, luego, el valor medio. De este modo salvamos el inconveniente y además disponemos de un medio para estudiar la variación de las eficiencias de los equipos con el tiempo.

Veamos ahora los puntos que hay que tener en cuenta para aplicar correctamente la fórmula (7).

a) Fondos que alteran los datos N_β y $N\gamma$. Es preciso restar de las lecturas L y $L\gamma$ obtenidas con la muestra, las F_β y $F\,\gamma$ obtenidas en ausencia de esta (fondos), con lo que

$$N_\beta = L_\beta - F$$

$$N_\gamma = L_\gamma - F_\gamma$$

Si estos fondos son notables, como ocurre generalmente con el correspondiente al detector γ , empeorará la estadística de las lecturas y será

necesario prolongar el tiempo de medida. Para actividades no muy altas lo indicado será blindar los contadores.

b) Coincidencias accidentales C_a debidas a la detección simultanea de rayos β y γ procedentes de la desintegración de distintos nucleos. Este número se puede calcular mediante la formula conocida :

$$C_a = 2\tau \; L_\beta \; L_\gamma \qquad (10)$$

donde τ es el tiempo de resolución de la unidad de coincidencias. Este tiempo de resolución puede medirse a partir de las coincidencias originadas por dos fuentes β y γ independientes, haciendo uso de (10). Tambien se puede obtener experimentalmente el número de coincidencias accidentales retrasando uno de los canales en un tiempo superior al de resolución del equipo con lo que se eliminan las coincidencias verdaderas, conservandose las accidentales.

Otro tipo de coincidencias que es preciso eliminar, es el C_c debido al acoplo Compton entre los detectores, en el caso de que ambos presentan una buena eficiencia γ (p. ej. al utilizar detectores de centelleo). En efecto, imaginemos que un rayo γ procedente de la desintegración de un nucleo de la muestra produce un fenomeno Compton en uno de los detectores. El electrón da lugar a un impulso detectable mientras que el rayo γ de energía inferior creado durante el proceso puede actuar sobre el otro detector y producir un nuevo impulso detectable en coincidencia con el anterior (figu. 4).

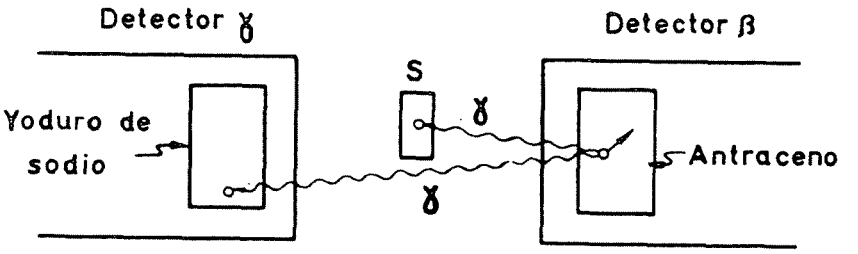


Fig.4

Es evidente que este efecto no existiría si el detector β careciera de eficiencia para los rayos γ. En todo caso estas coincidencias erróneas, pueden eliminarse en principio, mediante discriminación en el canal β, en el supuesto de que los rayos γ sean menos energéticos que los β. Otro modo de conseguirlo sería discriminando en el canal γ, a fín de utilizar exclusivamente el pico fotoeléctrico. En el caso general habrá que restar de la lectura total de coincidencias L_c, las coincidencias erroneas C_a y C_c, con lo que $C = L_c - C_a - C_c$.

c) Ya hemos visto en el apartado anterior las consecuencias negativas que tiene el que el detector β presente sensibilidad para la radiación γ.

Este inconveniente de las eficiencias de los detectores para las radiaciones que no le corresponde detectar es una dificultad general que conviene salvar, porque entonces la lectura no es la que debe ser sustituida en la fórmula general. Desde luego, es muy fácil conseguir mediante apantallamiento que el detector γ cuente solo γ, pero no es tan facil conseguir que el otro detector registre solo γ. En algunos casos, esto se conseguirá discriminando adecuadamente y, en general, se podrá operar con las diferencias entre las lecturas obtenidas cuando tanto los β como los γ alcanzaran el detector y cuando solo lo alcanzan los γ (con apantallamiento para β).

d) Efectos de memoria de los equipos electrónicos sobre las lecturas L_β, L_γ y L_c. Son una consecuencia del tiempo finito de resolución de los equipos, especialmente escalas y tambien, en el caso de utilizar como detector un contador Geiger, al tiempo muerto(*). En general, los efectos de memoria suelen corregirse haciendo determinaciones de la actividad absoluta de una muestra en diferentes grados de activación bien conocidos y luego hacer una extrapolación a cero. Normalmente las correcciones son muy poco importantes, en especial para L_c, donde el ritmo de recuento es siempre bastante lento.

e) Efecto de conversión interna. Supongamos que el material de la muestra tenga un coeficiente total de conversión interna α. Entonces las ecuaciones (6´) tomarán la forma

$$(11) \quad \begin{cases} N_\beta = A\varepsilon + \alpha A\varepsilon' = A(\varepsilon + \alpha\varepsilon') \\ N_\gamma = A(1-\alpha)\eta \\ C = A(1-\alpha)\varepsilon\eta \end{cases}$$

donde ε' es la eficiencia del detector β para los electrones de conversión. A menos que conozcamos esta eficiencia (y el coeficiente α), no podremos obtener la A a partir de (6). Más sencillo que conocer ε', suele ser hacer $\varepsilon' = 0$, bien sea apantallando ó bien discriminando, supuesto que tales electrones tengan energías inferiores a la máxima del espectro β. En este caso tendriamos, haciendo en (9) $\varepsilon' = 0$

(*) Aunque la mayoria de los trabajos mencionan la corrección de tiempo muerto, no es preciso hacerla cuando se efectuan medidas cortas y sucesivas ya que por ser un concepto referido al detector puede considerarse como un factor de eficiencia. Si se hicieran medidas largas durante las cuales la actividad de la muestra bajase apreciablemente, entonces este factor variaría con el tiempo y ya habria que tomarlo en cuenta. Este razonamiento se puede aplicar de igual modo a todos los efectos de memoria debidos a las unidades del equipo desde el detector hasta el discriminador de corte.

$$(11') \quad \begin{cases} N_\beta = A\,\varepsilon \\ N_\gamma = A\,(1-\alpha)\eta \\ C = A\,(1-\alpha)\varepsilon\eta \end{cases}$$

de donde

$$(12) \qquad A = \frac{N_\beta \; N_\gamma}{C}$$

que nos dice que podemos aplicar la fórmula general sin necesidad de conocer α .

f) Varias ramas de desintegración. Salvo para unos pocos elementos, los esquemas de desintegración son complejos, con lo cual nos separamos de las condiciones ideales del método.

Las ecuaciones tomarán ahora la forma

$$(13) \quad \begin{cases} N_\beta = A_1\,\varepsilon_1 + A_2\,\varepsilon_2 + \ldots + A_n\,\varepsilon_n \\ N_\gamma = A_1\,\eta_1 + A_2\,\eta_2 + \ldots + A_n\,\eta_n \\ C = A_1\,\varepsilon_1\,\eta_1 + \ldots + A_n\,\varepsilon_n\,\eta_n \end{cases}$$

donde la A_i es la actividad para la rama i y las ε_i y η_i : las eficiencias β y γ correspondientes. En este sistema no es posible calcular las A_i. No obstante se podría encontrar la actividad si se diera la circunstancia de que uno de los detectores tuviera una eficiencia independiente de la energía, es decir se verificara $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \ldots = \varepsilon_n$ ó bien $\eta_1 = \eta_2 = \ldots = \eta_n$. Esta condición es muy dificil de cumplir en la práctica, aunque es posible hacerlo en algunos casos (*). También se puede resolver el problema si es posible calcular teórica o experimentalmente las eficiencias relativas de las ramas $\varepsilon_i/\varepsilon_1$ y η_i/η_1 junto con la proporción en que figuran las diferentes ramas en el esquema de desintegración. En ciertos casos puede ser un camino útil.

Finalmente es posible también utilizar con los equipos de detección β y γ sendos analizadores de un canal que separen una determinada rama de la desintegración : Con este procedimiento de separar la rama se puede obtener la actividad absoluta correspondiente de ella y luego hacer lo mismo para otras (ó bien calcularlas a partir de las proporciones de unas a otras).

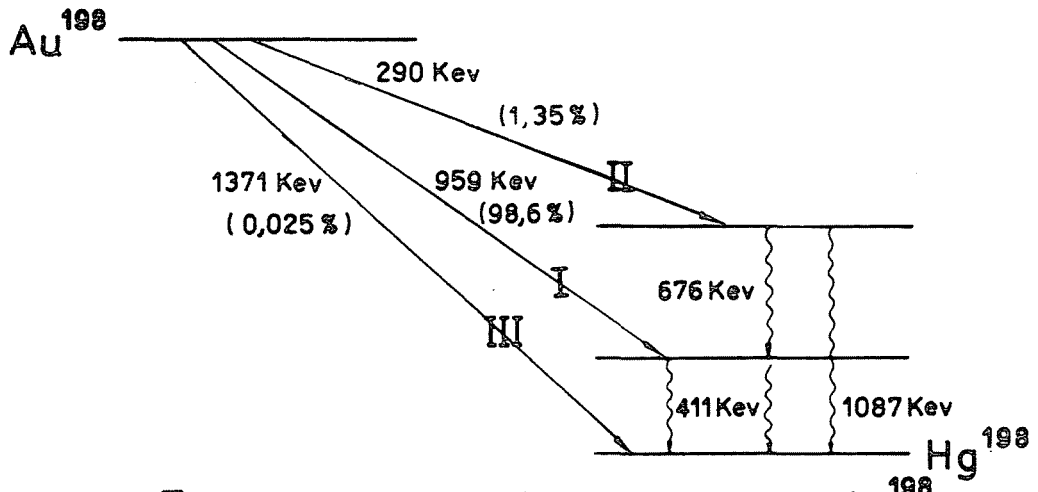
(*) Por ejemplo el método que citan Meyer y otros en /3/ para el caso de dos ramas, consistente en una discriminación adecuada sobre los espectros Compton en un cristal orgánico.

Lo más eficaz es estudiar en cada caso concreto el esquema de desintegración del elemento y ver el camino más adecuado.

II. METODO EXPERIMENTAL

Para precisar los detalles del método pasaremos revista a las principales caracteristicas del esquema de desintegración del ^{198}Au. De entre la bibliografia consultada (/5/ /6/ /7/ /8/ /9/ /10/ /11/) hemos adoptado las siguientes caracteristicas.

Esquema



Esquema de desintegración del Au^{198}

donde hemos asignado un número de orden a cada rama β de desintegración :

Coeficiente total de conversión interna $\alpha < 0,05$

Energías de los electrones de conversión de las capas K y L $\lesssim$ 400 Kev.

No se presenta emisión β^+ ni captura K.

Teniendo presente el cuadro anterior, examinemos ahora las caracteristicas del equipo utilizado y la marcha experimental seguida.

Equipo:

El equipo está constituido por dos detectores β y γ consistentes, respectivamente, en sendos cristales de antraceno y yoduro de sodio, con

dos fotomultiplicadores Du Mont 6292. Ambos van envueltos en cilindros de hierro y dotados de un sistema de muelle para la sujección del cristal. El tubo β lleva una tapa cierre recambiable, cuya posición respecto al cristal de antraceno puede variarse dentro de un intervalo de $\sim$ 4 cm. Ambos fotomultiplicadores llevan acoplados dos preamplificadores, envueltos también en el cilindro de hierro. El tubo γ va envuelto además por un cilíndro de plomo de 4 cm de espesor. El resto del equipo electrónico consta de dos amplificadores lineales (uno por canal) de ganancia máxima cien, de una unidad de coincidencias con tiempo de resolución ajustable alrededor de 1 μs, y tres escalas.

La muestra a medir va pegada con cinta adhesiva en el centro de la parte interior de la placa cierre del fototubo β. Las muestras de oro utilizadas por nosotros eran circulares de 11 mm de diámetro y de pesos comprendido entre 55 y 100 mg.

Debe exigirse que la muestra a medir no contenga impurezas de elementos cuya actividad pueda perjudicar las medidas.

Ajúste del equipo :

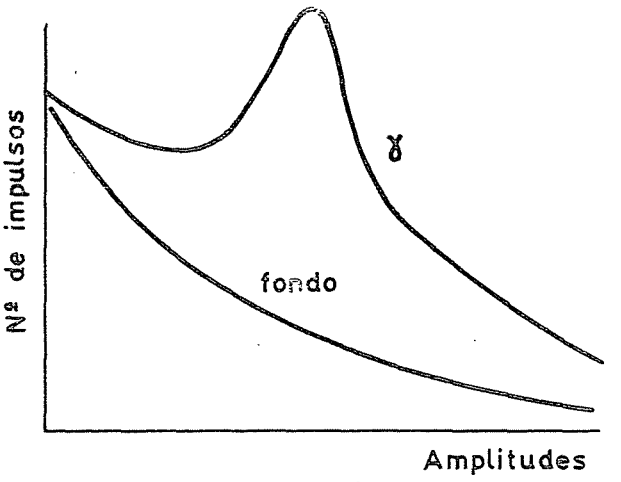
a) Sabemos, según la parte I del trabajo, que la muestra debe ser puntual respecto del detector γ. Esto supone puntualidad geometrica y eliminación de la autoabsorción γ. La puntualidad geometrica se comprueba, variando la posición de la sonda dentro de su propio plano. En nuestro caso, a partir de una distancia $\sim$ 10 cm entre muestra y cristal γ las lecturas estaban acordes dentro del 1 por ciento. La puntualidad puede mejorarse, alejando la muestra del cristal ó trabajando con muestras de menor tamaño.

b) Una vez fijada la posición de muestra y detectores, es decir fijada la geometria de la experiencia, hay que proceder al ajuste del equipo electrónico. La ganancia de los amplificadores debe elegirse de modo que los impulsos cubran la zona de trabajo de los discriminadores, sin llegar a saturar las lámparas.

Para situar el nivel de discriminación en ambos canales conviene determinar con un espectrómetro los espectros : γ en el yoduro de sodio y $\beta + \gamma$, y β en el antraceno, aparte de los correspondientes espectros de fondo. Los espectros saldrán de la forma indicada en las figuras 5 y 6.

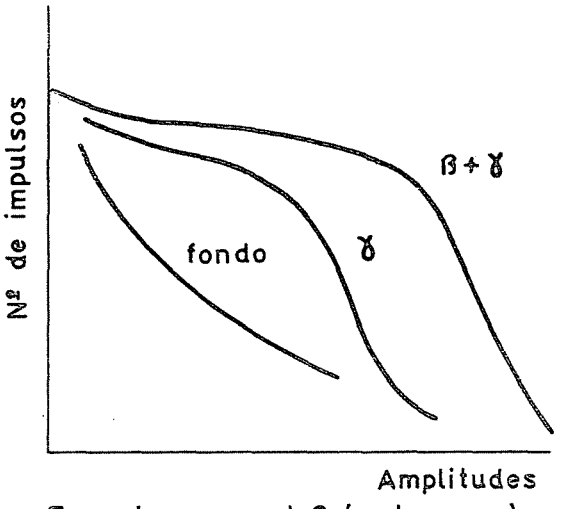
El nivel de discriminación D_γ, aunque no es muy crítico (*) debe situarse en una posición tal, que permita una buena relación de $\frac{\text{impulsos}}{\text{fondo}}$. Dentro de esta y dada la pequeña dependencia de esta relación respecto del nivel, conviene colocar un nivel bajo con el fín de aumentar la estadística de coincidencias.

(*) Las coincidencias Compton las eliminamos, como veremos, mediante discriminación β.



Espectros canal γ (yoduro de sodio)

Fig.5



Espectros canal β (antraceno)

Fig.6

El nivel de discriminación D_β para el canal β debe situarse de modo que se eliminen los rayos γ detectados por el cristal de antraceno. Esto es especialmente importante para nosotros que utilizamos un cristal de ~ 1 cm de espesor y por tanto bastante sensible a la radiación γ.

La posición conveniente del nivel se determina con facilidad a partir de los espectros trazados (figs. 5 y 6). Basta colocarlo por encima de 0,245 MeV que es el borde Compton correspondiente a los rayos γ de la rama I (0,41 MeV). De este modo se eliminan además los electrones de conversión interna de estos rayos, pues en nuestro caso la autoabsorción en la misma muestra de oro y la absorción en la película de plástico de 0,5 mm de espesor que rodea al cristal, es suficiente para atenuar la energía por debajo del nivel fijado. Esto permite, según veíamos al describir las bases del método, calcular la actividad absoluta sin necesidad de conocer el coeficiente α de conversión.

Señalemos además que con el nivel D_β quedan eliminados los rayos β de 0,290 MeV correspondientes a la rama II de la desintegración, presente en el ~ 1,5 por ciento de los casos. La rama III no queda eliminada, pero se presenta en una proporción completamente despreciable de las desintegraciones y no la tendremos en cuenta. En el canal β nos hemos quedado, pues, reducidos a la rama I.

c) Hay que ajustar el tiempo de resolución de la unidad electrónica de coincidencias al valor de trabajo, en nuestro caso 1 μs. El tiempo de resolución que aquí manejamos y que además es el que tiene verdadero sentido es el correspondiente al sistema unidad de coincidencias + escala, puesto que el número de impulsos de coincidencias contados depende de las

caracteristicas de la escala (sensibilidad y anchura mínima de disparo). En nuestro equipo es sensiblemente igual al puramente electrónico.

Para determinar el tiempo de resolución que debe utilizarse en cada caso, se emplea el método siguiente : se varía electronicamente el tiempo de resolución de la unidad, actuando sobre las constantes de tiempo de los formadores de impulsos, y a igualdad de las demás circunstancias (muestra, geometria, ganancia y discriminación) se traza la curva número de coincidencias frente a tiempo de resolución. Debe resultar una gráfica como la de la fig. 7. La primera parte de la curva hasta T_o, presenta una pendiente mayor.

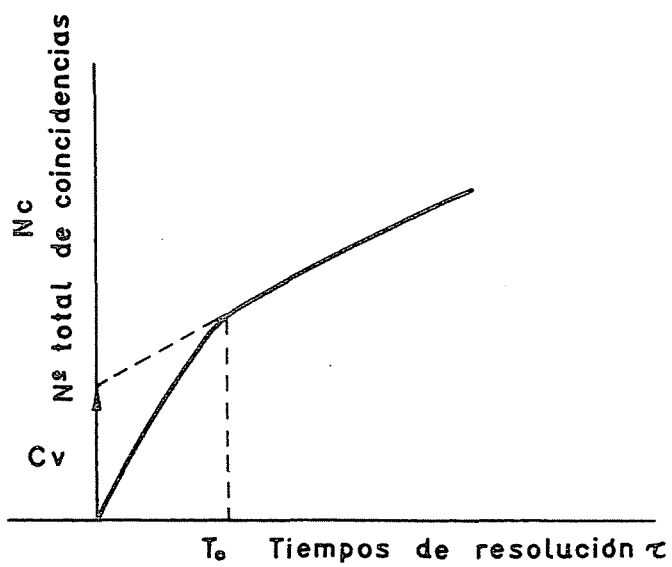


Fig.7

Para explicarlo pensemos que las particulas β y γ emitidas simultaneamente en la muestra, no suministran impulsos de discriminación coincidentes en su origen (fig. 8).

Ello es debido a que el tiempo de elevación del sistema, detector β + amplificador β es distinto del correspondiente al detector γ + amplificador γ ya que los niveles de discriminación son tambien, en general, distintos. En nuestro caso en que utilizaremos antraceno como detector β y yoduro de sodio como detector γ se verifica.

Tiempo de elevación detector	γ	= 2,2 x 0,25	=	0,5 µs
" " " "	β	= 2,2 x 0,03	=	0,07 µs
" " " amplificador	γ	= 0,16 µs		
" " " "	β	= 0,16 µs		

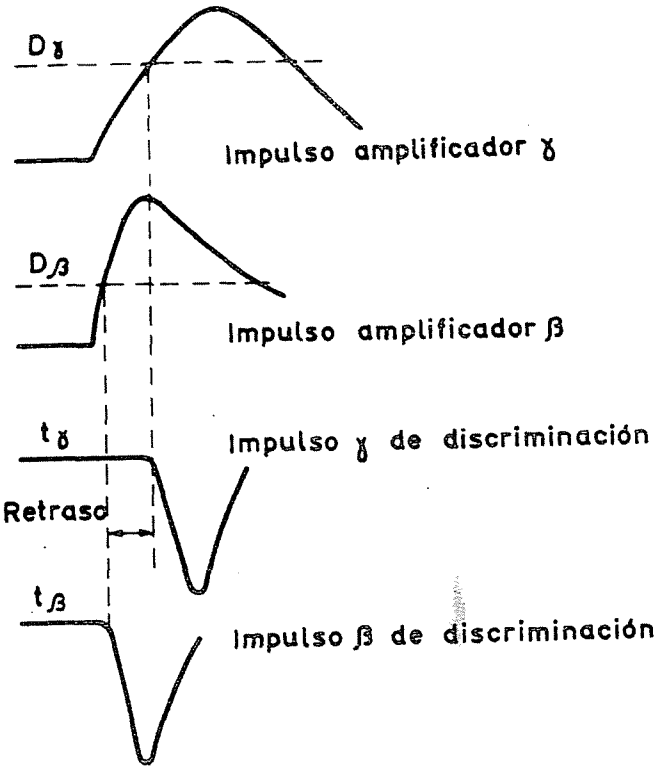


Fig. 8

y hallado el tiempo de elevación resultante obtenemos :

Tiempo de elevación canal $\gamma \sim 0,6$ μs

" " " " $\beta \sim 0,2$ μs

Quiere esto decir que dos impulsos correspondientes β y γ subirán de acuerdo con la fig. 8 de modo que al discriminar se generarán impulsos originados respectivamente en t_β y t_γ , apareciendo un retraso $t_\gamma - t_\beta$. Este retraso es variable y dependiente del tamaño relativo de los impulsos. Con el oscilografo se comprobó experimentalmente que se presentaban estos retrasos y que el valor máximo, de acuerdo con las consideraciones anteriores, era $\sim$ 0,5 μs . Este valor corresponde al punto T_o en que la curva de la figura cambia de pendiente. La explicación es ahora sencilla pues cuando el tiempo de resolución es superior a T_o se cuentan todas las coincidencias verdaderas y el crecimiento de N_c con τ debido unicamente a las coincidencias accidentales, sigue la conocida ley lineal con τ (*); en cambio para $\tau < T_o$ no solo disminuyen las accidenta-

(x) Este número incluye las verdaderas C y las accidentales C_a

(*) Extrapolando a cero esta ley lineal se tiene sobre el eje N_c, el número de coincidencias verdaderas.

les sino que se pierden tambien coincidencias verdaderas y la curva desciende más rapidamente.

Es necesario, pues, trabajar con $\tau > T_o$ y lo más próximo a él posible para no aumentar innecesariamente las coincidencias accidentales. Nosotros como ya hemos señalado, adoptamos $\tau = 1$ µs.

Medidas :

Una vez preparado el equipo de acuerdo con las normas anteriores, se puede efectuar la medida. Para salvar las posibles variaciones de eficiencia con el tiempo, conviene efectuar medidas cortas e independientes, para cada una de las cuales se avalúe una actividad que se reduce luego al instante tomado como origen de tiempos.

Nosotros adoptamos intervalos de medida de 5 minutos.

Correcciones :

Sobre los datos obtenidos habrá que efectuar las correcciones que indicamos a continuación.

a) Tiempos muertos : Como indicamos en la parte I, cuando las medidas son de corta duración frente al periodo de la muestra, los efectos de memoria correspondientes a los equipos electrónicos entre el detector y el descriminador de corte inclusive, quedan englobados en la eficiencia. Unicamente hay que tener en cuenta la diferencia entre el tiempo de resolución de las escalas de los canales y el de los formadores correspondientes de la unidad de coincidencias. Esto hace que los impulsos que manejan las escalas no son los mismos que los manejados por la coincidencia. En nuestro caso esta diferencia era $\sim$ 5 por mil.

b) Fondos : A pesar de los blindajes, de las lecturas obtenidas en los canales β y γ hay que restar los fondos, que resultan de efectuar las lecturas en ausencia de muestra. En el canal β habrá que restar ademas la componente γ detectada, que será despreciable si seguimos las normas señaladas en el texto sobre la disposición del nivel de discriminación D_β .

c) Coincidencias accidentales : Del número total de coincidencias registrado hay que restar el de accidentales. El número de estas se calcula a partir de las lecturas totales (incluyendo fondos) de ambos canales. La fórmula utilizada es (parte I)

$$C_a = 2 \tau L_\beta L_\gamma$$

Tambien habrá que restar, en general, las coincidencias debidas al acoplo Compton entre los detectores, pero con la marcha experimental indicada anteriormente, quedan practicamente eliminadas.

d) Esquema de desintegración : La última corrección a efectuar es la debida a la presencia de varias ramas en el esquema de desintegración.

Con nuestras condiciones de trabajo las ecuaciones válidas son :

$$(14) \quad \begin{cases} N_\beta = \varepsilon_1 A_1 \\ N_\gamma = \eta_1 A_1 + (\eta_1 + \eta_2) A_2 + \eta_3 A_3 \\ C = \varepsilon_1 \eta_1 A_1 \end{cases}$$

siendo A_1 A_2 y A_3 las intensidades correspondientes a las ramas I, II y III del esquema de desintegración.

De (14) deducimos

$$(15) \qquad A_1 = \frac{N \quad (N_\gamma - K)}{C} \qquad \text{donde} \quad K = (\eta_1 + \eta_2) A_2 + \eta_3 A_3$$

Para estimar el valor de K hagamos $\frac{A_2}{A_1} = r$ y supongamos despreciable $\frac{A_3}{A_1}$ (Vease esquema)

Entonces $K = (\eta_1 + \eta_2) A_1 \; r$

De datos de /2/ deducimos : $\eta_2 / \eta_1 = 1$ con error $\lesssim$ 15 por ciento es decir que $K = 2 r \eta_1 A_1 = 2 r (N_\gamma - K)$ y de aquí $K = N_\gamma \frac{2 r}{1+r}$

Sustituyendo en (15) obtenemos

$$A_1 = \frac{N_\beta \quad N_\gamma}{C (1 + r)}$$ y para la actividad total

resulta

$$A = \frac{N_\beta \; N_\gamma \; (1 + r)}{1 + 2 r} \cong \frac{N_\beta \; N_\gamma}{C} (1 - r)$$

Como, según el esquema de desintegración, es $r = 0,0135$ adoptamos como resultado final

$$(16) \qquad A = 0,987 \; \frac{N_\beta \; N_\gamma}{C}$$

Errores :

Veamos ahora el error con que va afectado el resultado final. El factor $1 - r = 0,987$ viene dado con un error sistematico $<$ 1 por ciento. El error

del factor N_β N_γ /C es estadístico y depende de la cuantía de las lecturas.

Debido a que el número C es muy inferior a los N_β y N_γ , podemos reducirnos a considerar solamente el error estadístico en C. Aunque este viene dado como diferencia entre el número de coincidencias total y el de accidentales, este último suele ser pequeño frente a aquel y el error relativo es sensiblemente $\sqrt{C}/C$. Facilmente puede hacerse este error inferior al 1 por ciento.

Existe además el error implicito en la suposición de una muestra puntual. Como ya vimos al detallar la marcha experimental, se puede hacer facilmente inferior al 1 por ciento.

Cuidando todos estos factores se puede conseguir una precisión global hasta del ~ 1 por ciento.

Como final, exponemos ahora un cuadro esquematico con los datos experimentales obtenidos y con las correcciones efectuadas por nosotros en la medida absoluta de una muestra de ^{198}Au irradiada en el reactor JEN 1.

A título de ejemplo daremos los datos experimentales y los corregidos correspondientes a uno de los intervalos de medida (minutos 68 a 73 a partir del instante tomado como inicial)

DATOS EXPERIMENTALES

L_β	L_γ	F_β (*)	F_γ	L_c	C_a	C_c
163,010	78,631	558	5559	824	85	6

DATOS CORREGIDOS
(Efectos de memoria despreciables)

	N_β	N_γ	C	
	162,452	73,072	733	

de donde

$$A = 160 \times 10^5 \ c/5 \ min$$

(*) Incluida la componente detectada

y de aquí la actividad en el instante inicial

$$A_o = 162 \times 10^5 \text{ c/5 min} \qquad \text{con error} \sim 4\ \%$$

Tomando en cuenta los valores obtenidos en los restantes intervalos hasta completar un tiempo total de medida de 90 minutos resultó un valor medio final

$$A_o = 156 \times 10^5 \text{ c/c min} = 39,0 \times 10^5 \text{ c/min}$$

$$\text{error} \sim 1\ \%$$

B I B L I O G R A F I A

1. J. L. PUTMAN "On the absolute measurement of the activity of beta emitters" A. E. R. E. N/R 318

2. A. C. G. MITCHELL "The coincidence method" . Beta-and gamma ray spectroscopy Cap. VII Editado por KAI SIEGBAHN. North-Holland Publishing Company Amsterdam. 1955

3. K. P. MEYER, P. SCHMID and P. HUBER. "High precision desintegration rate measurements using coincidence method" Symposium on basic principles of radioactivity and neutron measurements. Zurich 1957.

4. S. VUCCINO. " Mesures absolues d´activité β ". Ann. de Phys. 13, 147 (1959).

5. P. E. CAVANAGH "The aplication of proportional scintillation γ--ray counters to the determination of the decay scheme of Au^{198}" Phys. Rev. 82, 791 (1951).

6. P. E. CAVANAGH, J. F. TURNER, D. V. BOOKER and H. J. DUNSTER. "An investigation of the secondary electron spectrum of Au^{198}" Proc. Phys. Soc. A 64, 13 (1951).

7. CHANG-YUN-FAN "β-spectra and internal conversion coeficients for ^{60}Co, ^{95}Nb , ^{198}Au and ^{181}Hf" Phys. Rev. 87, 252 (1952)

8. L. G. ELLIOT, M. A. PRESTON and J. L. WOLFSON. "Desintegration of ^{198}Au" Can. J. Phys. 32, 153 (1954)

9. D. R. CONNORS, W. C. MILLER and B. WALDMAN " Internal conversion spectrum of ^{198}Au" Phys. Rev. 102, 1584 (1956)

10. DAVID. E. ALBUERGER. "Radioactive decays of ^{194}Au, ^{196}Au and ^{198}Au" Phys, Rev. 108, 812 (1957).

11. GUNNER BACKSTROM and OLOV BERGMAN "Some features of the decay of ^{198}Au to ^{198}Hg" Ark. Fys. 13, 393 (1958).

J. E. N. 82-DF/I 24 MU21, MU24, MV61

Junta de Energia Nuclear, División de Física, Madrid

"Método de coincidencias β-γ"

AGULLO, F. (1960) 18 pp. 8 figs. 1 esq. 11 refs.

En la presente publicación se describe la puesta a punto de un método de coincidencias β - γ para la medida absoluta de actividades. Se revisan los fundamentos del método y se detalla la marcha experimental, junto con los resultados obtenidos con ^{198}Au activado en el reactor JEN 1. La precisión límite alcanzada es del 1 por ciento.

J. E. N. 82-DF/I 24 MU21, MU24, MV61

Junta de Energia Nuclear, División de Física, Madrid

"Método de coincidencias β-γ"

AGULLO, F. (1960) 18 pp. 8 figs. 1 esq. 11 refs.

En la presente publicación se describe la puesta a punto de un método de coincidencias β- γ para la medida absoluta de actividades. Se revisan los fundamentos del método y se detalla la marcha experimental, junto con los resultados obtenidos con ^{198}Au activado en el reactor JEN 1. La precisión límite alcanzada es del 1 por ciento.

J. E. N. 82-DF/I 24

Junta de Energía Nuclear, División de Física, Madrid

"Método de coincidencias β-γ"

AGULLO, F. (1960) 18 pp. 8 figs. 1 esq. 11 refs.

En la presente publicación se describe la puesta a punto de un método de coincidencias β- γ para la medida absoluta de actividades. Se revisan los fundamentos del método y se detalla la marcha experimental, junto con los resultados obtenidos con ^{198}Au activado en el reactor JEN 1. La precisión límite alcanzada es del 1 por ciento.

J. E. N. 82-DF/I 24 MU21, MU24, MV61

Junta de Energía Nuclear, División de Física, Madrid

"Método de coincidencias β-γ"

AGULLO, F. (1960) 18 pp. 8 figs. 1 esq. 11 refs.

En la presente publicación se describe la puesta a punto de un método de coincidencias β- γ para la medida absoluta de actividades. Se revisan los fundamentos del método y se detalla la marcha experimental, junto con los resultados obtenidos con ^{198}Au activado en el reactor JEN 1. La precisión límite alcanzada es del 1 por ciento.

J. E. N. 82-DF/I 24 MU21, MU24, MV61

Junta de Energia Nuclear, División de Física, Madrid

"Método de coincidencias β-γ"

AGULLO, F. (1960) 18 pp. 8 figs. 1 esq. 11 refs.

En la presente publicación se describe la puesta a punto de un método de coincidencias β - γ para la medida absoluta de actividades. Se revisan los fundamentos del método y se detalla la marcha experimental, junto con los resultados obtenidos con ^{198}Au activado en el reactor JEN 1. La precisión límite alcanzada es del 1 por ciento.

J. E. N. 82-DF/I 24 MU21, MU24, MV61

Junta de Energia Nuclear, División de Física, Madrid

"Método de coincidencias β-γ"

AGULLO, F. (1960) 18 pp. 8 figs. 1 esq. 11 refs.

En la presente publicación se describe la puesta a punto de un método de coincidencias β- γ para la medida absoluta de actividades. Se revisan los fundamentos del método y se detalla la marcha experimental, junto con los resultados obtenidos con ^{198}Au activado en el reactor JEN 1. La precisión límite alcanzada es del 1 por ciento.

J. E. N. 82-DF/I 24

Junta de Energía Nuclear, División de Física, Madrid

"Método de coincidencias β-γ"

AGULLO, F. (1960) 18 pp. 8 figs. 1 esq. 11 refs.

En la presente publicación se describe la puesta a punto de un método de coincidencias β- γ para la medida absoluta de actividades. Se revisan los fundamentos del método y se detalla la marcha experimental, junto con los resultados obtenidos con ^{198}Au activado en el reactor JEN 1. La precisión límite alcanzada es del 1 por ciento.

J. E. N. 82-DF/I 24 MU21, MU24, MV61

Junta de Energía Nuclear, División de Física, Madrid

"Método de coincidencias β-γ"

AGULLO, F. (1960) 18 pp. 8 figs. 1 esq. 11 refs.

En la presente publicación se describe la puesta a punto de un método de coincidencias β- γ para la medida absoluta de actividades. Se revisan los fundamentos del método y se detalla la marcha experimental, junto con los resultados obtenidos con ^{198}Au activado en el reactor JEN 1. La precisión límite alcanzada es del 1 por ciento.

J. E. N. 82-DF/I 24 MU21, MU24, MV61

Junta de Energía Nuclear, División de Física, Madrid
"A β - γ coincidence"
AGULLO, F. (1960) 18 pp. 8 figs. 1 esq. 11 refs.

A β- γ coincidence method for absolute counting is given. The fundamental principles are revised and the experimental part is detailled. The results from ^{198}Au irradiated in the JEN 1 swimming pool reactor are given. The maximal accuracy is 1 per cent.

J. E. N. 82-DF/I 24 MU21, MU24, MV61

Junta de Energía Nuclear, División de Física, Madrid
"A β - γ coincidence"
AGULLO, F. (1960) 18 pp. 8 figs. 1 esq. 11 refs.

A β- γ coincidence method for absolute counting is given. The fundamental principles are revised and the experimental part is detalled. The results from ^{198}Au irradiated in the JEN 1 swimming pool reactor are given. The maximal accuracy is 1 per cent.

J. E. N. 82-DF/I 24 MU21, MU24, MV61

Junta de Energía Nuclear, División de Física, Madrid
"A β - γ coincidence"
AGULLO, F. (1960) 18 pp. 8 figs. 1 esq. 11 refs.

A β - γ coincidence method for absolute counting is given. The fundamental principles are revised and the experimental part is detailled. The results from ^{198}Au irradiated in the JEN 1 swimming pool reactor are given. The maximal accuracy is 1 per cent.

J. E. N. 82-DF/I 24 MU21, MU24, MV61

Junta de Energía Nuclear, División de Física, Madrid
"A β - γ coincidence"
AGULLO, F. (1960) 18 pp. 8 figs. 1 esq. 11 refs.

A β - γ coincidence method for absolute counting is given. The fundamental principle are revised and the experimental part is detailled. The results from ^{198}Au irradiated in the JEN 1 swimming pool reactor are given. The maximal accuracy is 1 per cent.

J. E. N. 82-DF/I 24 MU21, MU24, MV61

Junta de Energía Nuclear, División de Física, Madrid

"A β - γ coincidence"

AGULLO, F. (1960) 18 pp. 8 figs. 1 esq. 11 refs.

A β - γ coincidence method for absolute counting is given. The fundamental principles are revised and the experimental part is detailled. The results from ^{198}Au irradiated in the JEN 1 swimming pool reactor are given. The maximal accuracy is 1 per cent.

J. E. N. 82-DF/I 24 MU21, MU24, MV61

Junta de Energía Nuclear, División de Física, Madrid

"A β - γ coincidence"

AGULLO, F. (1960) 18 pp. 8 figs. 1 esq. 11 refs.

A β - γ coincidence method for absolute counting is given. The fundamental principles are revised and the experimental part is detalled. The results from ^{198}Au irradiated in the JEN 1 swimming pool reactor are given. The maximal accuracy is 1 per cent.

J. E. N. 82-DF/I 24 MU21, MU24, MV61

Junta de Energía Nuclear, División de Física, Madrid

"A β - γ coincidence"

AGULLO, F. (1960) 18 pp. 8 figs. 1 esq. 11 refs.

A β - γ coincidence method for absolute counting is given. The fundamental principles are revised and the experimental part is detailled. The results from ^{198}Au irradiated in the JEN 1 swimming pool reactor are given. The maximal accuracy is 1 per cent.

J. E. N. 82-DF/I 24 MU21, MU24, MV61

Junta de Energía Nuclear, División de Física, Madrid

"A β - γ coincidence"

AGULLO, F. (1960) 18 pp. 8 figs. 1 esq. 11 refs.

A β - γ coincidence method for absolute counting is given. The fundamental principle are revised and the experimental part is detailled. The results from ^{198}Au irradiated in the JEN 1 swimming pool reactor are given. The maximal accuracy is 1 per cent.