

Tesis de Posgrado

Calibración de nucleidos por conteo de coincidencias gamma-gamma en pico suma

Guevara, Ernesto Alfredo

1985

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

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

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

Cita tipo APA:

Guevara, Ernesto Alfredo. (1985). Calibración de nucleidos por conteo de coincidencias gamma-gamma en pico suma. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1949_Guevara.pdf

Cita tipo Chicago:

Guevara, Ernesto Alfredo. "Calibración de nucleidos por conteo de coincidencias gamma-gamma en pico suma". Tesis de Doctor. Facultad de Ciencias Exactas y Naturales. Universidad de Buenos Aires. 1985. http://digital.bl.fcen.uba.ar/Download/Tesis/Tesis_1949_Guevara.pdf

EXACTAS UBA

Facultad de Ciencias Exactas y Naturales



UBA

Universidad de Buenos Aires

REPUBLICA ARGENTINA
UNIVERSIDAD DE BUENOS AIRES
FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS Y NATURALES

TESIS DOCTORAL

**CALIBRACION DE NUCLEIDOS
POR CONTROL DE COINCIDENCIAS
GAMMA-GAMMA EN PICO SUMA**

ERNESTO ALFREDO GUEVARA

**Opta al Título de
Doctor en Ciencias Químicas
Orientación Química Física**

BUENOS AIRES

1985

*Tesis 1949
ej. 2*

AGRADECIMIENTOS

En primer lugar quiero expresar mi más profundo agradecimiento, a mis padres, quienes alentándome y brindándome todo el apoyo necesario se constituyeron en los pilares de mi carrera universitaria.

En segundo lugar agradezco al Dr. R.H. Rodríguez Pasqués, Director de Tesis y Consejero de Estudios, su valioso aporte científico durante el desarrollo de este trabajo.

En tercer lugar hago presente mi reconocimiento a la colaboración prestada por los Técnicos Electrónicos H. Stohr y R.C. Di Carlo y Técnico Mecánico E.D. Costello; en la puesta a punto de sistemas de coincidencias y en el maquinado de muchas piezas necesarias para el montaje de los equipos, respectivamente.

Por último agradezco a las entidades de la República Argentina y a sus autoridades el hacer posible este logro; en particular a Facultad de Ciencias Exactas y Naturales (FCEN) por mi formación científica y a la Comisión Nacional de Energía Atómica (CNEA) por haberme permitido utilizar sus recursos para llevar a cabo esta Tesis.

RESUMEN

Los objetivos del presente trabajo son investigar la extensión del conteo de coincidencia gamma-gamma en pico suma a la calibración de emisores de rayos gamma con particulares esquemas de desintegración y además verificar la exactitud obtenida, por medio de la comparación con un método preciso como es el conteo de coincidencia beta-gamma.

Con tal fin se han desarrollado nuevos estudios teóricos y experiencias que demuestran la confiabilidad del procedimiento, lográndose incertidumbres menores que el 1% en la medición de ciertas fuentes radiactivas, con gran sencillez desde el punto de vista experimental.

Dificultades de orden práctico impidieron efectuar determinaciones experimentales de actividad absoluta para algunos nucleídos de interés; sin embargo utilizando en ciertos casos las mediciones de otros autores se lograron resultados igualmente satisfactorios.

Se ha estudiado la aplicación del método a fuentes de ^{60}Co , ^{22}Na , ^{47}Ca y ^{148}Pm .

Finalmente se ha buscado sentar las bases teóricas del conteo de coincidencia gamma-gamma en pico suma para su posible aplicación como método alternativo en la determinación de actividades absolutas.

En tal sentido se efectuaron estudios teóricos para nucleídos que decaen por desintegración beta positiva, beta negativa y por captura electrónica; acompañada o no según el caso por la emisión de rayos gamma en coincidencia. Los mismos comprenden esquemas de desintegración con hasta tres niveles excitados del nucleído hijo y para distintos tipos de geometría; proponiéndose además las expresiones para una posible generalización del método.

I N D I C E

<u>CAPITULO I</u>	1
CALIBRACION DE FUENTES RADIOACTIVAS	
I. 1.0.0.0 Introducción	2
I. 2.0.0.0 Calibración de fuentes radiactivas	3
I. 3.0.0.0 Métodos primarios	3
I. 4.0.0.0 Conteo de coincidencia beta-gamma	5
I. 4.1.0.0 Generalidades	5
I. 4.2.0.0 Conteo de coincidencias inmediatas.....	8
I. 4.3.0.0 Correcciones que dependen de la actividad de la fuente	10
I. 4.3.1.0 Corrección por tiempo muerto	15
I. 4.3.2.0 Corrección por coincidencias casuales	13
I. 4.4.0.0 Correcciones que dependen de las características del esquema de desintegración...	15
4.4.1.0 Corrección por electrones de conversión interna	15
I. 4.4.2.0 Corrección por eficiencia gamma del detector beta	16
I. 4.4.3.0 Expresión que reúne las correcciones que dependen del esquema de desintegración.....	16
I. 4.5.1.0 Corrección por decaimiento durante la medición	17
I. 4.5.2.0 Corrección por decaimiento del radionucleído...	18
I. 4.6.0.0 Expresión general para la actividad absoluta	19
I. 4.7.0.0 Conteo de coincidencias para nucleídos de esquema de desintegración complejo	20
I. 4.8.0.0 Aplicaciones del conteo de coincidencia beta-gamma	20
I. 5.0.0.0 Conteo de coincidencia gamma-gamma	24
I. 5.1.0.0 Generalidades	24
I. 5.2.0.0 Conteo de coincidencias gamma-gamma para Co-60	26
I. 6.0.0.0 Conteo de coincidencia gamma-gamma en píco-suma	28
I. 6.1.0.0 Generalidades y antecedentes	28

CAPITULO II 34

CONTEO DE COINCIDENCIA GAMMA-GAMMA EN PICO-SUMA
PARTE TEORICA

II. 1.0.0.0 Introducción 35
II. 2.0.0.0 Nomenclaturas y definiciones 36
II. 3.0.0.0 Consideraciones sobre avances previos 39
II. 4.0.0.0 Desarrollos teóricos 42

CAPITULO III 66

CONTEO DE COINCIDENCIA GAMMA-GAMMA EN PICO-SUMA
PARTE EXPERIMENTAL

III. 1.0.0.0 Posibilidades experimentales 67
III. 1.1.0.0 Mediciones con cristales de centelleo 67
III. 1.2.0.0 Mediciones con cristales semiconductores.... 68
III. 2.0.0.0 Aplicaciones posibles 69
III. 3.0.0.0 Procedimiento general de medición 71
III. 4.0.0.0 Experiencias con cristales de NaI(Tl)..... 72
III. 4.1.0.0 Experiencias basadas en datos
metrológicos propios 72
III. 4.1.1.0 Consideraciones generales 72
III. 4.1.2.0 Resultados y comentarios 75
III. 4.1.3.0 Sistemas de medición 75
III. 4.1.3.1 Sistemas (a) y (b) 76
III. 4.1.3.2 Sistema de coincidencia beta-gamma 77
III. 4.1.4.0 Preparación de fuentes radiactivas para
calibración por conteo de coincidencia
beta-gamma 79
III. 4.2.0.0 Experiencias basadas en datos metrológicos
recopilados por R.Heath 81
III. 4.2.1.0 Calibración de ⁴⁷Ca 82
III. 4.2.1.1 Consideraciones generales 82
III. 4.2.1.2 Determinación del parámetro t_{20} a partir
de Co-60 88
III. 4.2.1.3 Determinación del parámetro relativo
(e_{20}/t_{20}) a partir de Ar-41..... 89
III. 4.2.1.4 Cálculo del número de desintegraciones
totales para la fuente de Ca-47 89

III. 4.2.2.0	Calibración de ^{148}Pm	90
III. 4.2.2.1	Consideraciones generales	90
III. 4.2.2.2	Determinación de los parámetros t_{20} y e_{20}/t_{20} a partir de V-52	92
III. 4.2.2.3	Cálculo del número de desintegraciones totales para la fuente de Pm-148.....	92
III. 5.0.0.0	Experiencias con cristales de Ge(Li).....	95
III. 5.1.0.0	Consideraciones generales	95
III. 5.2.0.0	Resultados y comentarios	96
III. 5.3.0.0	Sistemas de medición	97
 <u>CAPITULO IV</u>		 100
CONCLUSIONES Y COMENTARIOS FINALES		
BIBLIOGRAFIA		106
APENDICE I		113
APENDICE II		114

CAPITULO I

CAPITULO I

CALIBRACION DE FUENTES RADIOACTIVAS

I. 1.0.0.0 INTRODUCCION ^{1,2}

A pesar de que la mayor parte del trabajo con materiales radiactivos só lo requiere realizar mediciones relativas o comparativas de la cantidad de un radionucleído presente en una muestra, a veces es necesario conocer la cantidad absoluta del mismo.

Para citar tres ejemplos, se necesita conocer la cantidad absoluta: en la evaluación del rendimiento de reacciones nucleares, en la estimación de riesgos para la salud por contaminación radiactiva en comestibles o agua po-table, y en el uso de radioisótopos para propósitos medicinales.

La cantidad de un radionucleído presente en una muestra puede ser expresada como una masa, un número de átomos o un parámetro de desintegración. Para nucleídos de vida muy larga es a menudo conveniente expresar la masa, es-pecialmente si las propiedades químicas son de más interés que la radiactivi-dad. Generalmente la información importante es la intensidad con la que la fuente emite la radiación, y en algunos casos, la intensidad con la cual transfiere energía al medio circundante.

El proceso de determinar la "velocidad" de desintegración o actividad absoluta de una fuente radiactiva es llamado comúnmente calibración de la fuen-te. El término concepto absoluto es usado frecuentemente cuando la técnica de medición es tal, que la velocidad de desintegración se puede obtener fáci-lmente de la velocidad de conteo observada.

La actividad absoluta que depende de la constante de desintegración ca-racterística (λ), como también del número de átomos del radionucleído (N) se expresa en becquerel (Bq) o sus múltiplos y la dosis de radiación absorbi-da por cualquier medio irradiado en gray (Gy) y submúltiplos.

La dosis de radiación que absorbe un medio dado, irradiado por una fuen-te radiactiva, depende del tipo y energía de la radiación emitida y de la na-turaleza del medio, como así también de la cantidad del material radiactivo.

En virtud de su diseño y operación, ciertos detectores de radiación son aptos para la calibración de fuentes radiactivas, sin embargo, la mayoría de los detectores y sistema de conteo usados en trabajos de rutina deben ser ca-librados mediante fuentes de referencia (patrones).

I. 2.0.0.0 CALIBRACION DE FUENTES RADIOACTIVAS ^{1,2,3}

De acuerdo a lo que se hace en la práctica con otros tipos de patrones, es conveniente clasificar a los patrones radiactivos y los métodos de calibración en primarios y secundarios.

Un método primario es uno por el cual se puede determinar la actividad absoluta de una fuente con un procedimiento de medición que no requiera calibración por referencia a un patrón previo. Por lo tanto un método secundario es aquel que requiere un equipo que haya sido previamente calibrado.

Un patrón secundario es determinado por comparación con un patrón primario como aquellos preparados por organismos especializados, por ejemplo: National Bureau of Standards (NBS) de los Estados Unidos de Norteamérica; Bureau International des Poids et Mesures (BIPM) en Francia.

Ya en 1956 el Subcomité de "Standards" de Radiactividad de la Comisión Internacional de Unidades y Medidas Radiológicas estableció que la precisión a que deben apuntar los patrones primarios en radiactividad no debe ser inferior al 1%.

Una precisión del 3-5 % es factible en el presente en algunos casos.

Para lograr este objetivo son aconsejables frecuentes comparaciones entre laboratorios de "standardización".

Una precisión aceptable para patrones secundarios es de hasta un 2 %, pero para la mayor parte de los propósitos médicos es suficiente una precisión del 5 y aún 10%.

En general no es posible calibrar una muestra con precisión si no se conoce el esquema de desintegración del radionucleído presente. El grado en que se necesitan datos del esquema de desintegración varía de un método a otro.

Como mínimo es necesario conocer los tipos de transiciones que ocurren: beta negativa, beta positiva, captura electrónica, etc. y su porcentaje en el proceso total de cada desintegración.

Dado que este trabajo apunta hacia el estudio teórico y las posibles aplicaciones de un método de calibración primario, sólo éstos serán tratados en adelante.

I. 3.0.0.0 MÉTODOS PRIMARIOS

Sintetizando algunos conceptos vertidos anteriormente, se califica como método primario a aquel en el cual se puede determinar la actividad absoluta

de una fuente radiactiva a partir de la velocidad de conteo observada sin ne-
cesitar datos de calibraciones previas; aunque es obligatorio conocer de an-
temano el modo de decaimiento de la sustancia radiactiva.

El conteo de coincidencia es quizás el más poderoso de éstos métodos. El
mismo es aplicable a todos aquellos radionucleídos que se desintegran emitiendo
dos o más radiaciones "coincidentes" en el tiempo. Por lo tanto se puede
utilizar el conteo de coincidencia para determinar por ejemplo la actividad de
radionucleídos que emiten partículas alfa, o partículas beta, o un rayo X (que
acompaña a una captura electrónica), seguidos por la emisión de algún rayo ga-
mma en coincidencia. También es aplicable cuando existe una cascada de rayos
gamma en coincidencia como consecuencia de la desexcitación de los niveles nu-
cleares excitados del nucleído hijo.

En el caso del ^{60}Co se puede determinar la actividad tanto por conteo de
coincidencia entre las partículas beta emitidas por el ^{60}Co y alguno de los
dos rayos gamma emitidos en la desexcitación de los niveles nucleares excita-
dos del ^{60}Ni , como por conteo de coincidencia entre ambos rayos gamma.⁴

Para decaimientos más complejos, como el del ^{134}Cs , se utiliza en la ac-
tualidad la técnica de la variación de la eficiencia del conteo beta, obte-
niéndose resultados sumamente precisos.⁵

Introduciendo algunas modificaciones al método del conteo de coinciden-
cia se llegó a los conteos de anticoincidencia y de correlación. Estos son
particularmente útiles para calibrar fuentes de radionucleídos que decaen a
un estado excitado "retardado" del nucleído hijo.⁶

Cuando se trata de partículas cargadas, la actividad absoluta es facti-
ble de determinar colocando la fuente radiactiva especialmente preparada den-
tro de un detector proporcional en el cual el ángulo sólido subtendido es
 4π estereorradianes. De esta manera se consigue que la eficiencia geométri-
ca sea unitaria y se eliminan las correcciones por retrodispersión y absor-
ción en ventana que se presentan colocando la fuente frente a un detector
de ventana.

La eficiencia de detección alcanzada con un detector proporcional 4π
utilizando fuentes muy delgadas de emisores alfa o beta de no muy baja ener-
gía, es prácticamente del 100%.⁷

Otros métodos de conteo 4π en los cuales la eficiencia se aproxima
al 100% son el conteo de gas interno para fuentes de radionucleídos que se
presentan en forma gaseosa y el conteo de centelleo líquido para emisores al-
fa y beta.

Uno de los métodos más viejos de calibración de fuentes radiactivas es
el conteo bajo un ángulo sólido definido. Este ha sido utilizado para medi-

ciones de actividad de emisores alfa, beta y gamma; pero hoy en día es desechado como método de calibración primaria precisa debido a los grandes errores que resultan de la necesidad de determinar experimentalmente una serie de factores de corrección.

Otro método que se puede utilizar para la calibración de fuentes radiactivas de nucleidos que decaen emitiendo dos o más rayos gamma en coincidencia, es el conteo de coincidencia gamma-gamma en "pico suma".

Para dichos nucleidos, la actividad absoluta se determina a partir de los espectros obtenidos con un sistema para espectrometría gamma y en algunos casos además es necesario determinar la correlación angular media entre los fotones coincidentes.

Finalmente están aquellos métodos de calibración en los que no se mide directamente la actividad de la fuente sino alguna otra propiedad del radionucleido presente o de sus transformaciones nucleares propias. Ellos son entre otros: pesada de un compuesto del radionucleido cuasi-estable de interés, mediciones de calorimetría, mediciones de corrientes de ionización, mediciones de pérdida de carga y mediciones de parámetros de activación para una reacción nuclear particular.

En virtud de que el método de calibración de fuentes radiactivas por conteo de coincidencia gamma-gamma en pico suma es el tema investigado por el autor y que además se pretende comparar su bondad como método primario con respecto a métodos de calibración precisos como aquellos por conteo de coincidencia (en particular beta-gamma), es apropiado desarrollar estos últimos en alguna extensión.

I. 4.0.0.0 CONTEO DE COINCIDENCIA BETA-GAMMA

I. 4.1.0.0 GENERALIDADES

La determinación de actividades absolutas por el método de coincidencia es aplicable a nucleidos cuyo decaimiento radiactivo involucra la emisión de dos o más radiaciones distinguibles por cada desintegración.

Generalmente se requieren dos detectores, los cuales responden idealmente a sólo un tipo de las dos radiaciones coincidentes consideradas, respectivamente.

La respuesta de cada detector en un tiempo prefijado es traducida por sistemas electrónicos a valores de conteo.

Paralelamente se determina además el número de las coincidencias producidas en el mismo lapso; ello se logra enviando la señal de cada detector a un circuito de coincidencias el cual traducirá a un valor de conteo aquellas interacciones de ambas radiaciones con los detectores que se producen "simultáneamente" dentro de un intervalo no mayor que algunos picosegundos.

Para el simple caso de medir una fuente de un radionucleído que decae por desintegración beta negativa acompañada por la emisión de un solo rayo gamma en coincidencia, la medición de las actividades registradas en los distintos detectores del sistema de coincidencias, producirá los siguientes resultados:

$$R_{\beta} = \epsilon_{\beta} A_0 \quad (I-1)$$

$$R_{\gamma} = \epsilon_{\gamma} A_0 \quad (I-2)$$

$$R_c = \epsilon_{\beta} \epsilon_{\gamma} A_0 \quad (I-3)$$

donde:

R_{β} = número de cuentas por unidad de tiempo para la radiación beta.

R_{γ} = número de cuentas por unidad de tiempo para la radiación gamma.

R_c = número de cuentas por unidad de tiempo para las coincidencias.

ϵ_{β} = eficiencia para la detección de la radiación beta.

ϵ_{γ} = eficiencia para la detección de la radiación gamma.

A_0 = actividad absoluta (número de desintegraciones por unidad de tiempo)

De las expresiones (I-1), (I-2), (I-3) se deducen:

$$\epsilon_{\beta} = R_{\beta} R_{\gamma} / R_c \quad (I-4)$$

$$\epsilon_{\gamma} = R_c / R_{\beta} \quad (I-5)$$

$$\epsilon_{\beta} = R_c / R_{\gamma} \quad (I-6)$$

La ecuación (I-4) implica que la actividad absoluta se puede calcular a través de una relación simple entre las velocidades de conteo respectivas, sin necesidad de conocer las eficiencias de los detectores. Por supuesto esta ecuación es "ideal", en la práctica es necesario efectuar varias correcciones a la misma dada la no "idealidad" tanto de los detectores como de los sistemas electrónicos asociados y además teniendo en cuenta ciertos efectos propios de las radiaciones emitidas por el nucleído considerado.

Estas correcciones se pueden clasificar en dos grupos: i) correcciones que dependen de la actividad de la fuente y ii) correcciones que afectan las eficiencias de detección y que dependen de las características del esquema de desintegración. Ambas serán tratadas más adelante.

Un sistema de coincidencias $4\pi\beta-\gamma$ ampliamente utilizado en laboratorios de calibración de fuentes radiactivas se muestra en forma esquemática en la figura 1.

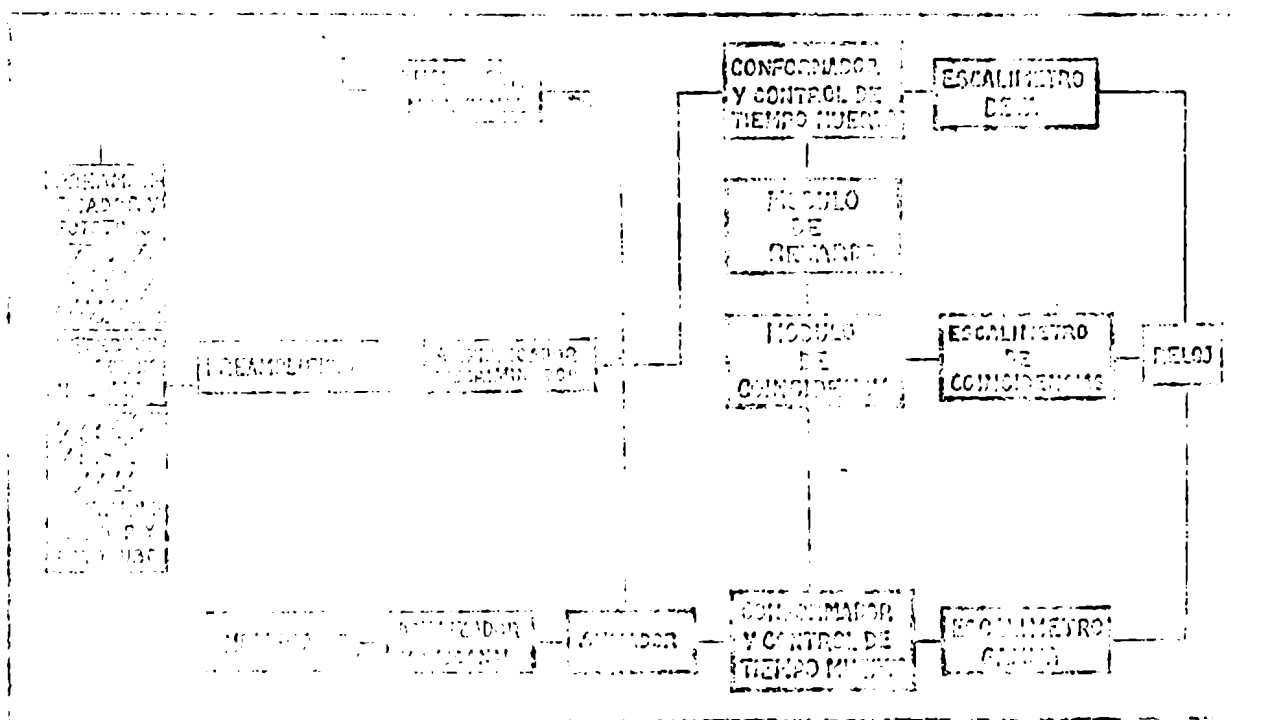


Fig. 1 Sistema de coincidencias $4\pi\beta-\gamma$

Generalmente se emplean dos detectores con cristal de NaI(Tl) de 76 mm de diámetro por 76 mm de alto para obtener mayor eficiencia en la detección de rayos gamma y coincidencias.

Los circuitos electrónicos asociados tienen en la actualidad tiempos m

tos propios muy pequeños de manera que contribuyen mínimamente a los efectos que dependen de la actividad, los cuales se deberán casi exclusivamente a los detectores utilizados.

La corrección más importante es la debida al tiempo de resolución del módulo de coincidencias, es decir, la corrección por coincidencias casuales que incrementan el número de coincidencias registradas.

Por otro lado, los efectos que dependen del esquema de desintegración se pueden reducir en gran medida utilizando un detector proporcional 4π con eficiencia cercana a la unidad.

Las velocidades de conteo se podrían determinar por separado para cada canal de detección (beta, gamma y coincidencias), sin embargo en la práctica es habitual que todo el sistema de coincidencia esté controlado por un solo cronómetro y que dichas velocidades sean obtenidas simultáneamente.

CONEXIONES DE LAS COINCIDENCIAS INMEDIATAS

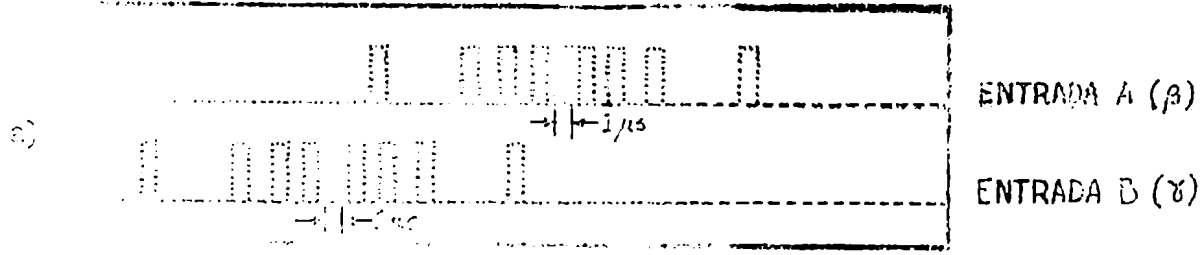
El sistema de coincidencias inmediatas de conteo de coincidencia beta-gamma es aquel en el cual el conteo de los sucesos de coincidencia depende de la superposición de dos series de pulsos conformados.

Si dos pulsos conformados e iguales se superponen parcialmente en el tiempo, el resultado será un pulso cuya duración cercana a dos veces la duración de cada uno de ellos, si su altura supera el umbral de un circuito de coincidencias.

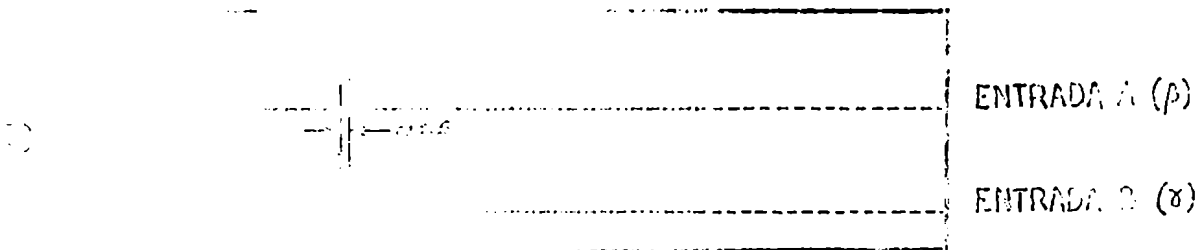
El circuito de coincidencia deberá ser ajustado para dos pulsos conformados yuxtapuestos de los detectores respectivamente.

Los pulsos conformados con igual altura e igual duración (beta y gamma); además deben ser lo suficientemente estrechos ($\tau < T$) para evitar pérdidas de coincidencias, debidas a coincidencias casuales.

La coincidencia de los canales, por ejemplo el canal beta, se puede observar en un osciloscopio de doble haz, ajustando dicho osciloscopio para observar las señales de ambos canales (Fig.2). El trazo horizontal conformará de alguna de los dos canales



Palcos conformados de ambos canales, observados en la pantalla del osciloscopio en modo alternativo y con disparo externo producido por la señal gamma sin conformar. La señal β está adelantada en el tiempo con respecto a la señal γ .



La señal β por la señal γ está atrasada en el tiempo a través de un circuito inversor.



Se ilustra la coincidencia de las fre cuencias de ambas entradas.

El osciloscopio
 la coincidencia.

Se ilustra que el tiempo de resolución del osciloscopio es suficientemente grande (aproximadamente Δt).

de $\approx 2 \mu s$) como para no tener pérdidas de coincidencia y lo suficientemente pequeño (aproximadamente $\approx 3 \mu s$) como para que no aumenten las coincidencias casuales.

Además de las fluctuaciones de los retardos y otras debido a efectos electrónicos, la variación en el tiempo de colección de electrones en el detector proporcional contribuye a la dispersión en el arribo de pulsos al módulo de coincidencias; ello impedirá disminuir el tiempo de resolución y por lo tanto disminuir también las coincidencias casuales.

Cuando la vida media del estado excitado del núcleo hijo es comparable con el tiempo de resolución mínimo prefijado se producirán pérdidas importantes de las coincidencias; esto último se podría solucionar aumentando el tiempo de resolución, pero correspondientemente aumentan las coincidencias casuales y es conveniente preferible utilizar otros métodos como el conteo de coincidencias o el uso de anticoincidencia, dejando el conteo de coincidencias para aquellos casos en los que la vida media de los estados excitados involucrados sea del orden de 10^{-7} s o menor.

CORRECCIONES QUE DEPENDEN DE LA ACTIVIDAD DE LA FUENTE

1.4.3.1.3 CORRECCIONES POR TIEMPO MUERTO #1,12,15

El tiempo muerto, es el tiempo mínimo que requiere el sistema de electrónica para distinguir un pulso del siguiente. Durante ese tiempo el sistema está totalmente bloqueado, es decir, que todo pulso que llegue a él no será registrado.

Existen fórmulas que permiten calcular la actividad real de una muestra de ellas denominada acumulativa

$$(1-7)$$

otra denominada no acumulativa se aplica a la fórmula:

$$(1-8)$$

La tercera denominada simple es:

$$(1-9)$$

Ninguna de estas tres expresiones es válida para todo ámbito de actividad, aunque para bajas actividades convergen.

Cuando un "rayo" entra a un detector y se traduce como una cuenta al final del canal respectivo (beta o gamma), éste queda paralizado o bloqueado un tiempo T_i , o sea que todo "rayo" que llega a ese canal en dicho intervalo no es contado.

La probabilidad de que el canal beta se encuentre bloqueado es $A_0 \epsilon_\beta T_\beta$ y para el canal gamma dicha probabilidad será $A_0 \epsilon_\gamma T_\gamma$; donde T_β y T_γ son los tiempos muertos para cada canal y los demás parámetros son los ya definidos anteriormente.

Teniendo en cuenta lo expuesto, la actividad medida (R) en los canales beta y gamma será:

$$R_\beta = A_0 \epsilon_\beta - A_0 \epsilon_\beta (A_0 \epsilon_\beta T_\beta) = A_0 \epsilon_\beta (1 - A_0 \epsilon_\beta T_\beta) \quad (I-10)$$

$$= A_0 \epsilon_\gamma - A_0 \epsilon_\gamma (A_0 \epsilon_\gamma T_\gamma) = A_0 \epsilon_\gamma (1 - A_0 \epsilon_\gamma T_\gamma) \quad (I-11)$$

Entonces, se ve que $(1 - A_0 \epsilon_i T_i)$ es la probabilidad de que el canal no esté bloqueado.

Analizar las coincidencias hay que tener en cuenta tres casos:

$$a) T_\beta < T_\gamma; \quad b) T_\beta = T_\gamma = T$$

En todas las que llegan a los dos canales uno de ellos está bloqueado. De esta

$$R_\beta \epsilon_\gamma \epsilon_\beta (A_0 \epsilon_\gamma T_\gamma) + A_0 \epsilon_\gamma \epsilon_\beta (1 - A_0 \epsilon_\beta T_\beta) \epsilon_\beta \epsilon_\gamma T_\beta$$

coincidencias que llegan cuando ambos canales están operando, pero porque está implícita en el tiempo muerto de cada canal. Éste es el tiempo muerto que el detector se bloquea en un canal.

Resumiendo, la expresión (I-12) queda:

$$R_c = A_0 \epsilon_p \epsilon_x (1 - A_0 (\epsilon_p \tau_p + \epsilon_x \tau_x - \epsilon_p \epsilon_x \tau_x)) \quad (I-13)$$

Finalmente, de (I-10), (I-11) y (I-13) resulta:

$$\frac{R_p R_x}{R_c} = A_0 \frac{(1 - A_0 \epsilon_p \tau_p)(1 - A_0 \epsilon_x \tau_x)}{[1 - A_0 (\epsilon_p \tau_p + \epsilon_x \tau_x - \epsilon_p \epsilon_x \tau_x)]} \quad (I-14)$$

Luego se deduce:

$$A_0 = \frac{R_c R_x}{R_p} \frac{1}{\left[\frac{1 - A_0 \epsilon_p \tau_p (1 - A_0 \tau_p)}{1 - A_0 (\epsilon_p \tau_p + \epsilon_x \tau_x - \epsilon_p \epsilon_x \tau_x)} \right]} \quad (I-15)$$

La delimitación de los términos de la expresión (I-15) es similar a la anterior y deben intercambiar los subíndices p y x en los términos de los tiempos muertos y las eficiencias de la expresión (I-15), la ecuación correspondiente es:

$$A_0 = \frac{R_p R_x}{R_c} \frac{1}{\left[\frac{1 - A_0 \epsilon_x \tau_x (1 - A_0 \tau_x)}{1 - A_0 (\epsilon_p \tau_p + \epsilon_x \tau_x - \epsilon_p \epsilon_x \tau_x)} \right]} \quad (I-16)$$

De (I-15), (I-11) y (I-13) se obtiene:

$$\frac{R_p R_x}{R_c} = \frac{R_c R_x}{R_p} \frac{1}{\left[\frac{1 - A_0 \epsilon_p \tau_p (1 - A_0 \tau_p)}{1 - A_0 (\epsilon_p \tau_p + \epsilon_x \tau_x - \epsilon_p \epsilon_x \tau_x)} \right]} \quad (I-17)$$

Después de simplificar los términos de la expresión (I-17) se obtiene:

$$\frac{R_p R_x}{R_c} = \frac{R_c R_x}{R_p} \frac{1}{\left[\frac{1 - A_0 \epsilon_p \tau_p (1 - A_0 \tau_p)}{1 - A_0 (\epsilon_p \tau_p + \epsilon_x \tau_x - \epsilon_p \epsilon_x \tau_x)} \right]} \quad (I-18)$$

En los casos de los casos se cumple:

$$\frac{R_p R_x}{R_c} \ll 1 \quad A_0 \tau \ll 1$$

se llega a una expresión válida para los tres casos, donde \mathcal{T} es ahora el menor de los tiempos muertos involucrados:

$$A_c = \frac{R_c R_x}{R_c} \frac{1}{(1 - R_c \mathcal{T})} \quad (I-20)$$

Puede observarse en esta última expresión que el efecto del tiempo muerto sobre la actividad absoluta se atenúa, lo que constituye una ventaja más del punto de coincidencias.

5. COINCIDENCIAS POR COINCIDENCIAS CASUALES. ^{13,14,15}

Dado que el tiempo de resolución del sistema (\mathcal{T}_R) es distinto de cero no todas las coincidencias medidas corresponden a las que realmente se producen. Hay una cantidad de las primeras debidas a la coincidencia de rayos beta coincidentes por un núcleo con rayos gamma emitidos por otro núcleo, no estando estos rayos realmente correlacionados. A este tipo de coincidencias se las denomina casuales.

Las coincidencias casuales medidas serán entonces la suma de las coincidencias reales y las casuales.

La probabilidad de que se produzcan coincidencias casuales es directamente proporcional al tiempo de resolución.

Las coincidencias casuales se debe a la contribución de dos tiempos de coincidencia entre un primer pulso proveniente del canal gamma; el segundo pulso proviene de los canales. Las expresiones correspondientes son:

(I-22)

coincidencias casuales
coincidencias reales

$$R_{cc} = 2 R_p R_y T_R - R_{cr} (R_p + R_y) T_R \quad (I-23)$$

Las coincidencias reales (R_{cr}) son la diferencia entre las coincidencias medias (R_c) y las casuales (R_{cc}); de donde:

$$R_{cr} = R_c - R_{cc} \quad (I-24)$$

Por lo tanto, a partir de (I-23) y (I-24) se deduce:

$$R_{cr} = R_c - 2 R_p R_y T_R + R_{cr} (R_p + R_y) T_R \quad (I-25)$$

Finalmente el conteo de coincidencias reales está representado por la expresión:

$$\frac{R_c - 2 R_p R_y T_R}{R_p + R_y T_R} \quad (I-26)$$

Cuando los canales están totalmente desfasados en el tiempo, las coincidencias son cero. Esto se puede hacer operando con los retardos hasta que los canales lleguen con un desfasaje superior al tiempo de coincidencia. Por lo tanto, cuando los canales están totalmente desfasados en el tiempo, las coincidencias son cero. En consecuencia, si $R_{cr} = 0$ en la ecuación (I-26)

$$(I-27)$$

cuando los canales están totalmente

desfasaje de los

$$(I-28)$$

a partir de
de todas las

$$\frac{R_c R_y}{(R_c - 2\gamma R_\beta R_y)} \frac{[1 - \gamma_R (R_\beta + R_y)]}{\left[\frac{1 - \gamma_R \epsilon_\beta \epsilon_y \gamma (1 - A_0 \gamma)}{1 - A_0 \gamma (\epsilon_\beta + \epsilon_y - \epsilon_\beta \epsilon_y)} \right]} \quad (I-29)$$

Teniendo en cuenta las aproximaciones (I-18) y (I-19) en los corchetes de (I-29) se obtiene:

$$\frac{R_c R_y}{(R_c - 2\gamma R_\beta R_y)} \frac{[1 - \gamma_R (R_\beta + R_y)] [1 - \gamma (R_\beta + R_y - R_c)]}{(R_c - 2\gamma R_\beta R_y)} \quad (I-30)$$

donde ¹⁵ γ_R es el factor de corrección de Dryant para estas correcciones ampliamente utilizado en la literatura.

$$\frac{[1 - (R_\beta + R_y)(\gamma + 2\gamma_R)/2 + \gamma R_c]}{(R_c - 2\gamma R_\beta R_y) [1 - (R_\beta + R_y)\gamma/2]} \quad (I-31)$$

Este factor puede ser directamente descontado de los valores de contos (I-31) para obtener la actividad absoluta.

ALGUNAS CARACTERÍSTICAS DEL EQUIPAMIENTO DE

CONVERSIÓN ENERGÉTICA ^{16,17}

de un reactor nuclear completo con
 energía generada como ser medida
 en el cociente entre el número
 de neutrones generados por
 fissiones y el número de neutrones
 absorbidos por el combustible.
 En un reactor nuclear, la potencia
 generada es proporcional a la
 actividad de conversión de energía
 en el combustible.

definiendo a $\hat{\epsilon}_{ec}$ como la eficiencia del detector proporcional para los rayos de conversión y teniendo en cuenta lo anterior, las expresiones (I-1), (I-2) y (I-3) se transforman en:

$$R_{\beta} = \left(\hat{\epsilon}_{\beta} + (1 - \hat{\epsilon}_{\beta}) \frac{\epsilon_{\beta}}{1 + \epsilon_{\beta}} \hat{\epsilon}_{ec} \right) A_0 \quad (I-32)$$

$$R_{\gamma} = \frac{\epsilon_{\gamma}}{1 + \epsilon_{\beta}} A_0 \quad (I-33)$$

$$R_C = \frac{\epsilon_{\beta} \hat{\epsilon}_{\beta}}{1 + \epsilon_{\beta}} A_0 \quad (I-34)$$

El segundo término del corchete en la expresión (I-32) representa la probabilidad de que el canal beta no detecte un rayo beta emitido por la muestra pero que detecte en cambio un electrón de conversión interna. De las ecuaciones (I-32), (I-33) y (I-34) se deduce:

$$A_0 = \frac{R_{\beta}}{\left[\hat{\epsilon}_{\beta} + (1 - \hat{\epsilon}_{\beta}) \frac{\epsilon_{\beta}}{1 + \epsilon_{\beta}} \hat{\epsilon}_{ec} \right]} \quad (I-35)$$

EFICIENCIA REAL DEL DETECTOR BETA ^{17,18}

Esta $\hat{\epsilon}_{\beta}$ es debida a que algunos rayos que circula por el mismo; aumentarán su probabilidad de ser detectados.

Esta será la siguiente:

$$(I-36)$$

El mismo fotón puede ser detectado tanto en el canal beta como en el canal gamma y definiendo $\hat{\epsilon}_c$ como la probabilidad de coincidencias se verá también modifi-

$$(I-37)$$

A partir de las ecuaciones (I-32), (I-33), (I-34), (I-36) y (I-37) es posible hallar la expresión que reúne todas las correcciones que dependen de las características del esquema de desintegración; se llega así a la expresión:

$$\Lambda_0 = \frac{R_\beta R_\alpha}{R_c} \frac{\left(1 + \frac{(1-\epsilon_\beta)(1+\alpha)\epsilon_c}{\epsilon_\alpha}\right)}{\left(1 + \frac{(1-\epsilon_\beta)(\alpha\epsilon_{ec} + \epsilon_\beta\alpha)}{\epsilon_\beta(1+\alpha)}\right)} \quad (I-38)$$

En todas las deducciones anteriores se ha considerado despreciable el decaimiento de la fuente durante el tiempo de medición (t_m), si no se cumple esta condición se debe efectuar también la corrección correspondiente.

I- 4.5.1.0. CORRECCION POR DECAIMIENTO DURANTE LA MEDICION

La actividad de una fuente radiactiva sigue la ley de decaimiento exponencial, de manera que la actividad al tiempo t será:

$$A(t) = A(0) e^{-\lambda t} \quad (I-39)$$

donde:

$A(0)$ = actividad de la fuente al tiempo $t = 0$

λ = constante de desintegración característica ($\lambda = \ln 2/T$)

Dado que la velocidad de conteo medida (R) es igual al producto de la eficiencia de detección (ϵ) por la actividad (A) se cumplirán las siguientes ecuaciones:

$$R = \epsilon A \quad (I-40)$$

$$R(t) = \epsilon A(t) \quad (I-41)$$

$$R(0) = \epsilon A(0) \quad (I-42)$$

$$R(t) = R(0) e^{-\lambda t} \quad (I-43)$$

$$R = \epsilon \frac{dN}{dt} \quad (I-44)$$

Definiendo el número de desintegraciones medidas (N_m) como el producto de la eficiencia (ϵ) por el número de desintegraciones producidas (N) se cumplirán además:

$$N_m = \epsilon N \quad (I-45)$$

$$R = \frac{dN_m}{dt} \quad (I-46)$$

Si cada medición dura un tiempo t_m , para obtener el promedio del número de desintegraciones medidas N_m mientras está transcurriendo la medición, hay que realizar la integral de $R(t)$ en el intervalo $t' = 0$ a $t' = t_m$; donde t' es la variable tiempo de medición:

$$\int_0^{N_m} \frac{dN_m}{dt'} dt' = R(0) \int_0^{t_m} e^{-\lambda t'} dt' \quad (I-47)$$

$$N_m = R(0) \frac{(1 - e^{-\lambda t_m})}{\lambda} \quad (I-48)$$

Luego, dividiendo el número de desintegraciones medidas por el tiempo de medición se obtiene la velocidad media de conteo medida:

$$R_m = \frac{N_m}{t_m} = R(0) \frac{(1 - e^{-\lambda t_m})}{\lambda t_m} \quad (I-49)$$

A partir de la ecuación (I-49) se deduce que la velocidad de conteo al tiempo $t' = 0$ de medición será:

$$R(0) = R_m \frac{\lambda t_m}{(1 - e^{-\lambda t_m})} \quad (I-50)$$

Si se cumple que $t_m \ll T$, se cumplirá $\lambda t_m \ll 1$; luego:

$$R(0) \approx R_m \quad (I-51)$$

I- 4.5.2.0. CONCLUSIÓN POR DECAIMIENTO DEL RADIONUCLÉIDO.

Por otro lado la actividad de la fuente se puede referir a un tiempo $t = 0$ en el cual fue preparada o bien para el cual interesa conocer su ac-

tividad, para ello se efectúa la corrección exponencial debida al decaimiento sufrido por la fuente desde $t = 0$ hasta el tiempo t en que es medida:

$$A(t) = A_0 e^{-\lambda t} \tag{I-52}$$

I- 4.5.3.0 EXPRESION GENERAL PARA LA ACTIVIDAD ABSOLUTA.

De las ecuaciones (I-29), (I-38), (I-50) y (I-52) se obtiene la expresión general para calcular la actividad absoluta de una fuente radiactiva por conteo de coincidencias beta-gamma, ésta es: (I-53)

$$A_0 = \frac{R_c \left[\frac{1 + \frac{(1-\epsilon_\beta)}{\epsilon_\beta} (1+\alpha) \frac{\epsilon_c}{\epsilon_\gamma}}{\left[1 + \frac{(1-\epsilon_\beta)}{\epsilon_\beta} \frac{(\alpha \epsilon_{ec} + \epsilon_{\beta\gamma})}{(1+\alpha)} \right]} \right] \left[\frac{\lambda t_m e^{-\lambda t_m} / (1 - e^{-\lambda t_m})}{1 - A_0 \epsilon_\beta \epsilon_\gamma (1 - A_0 \gamma)} \right]}{\left[\frac{1 + \frac{(1-\epsilon_\beta)}{\epsilon_\beta} (1+\alpha) \frac{\epsilon_c}{\epsilon_\gamma}}{\left[1 + \frac{(1-\epsilon_\beta)}{\epsilon_\beta} \frac{(\alpha \epsilon_{ec} + \epsilon_{\beta\gamma})}{(1+\alpha)} \right]} \right] \left[\frac{\lambda t_m e^{-\lambda t_m} / (1 - e^{-\lambda t_m})}{1 - A_0 \epsilon_\beta \epsilon_\gamma (1 - A_0 \gamma)} \right]}$$

Introduciendo los parámetros R_0 ; $R_{t,tm}$; x, a, b y c definidos como:

$$R_0 = \frac{R_c}{\left[1 + \frac{(1-\epsilon_\beta)}{\epsilon_\beta} (1+\alpha) \frac{\epsilon_c}{\epsilon_\gamma} \right]} \tag{I-54}$$

$$R_{t,tm} = R_0 \frac{\lambda t_m e^{-\lambda t_m}}{(1 - e^{-\lambda t_m})} \tag{I-55}$$

$$\tag{I-56}$$

$$c = \frac{\alpha \epsilon_{ec} + \epsilon_{\beta\gamma}}{(1+\alpha)} \tag{I-57}$$

$$\tag{I-58}$$

$$a = A_0 \gamma \tag{I-59}$$

resulta:

$$A_0 = \frac{R_{t,tm} \left[\frac{1 + \frac{(1-\epsilon_\beta)}{\epsilon_\beta} (1+\alpha) \frac{\epsilon_c}{\epsilon_\gamma}}{\left[1 + \frac{(1-\epsilon_\beta)}{\epsilon_\beta} \frac{(\alpha \epsilon_{ec} + \epsilon_{\beta\gamma})}{(1+\alpha)} \right]} \right] \left[\frac{\lambda t_m e^{-\lambda t_m} / (1 - e^{-\lambda t_m})}{1 - A_0 \epsilon_\beta \epsilon_\gamma (1 - A_0 \gamma)} \right]}{\left[\frac{1 + \frac{(1-\epsilon_\beta)}{\epsilon_\beta} (1+\alpha) \frac{\epsilon_c}{\epsilon_\gamma}}{\left[1 + \frac{(1-\epsilon_\beta)}{\epsilon_\beta} \frac{(\alpha \epsilon_{ec} + \epsilon_{\beta\gamma})}{(1+\alpha)} \right]} \right] \left[\frac{\lambda t_m e^{-\lambda t_m} / (1 - e^{-\lambda t_m})}{1 - A_0 \epsilon_\beta \epsilon_\gamma (1 - A_0 \gamma)} \right]} \tag{I-60}$$

Si de alguna manera se pudiera hacer que $\epsilon_{\beta} \rightarrow 1$, entonces $x \rightarrow 0$ y la expresión (I-60) se transforma en:

$$A_0 = R_{t,t_m} \frac{[1 - \gamma_{\beta}(R_{\beta} + F_{\beta})]}{(1 - 2\gamma_{\beta}R_{\beta})(1 - c\epsilon_{\beta})} \quad (I-61)$$

Por otro lado si como ocurre en la mayoría de los casos $c \ll 1$, entonces será:

$$A_0 = R_{t,t_m} \frac{[1 - \gamma_{\beta}(R_{\beta} + F_{\beta})]}{(1 - 2\gamma_{\beta}R_{\beta})} \quad (I-62)$$

Si además $\lambda t_m \ll 1$, se cumplirá que $R_{t,t_m} \approx R_0 e^{\lambda t}$, luego la expresión resultante para la actividad absoluta será:

$$A_0 = R_0 \frac{[1 - \gamma_{\beta}(R_{\beta} + F_{\beta})]}{(1 - 2\gamma_{\beta}R_{\beta})} e^{\lambda t} \quad (I-63)$$

En la práctica estas condiciones impuestas se pueden lograr para varios nucleidos de suma interés por sus múltiples aplicaciones nucleares como ^{60}Co , ^{22}Na , ^{80}Y y otros.

Lo que normalmente se hace es utilizar la técnica de variación de la eficiencia conteo beta y a partir de la curva de la actividad medida, corregida por coincidencias casuales, en función del parámetro x extrapolar el valor de actividad para $x = 0$.

I-4.7.0.0 CONTEO DE COINCIDENCIAS PARA NUCLEIDOS DE ESQUEMA DE DESINTEGRACION COMPLEJO. 18.20

Hasta aquí se ha expuesto el tratamiento teórico para determinar la actividad absoluta de fuentes de radionucleidos de esquema de desintegración simple, es decir aquellos que se desintegran emitiendo un único rayo beta

que dá origen por desexcitación del nucleído hijo a uno o más rayos gamma en coincidencia.

Cuando, como en general ocurre, el esquema de desintegración es complejo, el radionucleído se desintegrará a través de dos o más caminos beta alternativos que darán origen a un cierto número de rayos gamma subsiguientes en coincidencia o no.

Para determinar la actividad absoluta sólo son de interés aquellos fotones que se emiten en coincidencia con algún rayo beta.

De lo expresado anteriormente se desprende que las ecuaciones (I-32), (I-33) y (I-34) deberán ser modificadas de la siguiente manera:

$$R_{\beta} = A_0 \sum_k p_k \frac{\epsilon_{\beta k} (1 + \frac{(1 - \epsilon_{\beta k})}{\epsilon_{\beta k}} \frac{(\alpha_k \epsilon_{\gamma k} + \epsilon_{\beta k})}{1 + \alpha_k})}{\epsilon_{\beta k}} \quad (I-64)$$

$$R_{\gamma} = A_0 \sum_k \frac{\epsilon_{\gamma k}}{1 + \alpha_k} \quad (I-65)$$

$$R_c = A_0 \sum_k p_k \frac{\epsilon_{\beta k} \epsilon_{\gamma k} (1 + \frac{(1 - \epsilon_{\beta k})}{\epsilon_{\beta k}} \frac{\epsilon_{\gamma k} (1 + \alpha_k)}{\epsilon_{\beta k}})}{1 + \alpha_k} \quad (I-66)$$

donde el subíndice k indica la ramificación beta correspondiente y p_k es la fracción del total de las desintegraciones que dá origen a esa ramificación.

Nuevamente, es posible agrupar todas estas correcciones que dependen de las eficiencias en una única expresión.

$$(I-67)$$

$$A_0 = \frac{R_{\beta} R_{\gamma}}{R_c} \frac{\sum_k p_k \frac{\epsilon_{\beta k} \epsilon_{\gamma k} (1 + \frac{(1 - \epsilon_{\beta k})}{\epsilon_{\beta k}} \frac{\epsilon_{\gamma k} (1 + \alpha_k)}{\epsilon_{\beta k}})}{1 + \alpha_k}}{\sum_k p_k \frac{\epsilon_{\beta k} (1 + \frac{(1 - \epsilon_{\beta k})}{\epsilon_{\beta k}} \frac{(\alpha_k \epsilon_{\gamma k} + \epsilon_{\beta k})}{1 + \alpha_k})}{\epsilon_{\beta k}}}$$

De la ecuación (I-67) se deduce que para poder calcular la actividad absoluta a partir de los valores de conteo observados habría que conocer las

eficiencias para cada ramificación. En general éstas no se conocen ni se pueden determinar con suficiente exactitud.

Para conocerlas sería necesario elegir adecuadamente los detectores y las condiciones experimentales, y además contar con información adicional proveniente de otras mediciones; sin embargo, lo que se hace en la práctica es tratar de desarrollar métodos que no requieran un conocimiento directo de constantes del esquema de desintegración ni estimaciones de las eficiencias.

Las condiciones para poder reducir las ecuaciones (I-64), (I-65), y (I-66) a expresiones prácticas en mediciones de coincidencia son que las eficiencias de detección para todas las ramificaciones beta estén funcionalmente relacionadas y que las mismas tiendan simultáneamente a la unidad con la tendencia a la unidad de alguna de ellas.

Por ejemplo para la k-ésima ramificación beta se puede encontrar una función f_k tal que:

$$\epsilon_{\beta k} = f_k (1 - \epsilon_{\beta m}) \quad (I-68)$$

y se cumpla que:

$$\epsilon_{\beta k} \rightarrow 1 \quad \text{cuando} \quad \epsilon_{\beta m} \rightarrow 1 \quad (I-69)$$

Planteando este tipo de ecuaciones (I-68) para todas las eficiencias se puede llegar a una expresión simple para el conteo beta:

$$R_{\beta} = N_{\beta} f(N_{\beta}/N_{\gamma}) \quad (I-70)$$

con:

$$N_{\beta}/N_{\gamma} = \epsilon_{\beta} \quad (I-71)$$

donde $f(N_{\beta}/N_{\gamma})$ es una función desconocida, definida en general como un polinomio en la variable (N_{β}/N_{γ}) , aunque en la práctica resulta una

función lineal o un polinomio de orden bajo, 2 ó 3 en muchos casos. Dicha función deberá cumplir:

$$f(N_c/N_\gamma) \longrightarrow 1 \quad \text{si} \quad (N_c/N_\gamma) \longrightarrow 1 \quad (\text{I-72})$$

Con ello, de la ecuación (I-70) resulta que:

$$R_\beta \longrightarrow \Lambda_0 \quad \text{si} \quad (N_c/N_\gamma) \longrightarrow 1 \quad (\text{I-73})$$

Luego, las mediciones de coincidencias consistirán en registrar los conteos beta, gamma y de coincidencia para distintas condiciones en las que se varíe la eficiencia beta; por ejemplo variando el espesor y por lo tanto la absorción en el revestimiento metálico de la fuente (generalmente oro fijado por evaporación en vacío), o variando la autoabsorción.

Finalmente se determinará la actividad absoluta por extrapolación del conteo beta para el valor $N_c/N_\gamma = 1$.

Es importante destacar que con esta técnica el resultado es independiente del conocimiento previo o de la determinación previa de parámetros del esquema de desintegración. Los efectos de estos últimos sobre las eficiencias y la dependencia del conteo sobre aquéllas queda resumido en la función $f(N_c/N_\gamma)$, la cual es determinable experimentalmente.

I-4.8.3.3 APLICACIONES DEL CONTEO DE COINCIDENCIA BETA-GAMMA. ²⁴

En términos generales se hará referencia al conteo de coincidencia entre partículas cargadas beta, alfa, electrones Auger, etc. y fotones (gamma o x).

Aunque en todas las consideraciones anteriores se ha hecho referencia al conteo de coincidencia para calibrar fuentes de radionucleídos que se desintegran emitiendo rayos beta acompañados por rayos gamma en coincidencia, mediante consideraciones similares y utilizando el mismo sistema de coincidencia asociado es posible calibrar fuentes de nucleídos que presentan otros modos de desintegración.

La técnica del trazador para emisores beta puros se puede mencionar como una variante del conteo de coincidencia aplicado a radionucleídos de esquema de desintegración complejo. La presencia del emisor beta puro en la fuente mezcla tiene el mismo efecto sobre el conteo beta que el que

tendría una ramificación beta del nucleído complejo que condujera al estado fundamental del nucleído hijo, por ejemplo. ²²

Por otro lado mediante conteo de coincidencia se puede calibrar nucleídos que se desintegran por captura electrónica seguida por la emisión de rayos gamma inmediatos; en este caso, los electrones Auger (alternativos de la cascada de rayos X) son detectados por el contador proporcional como si se tratara de radiación beta.

También es posible calibrar por coincidencia fuentes de emisores de radiación alfa, acompañada esta última por la emisión de rayos gamma inmediatos.

Además, siguiendo una técnica experimental cuidadosa para nucleídos que presentan esquemas de desintegración mezcla, con radiaciones de características marcadamente diferentes, es factible la calibración de nucleídos que decaen por captura electrónica y tienen electrones de conversión de bajas energías, o que decaen por desintegración beta positiva y captura electrónica.

Finalmente se llevan a cabo mediciones de coincidencia para desintegración por captura electrónica pura (no acompañada por rayos gamma). El método del trazador y técnicas relacionadas se han utilizado en mediciones de coincidencia directa entre rayos X y cascadas de electrones Auger; sin embargo las correcciones que se deben aplicar son un tanto elaboradas. Es de esperar que las técnicas de variación de la eficiencia se puedan aplicar en estos casos, aunque la metodología a seguir aún está siendo investigada.

I- 5.0.0.0 CONTEO DE COINCIDENCIA GAMMA-GAMMA

A continuación se tratan diversos aspectos experimentales del procedimiento de calibración por medición de coincidencias entre fotones.

I- 5.1.0.0 GENERALIDADES

El conteo de coincidencia gamma-gamma tiene una aplicación más limitada que el conteo de coincidencia beta-gamma, pero en ciertos casos presenta algunas ventajas dado que se pueden calibrar fuentes disueltas o en forma de agujas, granallas o en pequeños cilindros metálicos, sin la necesidad de preparar fuentes delgadas como ocurre en la aplicación del segundo de estos métodos.

La presencia de impurezas de emisores beta en fuentes que han de ser calibradas por conteo de coincidencia gamma-gamma no representa dificultad al-

guna, en contraste con el problema que aquellas causan si se pretende calibrar dichas fuentes por conteo de coincidencia beta-gamma.

Las consideraciones más importantes en el conteo de coincidencia gamma-gamma son las siguientes:

- a) la eficiencia relativa de cada detector para los rayos gamma considerados.
- b) coincidencias espurias debidas a fotones Compton que salen de un detector y son acusados por el otro.
- c) correlación angular entre ambos fotones.
- d) atenuación de la correlación angular debido al tamaño finito de los detectores y la fuentes:

El problema para bajas eficiencias de detección merece un tratamiento aparte.

Por otro lado, se debe tener un cuidado especial para efectuar correcciones por efectos suma en coincidencias x-x

El sistema de medición utilizado es básicamente similar al empleado en mediciones por coincidencia beta-gamma, reemplazando el detector proporcional por un detector adecuado para la detección de fotones. Además el sistema debe estar dotado de la posibilidad de variar el ángulo formado entre los ejes de simetría de ambos detectores, de manera de poder atenuar el efecto de la correlación angular, entre los fotones coincidentes, sobre el resultado de las mediciones, es decir, se busca que el factor de correlación angular tienda a la unidad. Con el mismo fin se utilizan grandes cristales de NaI (Tl) de 3" x 3" ó 4" x 4" .

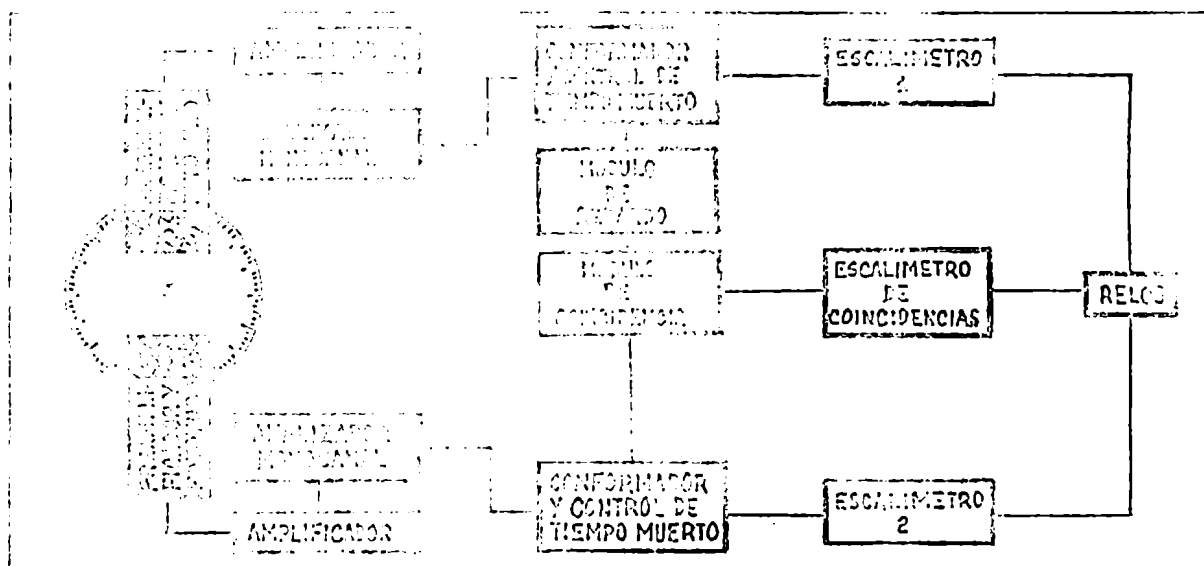


Fig.3 Sistema de coincidencia gamma-gamma

En la figura 3 se representa en forma esquemática uno de tales sistemas de coincidencias.

Los detectores están montados sobre una platina graduada que permite conocer el ángulo prefijado entre sus ejes y la fuente es colocada en el centro de la platina, equidistante de la cara superior de los mismos.

En coincidencia x-gamma o x-x se deberá sustituir uno o ambos detectores por un detector sensible a la radiación X.

Quizás también es necesario sustituir algún módulo electrónico, por ejemplo el amplificador, por uno que posea mejor respuesta a la señal proveniente de dicho detector.

I- 5.2.0.0 CONTEO DE COINCIDENCIAS GAMMA-GAMMA PARA ^{60}Co ²³

En lo que sigue se describirá en líneas generales el método de coincidencia gamma-gamma aplicado a la calibración de ^{60}Co . El tratamiento no incluye correcciones debidas a efectos suma.

La actividad absoluta, despreciando términos de segundo orden en las correcciones y para tiempos muertos chicos de cada canal, se puede expresar como :

$$A_0 = \frac{(R_1 - F_1)(R_2 - F_2)}{(R_c - F_c)} \left(1 + 2 \tau_R \frac{R_1 R_2}{R_c}\right) f g(\theta) \quad (\text{I-74})$$

A_0 = actividad absoluta.

R_1 = velocidad de conteo gamma para el canal 1.

R_2 = velocidad de conteo gamma para el canal 2.

F_1 = velocidad de conteo de fondo para el canal 1.

F_2 = velocidad de conteo de fondo para el canal 2.

R_c = velocidad de conteo para las coincidencias

F_c = velocidad de conteo de fondo para el canal de coincidencia

τ_R = tiempo de resolución.

f = factor de corrección que tiene en cuenta el cambio en la eficiencia de detección con la energía gamma.

$g(\theta)$ = función que depende de la geometría y de la correlación angular.

Al igual que en el conteo de coincidencias beta-gamma resulta imposible hacer que cada detector sea sensible sólo a una determinada radiación, excepto cuando los dos fotones en coincidencia tienen energías muy diferentes como ser rayos-x y rayos gamma de alta energía.

Cuando, como en el caso del ^{60}Co , las energías de los fotones en coincidencia son muy próximas, se pueden ajustar las condiciones en ambos canales para que las eficiencias de detección sean prácticamente iguales, lo cual es muy apropiado desde el punto de vista experimental.

Si se define a f_1 como la relación de las áreas bajo las curvas de distribución de alturas de pulso para las dos energías en el canal 1 y f_2 a la misma relación para el canal 2, se puede demostrar que el factor f es :

$$f = \frac{f_1 + f_2}{(1 + f_1)(1 + f_2)} \quad (I-75)$$

En el supuesto caso que $f_1 = f_2 = 1$, el factor f será igual a $1/2$. Si no es posible, por ejemplo, hacer un ajuste mejor de $f_1 = f_2 = 1,20$ será $f = 1/2,02$. Luego se deduce que un error del 20% en el ajuste de la relación de áreas implica sólo un error del 1 % en el factor f , de manera que se puede lograr buena exactitud sin tener que tomar un cuidado muy severo en dicho ajuste.

Para lograr que la relación de áreas tienda a la unidad en cada canal de detección, lo que se hace es fijar un umbral inferior de energía del analizador de altura de pulso, tal que se igualen aproximadamente las integrales de las distribuciones calculadas para cada energía gamma de los fotones coincidentes.

Estas distribuciones son calculadas por sustracción de espectros empleando fuentes auxiliares de radionucleidos de energía próxima a la de alguno de los rayos gamma coincidentes.

En general debido a este ajuste, al fijar un nivel inferior de energía éste resulta alto (ca. 400 KeV para ^{60}Co) y con ello se eliminarán las coincidencias espurias, excepto para determinadas condiciones geométricas donde pesa la correlación angular de los fotones.

Por ejemplo, si un rayo gamma de 1 MeV interacciona por efecto Compton con un cristal de NaI (TI), el rayo gamma disperso en un ángulo que varíe de 90° a 130° tiene una energía del orden de 200 KeV, de manera que en este caso las coincidencias espurias son eliminadas si el umbral está por encima de ese valor.

La función $g(\theta)$ se determina calculando la correlación angular para las condiciones geométricas utilizadas. Para tal fin se deben calcular previamente los coeficientes de atenuación de la función de correlación angular teniendo en cuenta el tamaño finito de los detectores y de la fuente, la geometría y las energías de los rayos gamma.

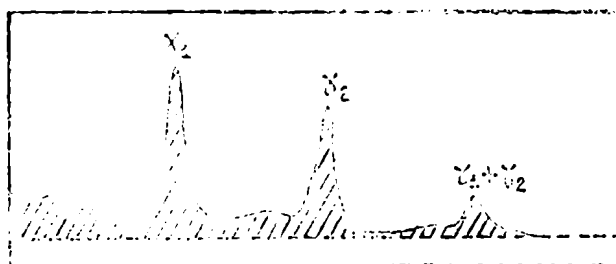
Finalmente, se debe mencionar que todas las correcciones anteriormente descritas que se efectúan en el conteo de coincidencias beta-gamma debidas a: tiempo muerto, tiempo de resolución y decaimiento son válidas para el conteo de coincidencias gamma-gamma; las ecuaciones correspondientes se obtendrán entonces reemplazando los subíndices β y γ de aquellas expresiones por los subíndices 1 y 2.

I- 6.0.0.0. CONTEO DE COINCIDENCIA GAMMA-GAMMA EN PICO SUMA.

Bajo este título se discuten algunas aplicaciones del método general al conteo de coincidencia fotón-fotón en pico suma, el cual es tratado en detalle en el Capítulo II.

I- 6.1.0.0. GENERALIDADES Y ANTECEDENTES ^{24,...,28}

Este método se ha aplicado hasta ahora para ciertos nucleídos que emiten dos fotones en coincidencia como consecuencia de la desexcitación de los niveles nucleares del nucleído hijo sin transición directa al estado fundamental. En estos casos el espectro obtenido mediante un sistema para espectrometría de fotones presentará tres picos, dos de ellos correspondientes a las energías de aquellos fotones y un tercero, llamado "pico suma", debido a la absorción simultánea de ambas energías en el detector utilizado.



Espectro de un nucleído que emite dos fotones en coincidencia

En varios de los casos mencionados se pueden calibrar fuentes de dichos nucleídos por conteo de coincidencia gamma-gamma en el "pico suma".

El método se ha aplicado utilizando un detector de NaI(Tl) plano o con pose y también dos detectores de NaI(Tl) en geometría 4π .

Una aplicación simple del método del pico suma, consiste en emplear un solo detector acoplado a un espectrómetro multicanal.

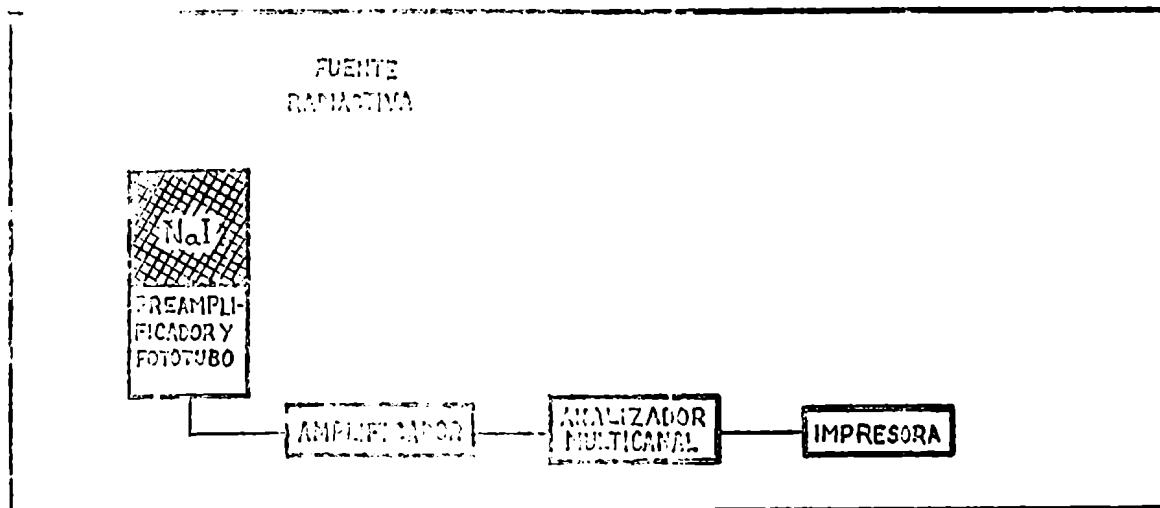


Fig.4 Sistema de coincidencia gamma-gamma en pico suma con cristal de NaI(Tl)

En la figura 4 se muestra un esquema del sistema utilizado en mediciones de coincidencia gamma-gamma en pico suma para esa aplicación.

Mediante la misma se puede calibrar un sistema para espectrometría gamma con cristal de NaI(Tl) partiendo únicamente de los espectros obtenidos de los nucleidos ^{60}Co y ^{22}Na . En base a las energías gamma de dichos nucleidos, a las energías suma y a las actividades absolutas calculadas es posible calibrar el sistema tanto en eficiencia como en energía; para ello sólo habrá que disponer de unas fuentes de los mismos. Para ilustrar esto último se pueden considerar las energías involucradas con dos tipos de cristales de NaI (Tl).

TABLA 6

Cristal	Nucleido	Energías gamma involucradas (keV)
Plano	^{60}Co	1173,21-1332,47-2505,68(suma)
	^{22}Na	511,01-1274,58-1785,59(suma)
Con peso	^{60}Co	1173,21-1332,47-2505,68(suma)
	^{22}Na	511,01-1022,02(suma)-1274,58
		1785,59(suma)-2296,60(suma)

De esta manera se dispone de 6 picos para un cristal plano y de 8 picos para un cristal con pozo que permiten como se verá más adelante (pág. 14), calibrar el sistema en el ámbito de 511,01 KeV a 2505,68 KeV con un error del orden del 2% en eficiencia y sin la necesidad de contar con patrones.

Si bien un error del 2% se puede considerar algo elevado para un patrón primario, poder determinar actividades absolutas con ese error resulta más que suficiente para muchas aplicaciones nucleares donde se suele calibrar un sistema para espectrometría gamma con patrones comerciales cuya actividad viene expresada con un error del 2,5 % - 3 %.

Considérese un radionucleido que se desintegra según el siguiente esquema de desintegración (Fig.5).

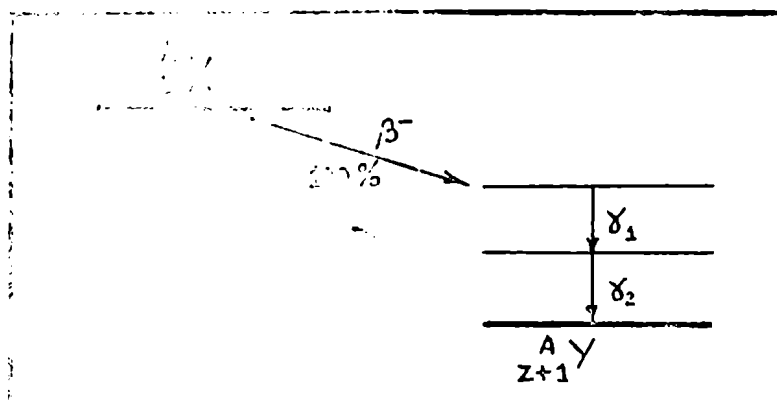


Fig.5 Esquema de desintegración

La actividad absoluta se determina a partir de cierta relación entre las áreas bajo los picos de energía plena, el área bajo el pico suma y el área total del espectro.

Definiendo los parámetros:

ϵ_p = eficiencia de detección en el pico de energía plena para la energía E_i en determinadas condiciones geométricas.

ϵ_t = eficiencia total para la energía E_i en iguales condiciones geométricas.

R_p = velocidad de conteo en el pico de energía plena correspondiente a E_i .

A_0 = actividad absoluta

T = velocidad de conteo para todo el espectro, extrapolada al verdadero censo del discriminador.

R_{12} = velocidad de conteo en el pico suma donde los subíndices:

- 1 = corresponde a la energía E₁
- 2 = corresponde a la energía E₂
- 12 = corresponde a la suma de energías (E₁ + E₂)

se pueden establecer las siguientes expresiones:

$$R_1 = e_1(1-t_2)A_0 \quad (I-76)$$

$$R_2 = e_2(1-t_1)A_0 \quad (I-77)$$

$$R_{12} = e_1 e_2 A_0 \quad (I-78)$$

$$T = (t_1 + t_2 - t_1 t_2)A_0 \quad (I-79)$$

De las ecuaciones (I-76), (I-77), (I-78) y (I-79) se deduce:

$$A_0 = \frac{T}{1 - \frac{R_1 R_2}{R_{12}}} \quad (I-80)$$

G.A. Brinkman y colaboradores (1963-1965) y A.H.W. Aten (1963-1965) extendieron la aplicación del método, utilizando un simple detector de NaI (Tl), a mediciones de fuentes de emisores beta positivos y otros con esquemas complejos. ^{12,13,14,15,16,17}

Harper y colaboradores (1963) y J. Eldridge y P. Crowther (1964) ensayaron el método con fuentes de ¹²⁵Te. Este nucleído se desintegra por captura electrónica hacia el estado excitado de 35 KeV del ¹²⁵Te, el cual decae inmediatamente al estado fundamental por emisión de un rayo gamma o un electrón de conversión el que luego rinde rayos K-X de aproximadamente 29 KeV. El espectro obtenido presenta dos picos no resueltos correspondientes a las energías 29 KeV y 35 KeV y un pico suma para la energía media de 57 KeV. Llamando A₁ y A₂ a las áreas respectivas, Eldridge y Crowther demostraron que la ecuación (I-80) se puede escribir como sigue:

$$A_0 = \frac{P_1 A_1 + P_2 (A_1 + 2A_2)}{A_{12}} \quad (I-81)$$

donde:

- P₁ = probabilidad por desintegración de que se emita un rayo K-X en la transición de captura electrónica.
- P₂ = suma de las probabilidades por desintegración de que se emita un rayo gamma y un rayo K-X proveniente de la conversión interna.

La deducción de la ecuación (I-81) a partir de (I-80) se basa en que la pérdida de energía por efecto Compton en el cristal es en este caso despreciable. Excepto en el caso de energías gamma muy bajas, la substracción del fondo Compton en los picos de energía plena es el factor limitante de la exactitud del método.

Sutherland y Duchanan (1967)²⁹ han remarcado que la actividad absoluta calculada por el método del pico suma es incorrecta si la eficiencia de detección no es constante para los fotones emitidos desde distintos puntos de la fuente. Ellos demostraron que, para una muestra líquida de ⁶⁰Co con un volumen de 25 ml contenida en un envase de 25 mm de diámetro y colocada sobre un cristal de NaI (TI) de 3" x 3", el error cometido debido a este efecto era del 25%.

Hutchinson y colaboradores (1973)³⁰ utilizaron dos grandes cristales de NaI (TI) en geometría 45°, disponiendo además de un sistema para espectrometría gamma capaz de operar en los modos suma, coincidencia y anticoincidencia, obteniendo así exactitudes comparables a la de los métodos de coincidencia. Las razones para ello son: a) que las eficiencias totales son muy altas y por lo tanto muchas correcciones, como la de correlación angular, son despreciables y b) que la posibilidad de trabajar en varios modos permite sustraer de los picos de energía plena el fondo debido a la distribución Compton que corresponde a la energía suma de manera bastante precisa.

En la figura 6 puede verse el esquema del sistema de medición empleado por Hutchinson.³¹

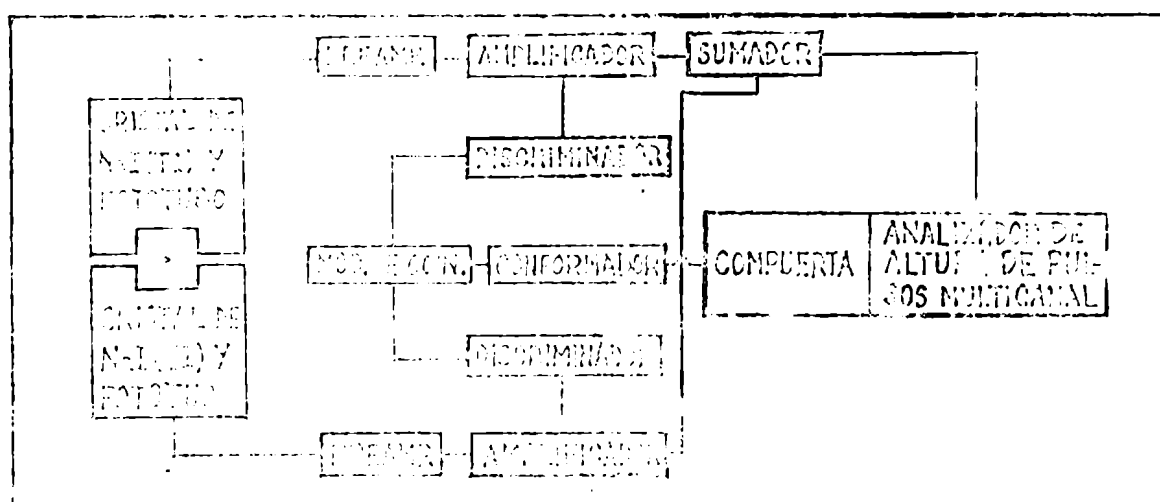


Fig. 6 Sistema de coincidencia gamma-gamma en pico suma

Quando se trabaja con un sistema como el de la figura 6 se puede sustraer el espectro obtenido en coincidencia del obtenido en anticoincidencia; el espectro resultante contendrá sólo la distribución de altura de pulsos para los fotones N_1 y N_2 . Dicho espectro puede aún ser resuelto en dos espectros separados restando el espectro de un nucleído monoenergético que emita fotones de energía próxima a la de alguno de los fotones en coincidencia. Este procedimiento tiene la ventaja de poder determinar en forma exacta el área de los picos de energía plena y del pico suma, lográndose con ello que el método tienda a una buena precisión.

Algunos ejemplos de aplicación del conteo de coincidencia fotón- fotón en pico suma con dos grandes cristales de NaI(Tl) en geometría 4π corresponden a la "calibración" de: ^{22}Na , ^{26}Al , ^{60}Co , ^{88}Y y ^{207}Bi (Hutchinson, 1973).

32

Van Damme (1976) demostró que el método utilizado por Brinkman y colaboradores era impreciso dado que el modelo de desintegración considerado por aquel no discriminaba las fracciones de desintegración correlacionadas de aquellas no correlacionadas, afirmando que sólo en el caso en que la geometría fuese 4π ambos fotones estarían totalmente correlacionados, de manera que las ecuaciones deducidas por Brinkman deberían ser ligeramente modificadas.

En lo que sigue, el desarrollo del presente trabajo está destinado a exponer la investigación realizada por el autor sobre la extensión del método de calibración de fuentes radiactivas por conteo de coincidencia en el pico suma; la misma comprende tanto el estudio teórico del problema abordado en la calibración de nucleídos con esquemas de desintegración complejos y en diferentes condiciones de geometría fuente-detector, como así también experiencias sobre la aplicación del método a radionucleídos no investigados por otros autores.

TITULO II

CAPITULO II

CONTEO DE COINCIDENCIA GAMMA-GAMMA EN PICO SUMA

PARTE TEORICA

II- 1.0.0.0 INTRODUCCION

En la sección I-6.0.0.0 se ha tratado en términos generales el método del "pico suma" y sus posibles aplicaciones.

En virtud de que aquí se pretende desarrollar un planteo general del mismo que permita extender su aplicación, se discutirá previamente, a modo de introducción en el tema, una metodología simple como aquella empleada por Brinken-Aten y colaboradores²⁴ (1963-1965), pasando luego a un tratamiento formal del problema del "pico suma" en espectrometría gamma que haga posible la determinación de actividades absolutas a partir de los espectros obtenidos.

La nomenclatura adoptada por otros autores^{24,25,26,27,28} al describir las expresiones matemáticas correspondientes es apropiada para esquemas de desintegración simples, sin embargo, cuando se trata de esquemas complejos puede no serlo y prestarse a confusiones.

Atendiendo a esto último, el autor ha preferido utilizar una nomenclatura propia que conduce a un planteo sistemático de las ecuaciones. El paralelismo entre ambas nomenclaturas para esquemas de desintegración simple no es difícil de encontrar.

Es importante destacar la necesidad actual de contar con métodos alternativos de medición de actividades absolutas, en tal sentido es importante de desarrollar un método para un campo de aplicación extenso.

No es poco frecuente que el decaimiento por desintegración beta negativa o por captura electrónica de gran número de radionucleídos esté acompañado por la emisión de fotones, en coincidencia, como tampoco es inusual que en su esquema de desintegración existan transiciones al estado fundamental (I-6.1.0.0.)

Por otro lado, para emisores beta positivos-gamma, sumándose a la coincidencia entre ambos fotones de aniquilación, se producen coincidencias entre algunos de estos y alguna radiación gamma emitida en la desexcitación del nucleído hijo, la cual además puede presentar fotones en coincidencia.

Para emisores beta positivos puros sólo ocurre la coincidencia entre los fotones de aniquilación.

La presencia o no de "picos-suma" en un espectro debidos a la coincidencia entre dos fotones de aniquilación, o entre ambos, y una dada radiación gamma, depende del tipo de geometría utilizada en la medición. Para una geometría donde el ángulo sólido comprendido entre la fuente y el detector es menor que 2π , por

ejemplo, dichas coincidencias no son detectadas.

Otro parámetro que depende de la geometría de medición y que se debe tener en cuenta en las ecuaciones planteadas es la correlación angular entre dos fotones en cascada. Cuando el ángulo sólido subtendido sea 4π ambos fotones estarán totalmente correlacionados y dichas ecuaciones no se verán afectadas.

Este capítulo estará destinado principalmente a exponer las expresiones matemáticas propuestas por el autor para calcular la actividad absoluta de cierto nucleído con esquema particular de desintegración por conteo de coincidencia gamma-gamma en pico suma.

Los diferentes casos estudiados, que contemplan lo expresado en párrafos anteriores, se sucederán en orden creciente de complejidad y para distintos tipos de geometría fuente-detector según el caso; proponiéndose además una posible generalización de las expresiones para esquemas con n niveles excitados del nucleído hijo.

II- 2.0.0.0 NOMENCLATURA Y DEFINICIONES

La nomenclatura y las definiciones utilizadas en adelante por el autor son las siguientes:

X = Simboliza al nucleído padre

Y = Simboliza al nucleído hijo

A = Número de masa

Z = Número atómico

β^+ = Indica desintegración beta positiva

β^- = Indica desintegración beta negativa

C.E. = Indica desintegración por captura electrónica

E = Energía

P = Probabilidad

W = Valor medio de la correlación angular para un dado par de fotones coincidentes y una dada geometría (G).

G = Geometría fuente-detector

R = Velocidad de conteo relativa

Λ_0 = Actividad absoluta

i, j, k, l, \dots = Números asignados en orden creciente a los niveles excitados del nucleído hijo, desde el nivel de menor energía hacia los niveles superiores.

Al nivel de menor energía corresponde el número 0 (cero).

Estos mismos números son utilizados como subíndices de datos nucleares relacionados con los niveles correspondientes.

a = Subíndice que corresponde a la radiación de aniquilamiento.

E_{ki} = Energía del fotón emitido en la transición del nivel k al nivel i .

E_a = Energía del fotón de aniquilamiento.

p_i = Fracción de las desintegraciones del nucleído padre que generan al nucleído hijo en el nivel i ; para desintegración beta positiva.

q_i = Idem; para desintegración por captura electrónica.

r_i = Idem; para desintegración beta negativa.

P_{ni} = Fracción de rayos gamma que se producen por desexcitación del nivel n al nivel i .

R_{ki} = Velocidad de conteo neta (restado el fondo Compton) bajo el pico de energía plena para la energía E_{ki} . Puede tratarse o no de un pico suma.

R_a = Velocidad de conteo neta bajo el pico de energía plena para la energía E_a .

R_{aa} = Velocidad de conteo neta bajo el "pico suma" debido a la coincidencia entre dos fotones de aniquilación.

$R_{a,a,kl}$ = Velocidad de conteo neta bajo el pico suma debido a la coincidencia entre dos fotones de aniquilación y algún fotón de la radiación emitida en la transición $k \rightarrow i$.

ϵ_{ki} = Eficiencia para la detección de todas aquellas interacciones de la radiación gamma con la materia en que la energía absorbida sea E_{ki} ; en determinadas condiciones de geometría fuente detector.

\mathcal{E}_a = Idem, para el caso en que la energía absorbida sea E_a .

ϵ_{kl} = Eficiencia de detección total para la energía E_{kl} .

ϵ_a = Idem, para la energía E_a .

= Velocidad de conteo total correspondiente a un espectro gamma.

N = Número de desintegraciones totales.

II- 3.0.0.0 CONSIDERACIONES SOBRE AVANCES PREVIOS

a) El trabajo publicado por Brinkman y colaboradores ²⁴ es un buen punto de partida para fundamentar los desarrollos teóricos propuestos en este trabajo.

Considérese ahora el esquema de la figura 7 en el cual ya se ha adoptado la nueva nomenclatura (véase también fig.5).

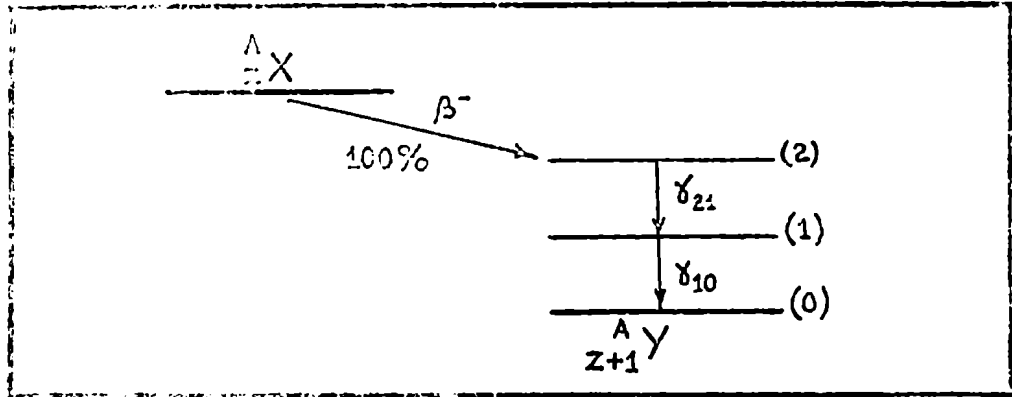


Fig.7 Esquema de desintegración de un nucleído cuyo 100% de las desintegraciones está acompañado por la emisión de dos rayos gamma en coincidencia.

En base a este esquema y con las definiciones dadas anteriormente las ecuaciones (I-76), (I-77), (I-78), (I-79) y (I-80) se transforman en:

$$R_{21} = c_{21} (1 - t_{20}) A_0 \quad (II-1)$$

$$R_{10} = c_{10} (1 - t_{21}) A_0 \quad (II-2)$$

$$R_{20} = c_{21} e_{20} A_0 \quad (II-3)$$

$$T = (t_{21} + t_{10} - t_{21} t_{10}) A_0 \quad (II-4)$$

$$A_0 = T + \frac{R_{21} R_{10}}{R_{20}} \quad (II-5)$$

b) Las expresiones anteriores son estrictamente válidas si ambos fotones están totalmente correlacionados, es decir si $W = 1$. Si no lo están, las mismas deberán ser modificadas. Las nuevas expresiones serán:

$$R_{21} = c_{21} (1 - W t_{20}) A_0 \quad (II-6)$$

$$R_{10} = c_{10} (1 - W t_{21}) A_0 \quad (II-7)$$

$$R_{20} = c_{21} c_{10} W A_0 \quad (II-8)$$

$$T = (t_{21} + t_{10} - W t_{21} t_{10}) A_0 \quad (II-9)$$

$$A_0 = W \left(T + \frac{R_{21} R_{10}}{R_{20}} \right) A_0 \quad (II-10)$$

La ecuación (II-10) implica que se debe determinar en forma precisa la correlación angular para poder obtener un valor exacto de la actividad absoluta.

Dicha determinación no es siempre posible con grado aceptable de precisión, de manera que en general se busca atenuar los efectos de la correlación angular aumentando la eficiencia de detección, para lo cual se utilizan cristales grandes o cristales de pozo (geometría $\sim 4\pi$).

Drinkman y colaboradores ²⁴ señalaron que para su arreglo experimental, considerando $W = 1$, se cometía un error menor del 1%, siendo este menor que la desviación standard relativa de las mediciones.

Hutchinson y colaboradores ³⁰ utilizaron un sistema en el cual $G \approx 4\pi$ en tal caso $W = 1$ y el método gana en precisión.

c) La exactitud en la determinación de áreas de picos incide sobre la precisión del método.

Drinkman y colaboradores ^{24, 27} proponen aumentar la eficiencia de detección para lograr que el primer término de la expresión (II-5) pese más que el segundo, comprobando desviaciones del 3% y 20% para ambos términos respectivamente. Ello también apunta a obtener mejores resultados.

El procedimiento de separar el espectro total en tres espectros monocenergéticos correspondientes a las energías E_{21} , E_{10} y $E_{21} + E_{10}$ es el que permite obtener los mejores resultados, dado que se puede determinar el área del único pico de energía plena presente en cada uno de ellos con gran exactitud.

d) Un punto interesante de mencionar es la interpretación que desde el punto de vista probabilístico se puede dar a las ecuaciones (II-1) (II-2) (II-3) (II-4):

$$P_{21} = C_{21} (1 - t_{10}) \tag{II-11}$$

$$P_{10} = C_{10} (1 - t_{21}) \tag{II-12}$$

$$P_{20} = C_{21} C_{10} \tag{II-13}$$

$$P_T = t_{21} + t_{10} - t_{21} t_{10} \tag{II-14}$$

$$P_T = 1 - (1 - t_{21})(1 - t_{10}) \tag{II-15}$$

donde:

$$P_{ij} = R_{ij} / A_0 \quad P_T = T / A_0 \tag{II-16}$$

Si se interpretan las respectivas eficiencias como probabilidades, serán:

U_{k1} = probabilidad de producción de aquellas interacciones de la radiación gamma de energía E_{k1} con el sistema de detección en las que la energía absorbida es E_{k1} .

t_{k1} = probabilidad de producción de todas las interacciones de la radiación gamma de energía E_{k1} con el sistema de detección.

$1-t_{k1}$ = probabilidad de no interacción de la radiación gamma de energía E_{k1} con el sistema de detección.

P_{k1} = probabilidad de producción de aquellas interacciones de la radiación gamma (γ_{21} , γ_{10}) con el sistema de detección que dan lugar a la formación del pico de energía plena correspondiente a la energía E_{k1} .

P_k = probabilidad de producción de todas las interacciones de la radiación gamma (γ_{21} , γ_{10}) con el sistema de detección que dan lugar a la formación del espectro.

Luego, analizando la ecuación (II-11), ésta indica que la probabilidad de que se forme el pico de energía plena correspondiente a la energía E_{21} es igual al producto de las probabilidades de interacción con absorción de energía E_{21} y de no interacción para la energía E_{10} (escape).

Análogamente se puede efectuar el mismo análisis para el pico de energía plena correspondiente a la energía E_{10} , intercambiando los subíndices 2,1 por 1,0. (II-12).

Para el pico suma (energía E_{20}), ecuación (II-13), la probabilidad de formación es igual al producto de las probabilidades de interacción con absorción de energía E_{21} o E_{10} respectivamente.

Resumiendo, las ecuaciones (II-11)(II-12) (II-13) expresan que la probabilidad de que dos sucesos independientes ocurran simultáneamente es igual al producto de las probabilidades de que ocurra cada uno de ellos por separado.

Considerando ahora la ecuación (II-14), esta expresa que la probabilidad de la unión de dos sucesos es igual a la suma de las probabilidades de cada uno de ellos menos la probabilidad de la intersección. ²³

Finalmente, la probabilidad de que se forme el espectro es igual a la unidad menos el producto de las probabilidades de que ambos fotones no interaccionen con el sistema de detección, o sea la probabilidad de que ambos escapen simultáneamente, ecuación (II-15).

Este análisis probabilístico, que se puede extender a espectros complejos, permite encontrar un significado más amplio a los desarrollos posteriores.

II- 4.0.0.0 DESARROLLOS TEORICOS

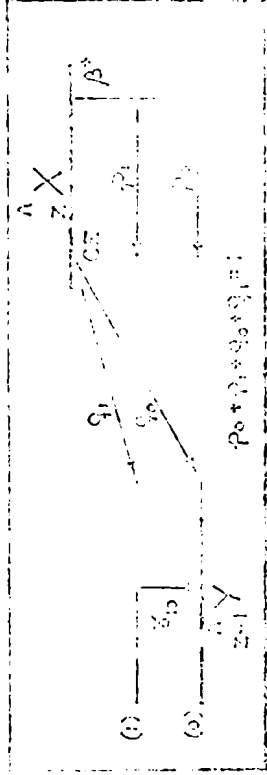
Los planteos teóricos para los distintos casos estudiados que se expondrán a continuación reúnen las siguientes características:

- a) no contemplan coincidencias casuales ya que en las condiciones experimentales usualmente empleadas hay muy baja probabilidad de que se produzcan.
- b) no se consideran rayos gamma parcialmente convertidos ni rayos X asociados porque en general no es necesario; en caso de necesidad la corrección se reduce a la multiplicación de las eficiencias respectivas por un coeficiente menor que la unidad; sin embargo, redefiniendo las eficiencias, las expresiones finales pueden ser las mismas.
- c) para nucleidos que decaen por captura electrónica no se consideran los rayos X producto de la acomodación de orbitales electrónicos dado que en general la sensibilidad a los mismos sólo es importante cuando los detectores utilizados tienen ventanas especiales.
- d) teniendo en cuenta que para esquemas complejos, por cada dos fotones en cascada se debe considerar la correlación angular entre los mismos, sólo se plantean los desarrollos para la geometría 4π ; para esquemas simples en los que existe una única correlación angular posible, se plantean las ecuaciones para distintas geometrías generalmente utilizadas en la práctica, es decir $\theta \leq 2\pi$, $2\pi < \theta < 4\pi$, además de $\theta = 4\pi$.

- e) no se incluyen correcciones por tiempo muerto, por decaimiento y tampoco por conversión interna.
- f) se considera que la eficiencia del sistema espectrométrico utilizado es despreciable para la detección de electrones, lo que sucede comúnmente en la práctica.

Nota: en el Apéndice I se incluyen ciertas igualdades matemáticas que permiten una deducción rápida de las expresiones encontradas para la actividad absoluta y el término \mathcal{R} en cada caso.

Diagrama A₁



Esquema de desintegración

$G \neq 2\pi$

Siempre la velocidad

$$R_{10} = [q_1 + p_1 (1 - wt_{10})] A_0$$

$$R_{20} = [p_1 (1 - wt_{10}) + p_0] 2e_{\alpha} A_0$$

$$R_{\alpha,10} = 2e_{\alpha} e_{10} p_1 W A_0$$

$$T = [q_1 t_{10} + p_1 (t_{10} + 2t_{\alpha} - 2Wt_{\alpha} t_{10}) + 2p_0 t_{\alpha}] A_0$$

Definición del término R

$$R \equiv \frac{R_{\alpha} R_{10}}{R_{\alpha,10}} = \frac{[p_2 + p_1 (1 - wt_{10})] [q_1 + p_1 (1 - 2Wt_{\alpha})] A_0}{p_1 W}$$

Expresión para la actividad absoluta

$$A_0 = \frac{W}{1 - q_0 + p_2 (q_1/p_1)} (T + R)$$

$$(A_1-1)$$

$$(A_1-2)$$

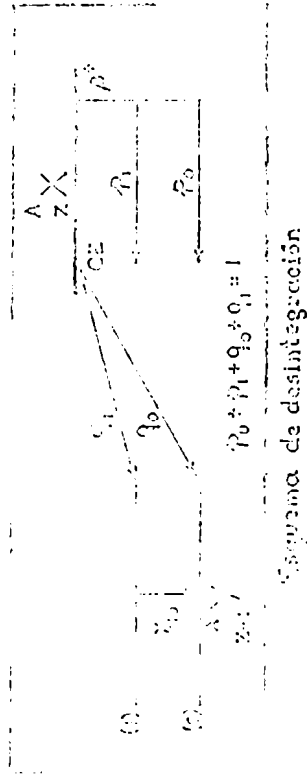
$$(A_1-3)$$

$$(A_1-4)$$

$$(A_1-5)$$

$$(A_1-6)$$

Caso 2₀



distintas condiciones

$$R_{1,0} = [q_1 + p_1(1-t_\alpha)^2] e_{10} A_0 \tag{A_2-1}$$

$$R_{\alpha} = [p_0 + p_1(1-t_\alpha)] 2e_\alpha(1-t_\alpha) A_0 \tag{A_2-2}$$

$$R_{\alpha,10} = 2 p_1 e_{10} e_\alpha (1-t_\alpha) A_0 \tag{A_2-3}$$

$$R_{\alpha,\alpha} = [p_0 + p_1(1-t_\alpha)] e_\alpha^2 A_0 \tag{A_2-4}$$

$$R_{\alpha,\alpha,10} = p_1 e_{10} e_\alpha^2 A_0 \tag{A_2-5}$$

$$T = [q_1 t_{10} + p_1(t_{10} + 2t_\alpha - 2t_\alpha t_{10} - t_\alpha^2 + t_\alpha^2 t_{10}) + p_0(2t_\alpha - t_\alpha^2)] A_0 \tag{A_2-6}$$

Definición del término R

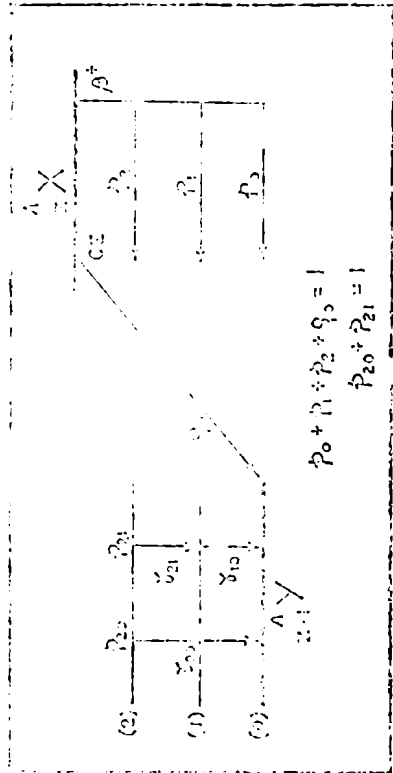
$$R \equiv \frac{R_\alpha R_{10}}{R_{\alpha,10}} = \frac{R_\alpha R_{10}}{R_{\alpha,\alpha,10}} = \frac{[p_0 + p_1(1-t_\alpha)] [q_1 + p_1(1-t_\alpha)^2] A_0}{p_1} \tag{A_2-7}$$

(si $q_1 = 0$, se puede definir además $R \equiv \frac{R_\alpha^2}{4R_{\alpha,\alpha}}$)

Expresión para la actividad absoluta

$$A_0 = \frac{1}{1 - q_0 + p_0(q_1/R)} (T + R) \tag{A_2-8}$$

Clase



Esquema de desintegración

$$G = 4\pi$$

Sistema de ecuaciones

$$R_{20} = (p_{20} e_{20} + p_{21} e_{21} e_{10}) (1 - t_a)^2 p_2 A_0 \tag{B_1-1}$$

$$R_{21} = p_2 p_{21} e_{21} (1 - t_{10}) (1 - t_a)^2 A_0 \tag{B_1-2}$$

$$R_{10} = \{ p_2 p_{20} e_{10} (1 - t_{21}) + p_1 e_{10} \} (1 - t_a)^2 A_0 \tag{B_1-3}$$

$$R_a = \{ p_2 [p_{20} (1 - t_{20}) + p_{21} (1 - t_{21}) (1 - t_{10})] + p_1 (1 - t_{10}) + p_0 \} 2 e_a (1 - t_a) A_0 \tag{B_1-4}$$

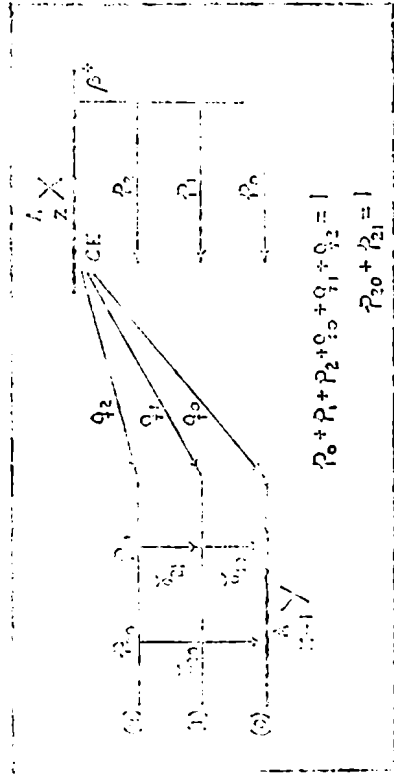
$$R_{a,20} = (p_{20} e_{20} + p_{21} e_{21} e_{10}) (1 - t_a) 2 p_2 e_a A_0 \tag{B_1-5}$$

$$R_{a,21} = 2 p_2 e_a (1 - t_a) p_{21} e_{21} (1 - t_{10}) A_0 \tag{B_1-6}$$

$$R_{a,10} = [p_2 p_{21} e_{10} (1 - t_{21}) + p_1 e_{10}] 2 e_a (1 - t_a) A_0 \tag{B_1-7}$$

$$R_{a,e} = \{ p_2 [p_{20} (1 - t_{20}) + p_{21} (1 - t_{21}) (1 - t_{10})] + p_1 (1 - t_{10}) + p_0 \} e_a^2 A_0 \tag{B_1-8}$$

Case



$$p_0 + p_1 + p_2 + q_0 + q_1 + q_2 = 1$$

$$p_{20} + p_{21} = 1$$

Sistema de ecuaciones

$$p_1/q_1 = p_2/q_2$$

$$R_{20} = [p_2 (1-t_x)^2 + q_2] (p_{20} e_{20} + p_{21} e_{21} e_{10}) A_0$$

$$R_{21} = [p_2 (1-t_x)^2 + q_2] p_{21} e_{21} (1-t_{10}) A_0$$

$$R_{10} = \{ [p_2 (1-t_x)^2 + q_2] p_{21} (1-t_{21}) + p_1 (1-t_x)^2 + q_1 \} e_{10} A_0$$

$$R_{1x} = [p_2 (1-t_{20})(1-t_{20}) + p_{21} (1-t_{21})(1-t_{10})] + p_1 (1-t_{10}) + p_0 \} 2 e_x (1-t_x) A_0$$

$$R_{a,20} = p_2 (p_{20} e_{20} + p_{21} e_{21} e_{10}) 2 e_x (1-t_x) A_0$$

$$R_{a,21} = p_2 p_{21} e_{21} (1-t_{10}) 2 e_x (1-t_x) A_0$$

$$R_{a,10} = [p_2 p_{21} (1-t_{21}) + p_1] e_{10} 2 e_x (1-t_x) A_0$$

(B₂-1)

(B₂-2)

(B₂-3)

(B₂-4)

(B₂-5)

(B₂-6)

(B₂-7)

(B₂-8)

(B₂-9)

$$P_{0,100} = \frac{P_1 (1-t_1) + P_2 (1-t_2) + P_3 (1-t_3)}{1 + q_0} \quad (1-t_1) + (1-t_2) + (1-t_3) \cdot q_0$$

(B₂-10)

$$P_{0,100} = \frac{P_1 (1-t_1) + P_2 (1-t_2) + P_3 (1-t_3)}{1 + q_0}$$

(B₂-11)

$$P_{0,100} = \frac{P_1 (1-t_1) + P_2 (1-t_2) + P_3 (1-t_3)}{1 + q_0}$$

(B₂-12)

$$P_{0,100} = \frac{P_1 (1-t_1) + P_2 (1-t_2) + P_3 (1-t_3)}{1 + q_0}$$

$$= \frac{P_1 (1-t_1) + P_2 (1-t_2) + P_3 (1-t_3)}{1 + q_0} \cdot \frac{1 + q_0}{1 + q_0} = \frac{P_1 (1-t_1) + P_2 (1-t_2) + P_3 (1-t_3)}{1 + q_0} \cdot \frac{1 + q_0}{1 + q_0} = \frac{P_1 (1-t_1) + P_2 (1-t_2) + P_3 (1-t_3)}{1 + q_0}$$

(B₂-13)

$$P_{0,100} = \frac{P_1 (1-t_1) + P_2 (1-t_2) + P_3 (1-t_3)}{1 + q_0}$$

con el resultado 11

(B₂-14)

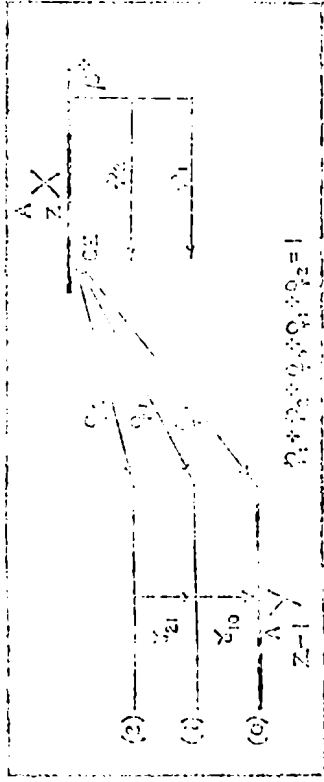
$$P_{0,100} = \frac{P_1 (1-t_1) + P_2 (1-t_2) + P_3 (1-t_3)}{1 + q_0} = \frac{P_1 (1-t_1) + P_2 (1-t_2) + P_3 (1-t_3)}{1 + q_0} \cdot \frac{1 + q_0}{1 + q_0} = \frac{P_1 (1-t_1) + P_2 (1-t_2) + P_3 (1-t_3)}{1 + q_0}$$

expresión para la actividad absoluta

(B₂-15)

$$A_0 = \frac{1}{1 - q_0 + f_0 (q_0/p_2)} \cdot (T + R)$$

CGM)



Esquema de Manutención

$G = G \Pi$

Resolviendo por iteraciones

$$R_{a,20} = [p_2(1-t_a)^2 + q_2] e_{21} e_{10} A_0 \quad (B_3-1)$$

$$R_{c,21} = [p_2(1-t_a)^2 + q_2] e_{21}(1-t_{10})A_0 \quad (B_3-2)$$

$$R_{10} = \{ [p_2(1-t_a)^2 + q_2] (1-t_{21}) + [p_1(1-t_c)^2 + q_1] \} e_{10} A_0 \quad (B_3-3)$$

$$R_c = [p_2(1-t_{21})(1-t_{10}) + p_1(1-t_{10})] 2 e_a(1-t_c) A_0 \quad (B_3-4)$$

$$R_{a,20} = 2 p_2 e_a(1-t_a) e_{21} e_{10} A_0 \quad (B_3-5)$$

$$R_{a,21} = 2 p_2 e_a(1-t_a) e_{21}(1-t_{10}) A_0 \quad (B_3-6)$$

$$R_{a,10} = [p_2(1-t_{21}) + p_1] e_{10} 2 e_a(1-t_a) A_0 \quad (B_3-7)$$

$$R_{c,1} = [p_2(1-t_{21}) + p_1](1-t_{10}) e_a^2 A_0 \quad (B_3-8)$$

$$R_{a,a,20} = p_2 e_a^2 e_{21} e_{10} A_0 \quad (B_3-9)$$

where

$$R_{3m,p} = [p_3 (a_3 a_2)^m + p_1^2 a_1^2 a_2^m a_3^m] a_2^m$$

(B₂-13)

$$F = [p_3 (a_3 a_2)^m + p_1^2 a_1^2 a_2^m a_3^m]$$

$$+ [p_1^2 a_1^2 a_2^m a_3^m - (a_1^2 a_2^m a_3^m) a_2^m] a_2^m (a_3 a_2)^m + p_1 (a_3 + a_1 a_2 a_3^2 - a_1^2 a_2 a_3^2 a_2^m a_3^m) a_2^m$$

and

(B₂-14)

$$Q_{3m,p} = \frac{2 p_3 a_3^m a_2^m}{a_1 a_2 a_3}$$

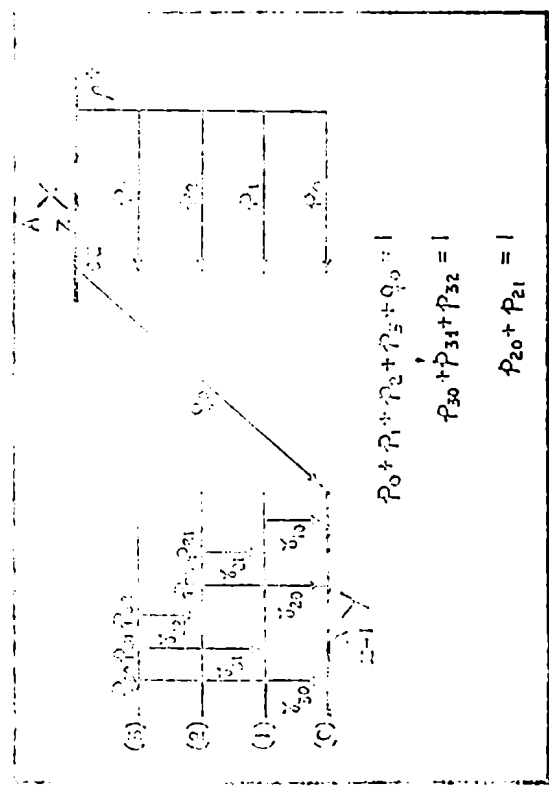
$$+ \frac{2 p_1 a_1^2 a_2^m a_3^m}{a_1 a_2 a_3} + [p_3 (a_3 a_2)^m + p_1^2 a_1^2 a_2^m a_3^m] a_2^m (a_3 a_2)^m + p_1 (a_3 + a_1 a_2 a_3^2 - a_1^2 a_2 a_3^2 a_2^m a_3^m)$$

where

$$A_{3m,p} = \frac{1}{a_1 a_2 a_3}$$

(B₂-15)

Fig. 10



Esquema de desintegración

G=4π

Sistema de ecuaciones

- $R_{30} = p_3 (1-t_a)^2 [p_{30} e_{30} + p_{31} e_{31} e_{10} + p_{32} e_{32} (p_{20} e_{20} + p_{21} e_{21} e_{10})] A_0$ (C₁-1)
- $R_{31} = p_3 (1-t_a)^2 (p_{31} e_{31} + p_{32} p_{21} e_{22} e_{21}) (1-t_{10}) A_0$ (C₁-2)
- $R_{32} = p_3 (1-t_a)^2 [p_{20} (1-t_{20}) + p_{21} (1-t_{21})(1-t_{10})] A_0$ (C₁-3)
- $R_{20} = (1-t_a)^2 [p_3 p_{32} (1-t_{32}) + p_2] (p_{20} e_{20} + p_{21} e_{21} e_{10}) A_0$ (C₁-4)
- $R_{21} = (1-t_a)^2 [p_3 p_{32} (1-t_{32}) + p_2] p_{21} e_{21} (1-t_{10}) A_0$ (C₁-5)

$$R_{a,1} = (1-t_a)^2 \{ p_3 \{ p_{30} (1-t_a) + p_{31} p_{30} (1-t_a) \} + p_2 \{ p_{20} (1-t_a) + p_{21} p_{20} (1-t_a) \} \} e_{10} A_0 \quad (C_1-6)$$

$$R_{a,2} = 2 e_{10} e_{20} \{ p_3 \{ p_{30} (1-t_a) + p_{31} p_{30} (1-t_a) \} + p_2 \{ p_{20} (1-t_a) + p_{21} p_{20} (1-t_a) \} \} + p_3 \{ (1-t_a) + p_3 \} A_0 \quad (C_1-7)$$

$$R_{a,3,20} = 2 p_3 e_a \{ p_{30} e_{30} + p_{31} e_{31} p_{30} e_{30} + p_{32} e_{32} p_{30} e_{30} \} A_0 \quad (C_1-8)$$

$$R_{a,3,21} = 2 p_3 p_{31} e_a \{ (1-t_a) \} + p_{31} p_{30} e_{30} p_{31} p_{30} e_{30} \{ (1-t_a) \} A_0 \quad (C_1-9)$$

$$R_{a,3,32} = 2 p_3 p_{32} e_a \{ (1-t_a) \} + p_{32} p_{30} e_{30} p_{32} p_{30} e_{30} \{ (1-t_a) \} A_0 \quad (C_1-10)$$

$$R_{a,3,30} = 2 e_{10} \{ p_{30} (1-t_a) + p_{31} p_{30} (1-t_a) \} + p_{31} p_{30} e_{30} \{ (1-t_a) \} A_0 \quad (C_1-11)$$

$$R_{a,3,21} = 2 e_{10} \{ p_{30} (1-t_a) \} + p_{31} p_{30} e_{30} \{ (1-t_a) \} + p_{31} p_{30} e_{30} \{ (1-t_a) \} A_0 \quad (C_1-12)$$

$$R_{a,3,10} = 2 e_{10} \{ (1-t_a) \} + p_{32} p_{31} \{ (1-t_{32}) \{ (1-t_{31}) \} + p_{31} p_{32} \{ (1-t_{31}) \} + p_{31} \} e_{10} A_0 \quad (C_1-13)$$

$$R_{a,3,a} = e_a^2 \{ p_{30} \{ p_{30} (1-t_a) + p_{31} \{ (1-t_{31}) \} + p_{32} \{ p_{20} (1-t_{20}) + p_{21} \{ (1-t_{21}) \} + p_{21} \{ (1-t_{10}) \} + p_{20} \} \} + p_3 \{ (1-t_{10}) + p_3 \} \} A_0 \quad (C_1-14)$$

$$R_{a,3,30} = p_3 e_a^2 \{ p_{30} e_{30} + p_{31} e_{31} e_{10} + p_{32} e_{32} \{ p_{30} e_{30} + p_{31} e_{31} e_{10} \} \} A_0 \quad (C_1-15)$$

$$R_{a,3,31} = p_3 e_a^2 \{ p_{31} e_{31} + p_{32} p_{21} e_{32} e_{21} \{ (1-t_{10}) \} \} A_0 \quad (C_1-16)$$

$$R_{a,3,32} = p_3 e_a^2 \{ p_{32} e_{32} \{ p_{20} (1-t_{20}) + p_{21} \{ (1-t_{21}) \} + p_{21} \} \} A_0 \quad (C_1-17)$$

$$R_{a,3,20} = e_a^2 \{ p_3 p_{32} \{ (1-t_{32}) + p_2 \} \{ p_{20} e_{20} + p_{21} e_{21} e_{10} \} \} A_0 \quad (C_1-18)$$

$$R_{a,3,21} = e_a^2 \{ p_3 p_{32} \{ (1-t_{32}) + p_2 \} p_{21} e_{21} \{ (1-t_{10}) \} \} A_0 \quad (C_1-19)$$

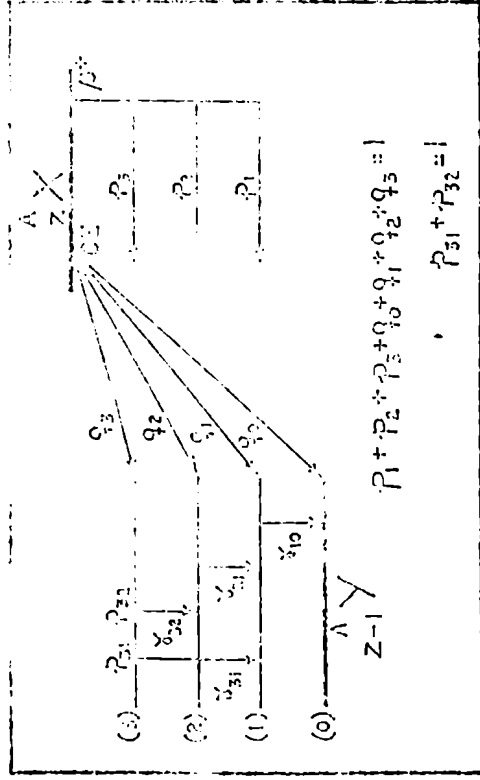
$$R_{a,3,10} = e_a^2 \{ p_3 \{ p_{31} \{ (1-t_{31}) + p_{32} p_{21} \{ (1-t_{32}) \} + p_{21} p_{21} \{ (1-t_{21}) + p_1 \} \} e_{10} A_0 \quad (C_1-20)$$

$$T = \{ p_3 \{ p_{30} \{ t_{30} + 2 t_a t_{30} - t_a^2 - t_{32} t_{20} - t_a^2 t_{30} \} + p_{31} \{ t_{31} + t_{10} + 2 t_a - 2 t_a t_{31} - 2 t_a t_{10} - t_a^2 - t_{31} t_{10} + t_a^2 t_{31} + t_a^2 t_{10} + 2 t_a t_{31} t_{10} - t_a^2 t_{31} t_{10} \} + p_{32} p_{20} \{ t_{32} + t_{20} + 2 t_a -$$

$$- 2 t_a t_{32} - 2 t_a t_{20} - t_a^2 - t_{32} t_{20} + t_a^2 t_{32} + t_a^2 t_{20} + 2 t_a t_{32} t_{20} - t_a^2 t_{32} t_{20} \} + p_{32} p_{21} \{ t_{32} + t_{21} + t_{10} + 2 t_a - 2 t_a t_{32} - 2 t_a t_{21} - 2 t_a t_{10} - t_a^2 - t_{32} t_{21} - t_{32} t_{10} -$$

$$- t_{21} t_{10} + t_{32} t_{21} t_{10} + p_2 t_a t_{32} t_{21} + 2 t_a t_{32} t_{21} + 2 t_a t_{21} t_{10} + t_a^2 t_{32} + t_a^2 t_{21} - 2 t_a t_{32} t_{21} - t_a^2 t_{32} t_{21} - t_a^2 t_{21} t_{10} +$$

Caso C_2



$$G = 4\pi$$

Sistema de ecuaciones

$$R_{30} = [p_3(1-t_a)^2 + q_3](p_{31}e_{31} + p_{32}e_{32}e_{21})e_{10}A_0 \tag{C_2-1}$$

$$R_{31} = [p_2(1-t_a)^2 + q_2](p_{31}e_{31} + p_{32}e_{32}e_{21})(1-t_{10})A_0 \tag{C_2-2}$$

$$R_{32} = [p_3(1-t_a)^2 + q_3]p_{32}e_{32}(1-t_{21})(1-t_{10})A_0 \tag{C_2-3}$$

$$R_{20} = [p_{32}\{p_3(1-t_a)^2 + q_3\}(1-t_{32}) + p_2(1-t_a)^2 + q_2]e_{21}e_{10}A_0 \tag{C_2-4}$$

$$R_{21} = [p_{32}\{p_3(1-t_a)^2 + q_3\}(1-t_{32}) + p_2(1-t_a)^2 + q_2]e_{21}(1-t_{10})A_0 \tag{C_2-5}$$

$$R_{10} = \{ [p_3(1-t_a)^2 + q_3] [p_{31}(1-t_{31}) + p_{32}(1-t_{32})(1-t_{21})] + [p_2(1-t_a)^2 + q_2](1-t_{21}) + p_1(1-t_a)^2 + q_1 \} e_{10}A_0 \tag{C_2-6}$$

$$p_1 + p_2 + p_3 + q_1 + q_2 + q_3 = 1$$

$$p_{31} + p_{32} = 1$$

$$R_{a,1} = 2e_a(1-t_a) \{ p_3 [p_{21}(1-t_{31}) + p_{22}(1-t_{32})(1-t_{21})] + p_2 (1-t_{21}) + p_1 \} (1-t_{10}) A_0 \quad (C_2-7)$$

$$R_{a,1,30} = 2e_a(1-t_a) p_3 (p_{31}e_{31} + p_{32}e_{32}e_{21})e_{10} A_0 \quad (C_2-8)$$

$$R_{a,1,31} = 2e_a(1-t_a) p_3 (p_{31}e_{31} + p_{32}e_{32}e_{21})(1-t_{10}) A_0 \quad (C_2-9)$$

$$R_{a,1,32} = 2e_a(1-t_a) p_3 p_{32}e_{32}(1-t_{31})(1-t_{10}) A_0 \quad (C_2-10)$$

$$R_{a,1,20} = 2e_a(1-t_a) \{ p_3 p_{32}(1-t_{32}) + p_2 \} e_{21}e_{10} A_0 \quad (C_2-11)$$

$$R_{a,1,21} = 2e_a(1-t_a) \{ p_3 p_{32}(1-t_{32}) + p_2 \} e_{21}(1-t_{10}) A_0 \quad (C_2-12)$$

$$R_{a,1,10} = 2e_a(1-t_a) \{ p_3 [p_{31}(1-t_{31}) + p_{32}(1-t_{32})(1-t_{21})] + p_2 (1-t_{21}) + p_1 \} e_{10} A_0 \quad (C_2-13)$$

$$R_{a,1,a} = e_a^2 \{ p_3 [p_{31}(1-t_{31}) + p_{32}(1-t_{32})(1-t_{21})] + p_2 (1-t_{21}) + p_1 \} (1-t_{10}) A_0 \quad (C_2-14)$$

$$R_{a,1,1,30} = e_a^2 p_3 (p_{31}e_{31} + p_{32}e_{32}e_{21})e_{10} A_0 \quad (C_2-15)$$

$$R_{a,1,1,31} = e_a^2 p_3 (p_{31}e_{31} + p_{32}e_{32}e_{21})(1-t_{10}) A_0 \quad (C_2-16)$$

$$R_{a,1,1,32} = e_a^2 p_3 p_{32}e_{32}(1-t_{21})(1-t_{10}) A_0 \quad (C_2-17)$$

$$R_{a,1,1,20} = e_a^2 \{ p_3 p_{32}(1-t_{32}) + p_2 \} e_{21}e_{10} A_0 \quad (C_2-18)$$

$$R_{a,1,1,21} = e_a^2 \{ p_3 p_{32}(1-t_{32}) + p_2 \} e_{21}(1-t_{10}) A_0 \quad (C_2-19)$$

$$R_{a,1,1,10} = e_a^2 \{ p_3 [p_{31}(1-t_{31}) + p_{32}(1-t_{32})(1-t_{21})] + p_2 (1-t_{21}) + p_1 \} e_{10} A_0 \quad (C_2-20)$$

$$T = \{ p_3 [p_{21}(t_{31} + t_{10} + 2t_a - 2t_a t_{31} - 2t_a t_{10} - t_a^2 t_{31} t_{10} + 2t_a t_{31} t_{10} + t_a^2 t_{31} + t_a^2 t_{10} - t_a^2 t_{31} t_{10}) + p_{32}(t_{32} + t_{21} + t_{10} + 2t_a - 2t_a t_{32} - 2t_a t_{21} - 2t_a t_{10} - t_a^2 t_{32} t_{21} - t_a^2 t_{10} - 2t_a t_{32} t_{21} + 2t_a t_{32} t_{10} + t_a^2 t_{32} + t_a^2 t_{21} + t_a^2 t_{10} - 2t_a t_{32} t_{21} - t_a^2 t_{32} t_{10} - t_a^2 t_{21} t_{10} - t_a^2 t_{21} t_{10} + t_a^2 t_{32} t_{21} t_{10})] + p_2 (t_{21} + t_{10} + 2t_a - 2t_a t_{21} - 2t_a t_{10} - t_a^2 t_{21} - t_a^2 t_{10} + 2t_a t_{21} t_{10} + t_a^2 t_{21} + t_a^2 t_{10}) + p_1 (t_{10} + 2t_a - 2t_a t_{10} - t_a^2 t_{10} + q_1 t_{10}) \} A_0 \quad (C_2-21)$$

Definición del término \mathcal{R}

$$\mathcal{R} = \frac{R_{31}R_{10}}{R_{30}} = \frac{R_{21}R_{10}}{R_{20}} = \frac{R_{1,31}R_{10}}{R_{1,30}} = \frac{R_{1,21}R_{10}}{R_{1,20}} = \frac{R_0 R_{10}}{P_{1,10}} = \frac{R_{1,131}R_{10}}{R_{1,130}} = \frac{R_{1,121}R_{10}}{R_{1,120}} = \frac{R_{1,111}R_{10}}{R_{1,110}}$$

(C₂-22)

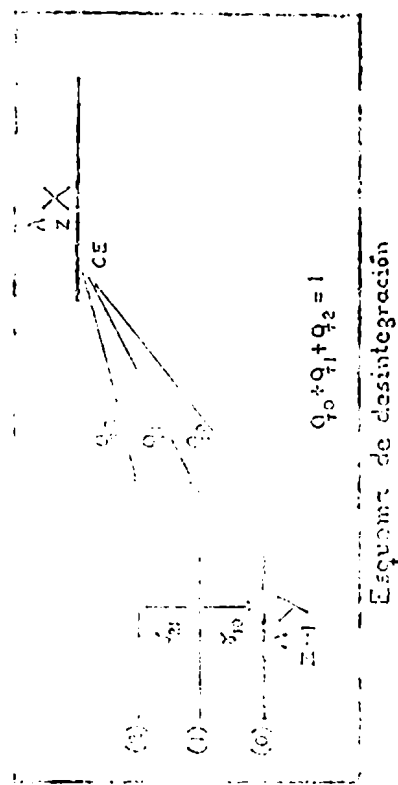
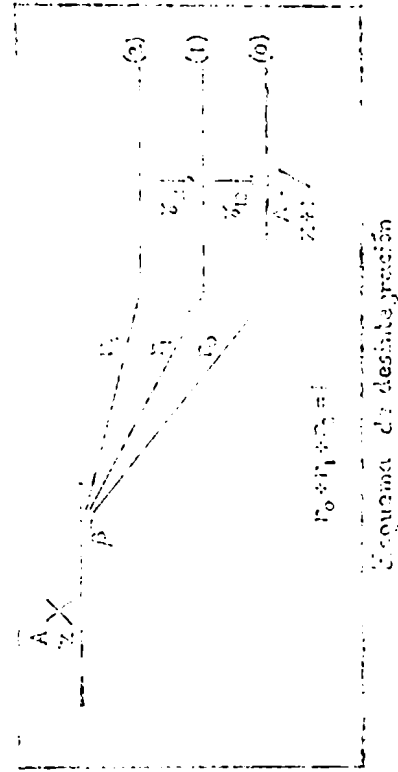
$$\mathcal{R} = \{ [p_2(1-t_2)^2 + q_2] [p_3(1-t_3) + p_3(1-t_3)^2(1-t_3)] + [p_2(1-t_2)^2 + q_2] (1-t_2) + p_1(1-t_2)^2 + q_1 \} (1-t_2) A_0$$

Expresión para la actividad absoluta

$$A_0 = \frac{1}{1-q_0} (T + \mathcal{R})$$

(C₂-23)

Caso D₂



$q = q_1$

Sistema de ecuaciones

$$R_{20} = r_2 e_{21} e_{10} A_0 \tag{D_2-1}$$

$$R_{21} = r_2 e_{21} (1 - t_{10}) A_0 \tag{D_2-2}$$

$$R_{10} = [r_2 (1 - t_{21}) + r_1] e_{10} A_0 \tag{D_2-3}$$

$$T = [r_2 (t_{21} + t_{10} - t_{21} t_{10}) + r_1 t_{10}] A_0 \tag{D_2-4}$$

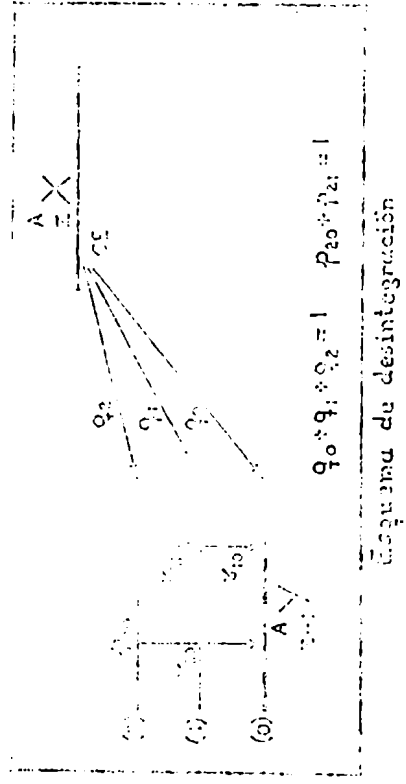
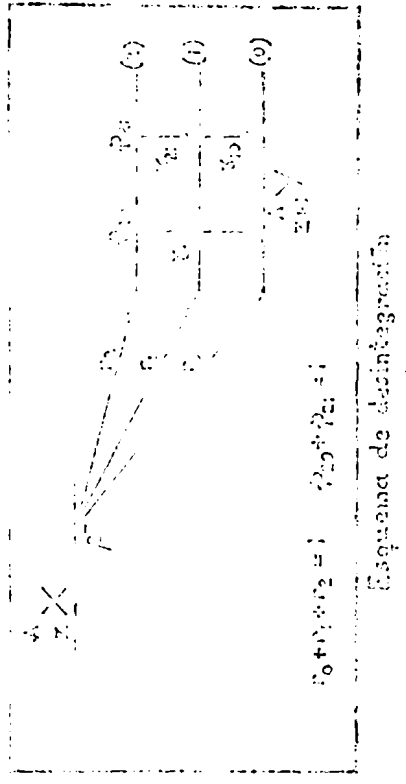
Definición del término R

$$R \equiv \frac{R_{21} R_{10}}{R_{20}} = [r_2 (1 - t_{21}) + r_1] (1 - t_{10}) A_0 \tag{D_2-5}$$

Expresión para la actividad absoluta

$$A = \frac{T}{1 - R} \tag{D_2-6}$$

Caseo



Sistema de ecuaciones

$$R_{20} = r_2 (P_{20}e_{20} + P_{21}e_{21}e_{10}W)A_0 \tag{E_1-1}$$

$$R_{21} = r_2 P_{21}e_{21}(1-Wt_{10})A_0 \tag{E_1-2}$$

$$R_{10} = (r_2 P_{21}(1-Wt_{21}) + r_1) e_{10} A_0 \tag{E_1-3}$$

$$T = (r_2 P_{20}t_{20} + r_2 P_{21}(t_{21} + t_{10} - Wt_{21}t_{10}) + r_1 t_{10}) A_0 \tag{E_1-4}$$

Definición del término R y de los parámetros α, β y δ

$$R \equiv \frac{R_{21}R_{10}}{R_{20}} = \frac{[r_2 P_{21}(1-Wt_{21}) + r_1] A_0}{1 + \frac{P_{20}}{P_{21}} \frac{e_{20}}{e_{21}e_{10}}} \quad \alpha \equiv r_2 P_{20} e_{20} / R_{20} \tag{E_1-5}$$

Luego resulta:

$$\alpha (\delta + \beta T) A_0^2 - [\delta + (\alpha + \beta) T] A_0 + (T + R) = 0 \tag{E_1-6}$$

Caseo

$$(E_1-1)$$

$$(E_1-2)$$

$$(E_1-3)$$

$$(E_1-4)$$

$$(E_1-5)$$

$$(E_1-6)$$

(Nota: la geometría elegida debe permitir calcular $\delta [W]$)

Expresión para la actividad absoluta

$$A_0 = \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{\alpha + \beta} \left(\frac{D_1}{D_2} \right) \left[\frac{1}{\alpha} \left(\frac{D_1}{D_2} \right) \left(\frac{1}{\alpha + \beta} \right) \right] + \frac{1}{\beta} \left(\frac{D_1}{D_2} \right) \right\} \quad (E_1-7)$$

Determinación de los parámetros α y β

Para determinar dichos parámetros presentando la actividad de método primario, se deben determinar ϵ_{20} y t_{20} por calibración previa de algún nucleido como los de los casos b) y con las mismas condiciones geométricas y cumplándose las siguientes condiciones:

$$\epsilon_{20}(E_1) \approx \epsilon_{21}(E_1) \approx \epsilon_{10}(D_1) \approx \sqrt{R_{20}/R_{21}} \sqrt{W A_0} \quad (D_1) \quad (E_1-8)$$

$$t_{20}(E_1) \approx t_{21}(E_1) \approx t_{10}(D_1) \approx \left(\frac{1 - R_{21} \sqrt{W/r_2 R_{20} A_0}}{1 - R_{21} \sqrt{W/r_2 W A_0}} \right) / W \quad (D_1) \quad (E_1-9)$$

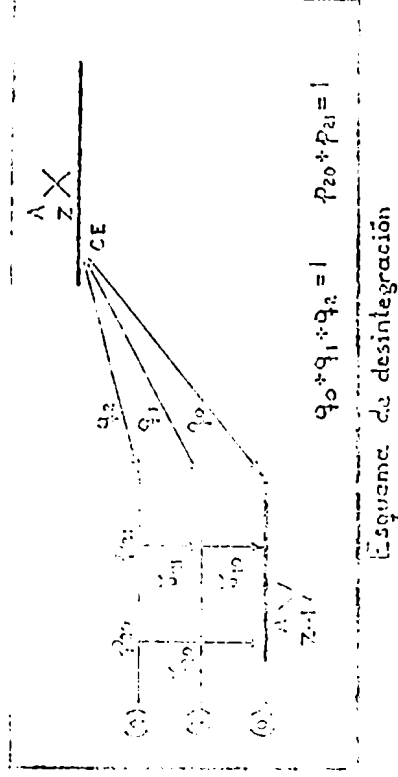
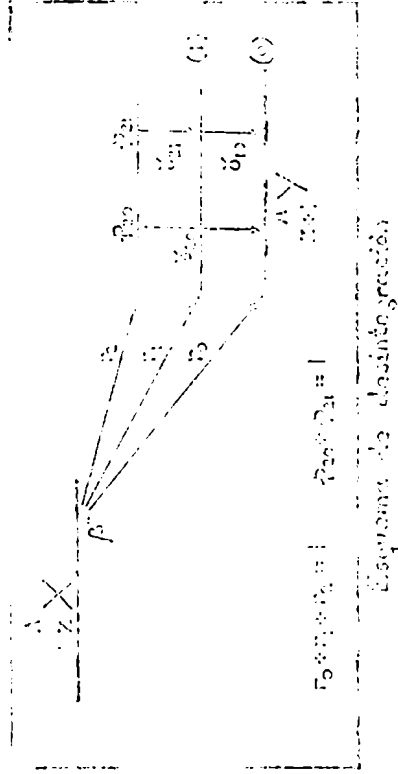
Dado que desde el punto de vista experimental es más accesible determinar parámetros relativos que absolutos, se puede cambiar el par (α, β) por el par (δ, β), tal que δ sea relativo.

Definición del parámetro δ

$$\delta \equiv \alpha/\beta = (\epsilon_{20}/t_{20})(T/R_{20}) \quad (E_1-10)$$

Este parámetro es determinable como el producto de la relación "área de pico/área total" para un nucleido monoenergético, cuyas desintegraciones estén acompañadas por la emisión de fotones de energía E_{20} , por la relación inversa para el nucleido de tipo E_1 .

Caso E₂



$$Q = \{q_i\}$$

Sistema de ecuaciones

$$P_{2,0} = r_2 (p_{2,0} e_{2,0} + p_{2,1} e_{2,1}) A_0 \tag{E_2-1}$$

$$R_{2,1} = r_2 p_{2,1} e_{2,1} (1 - t_{1,0}) A_0 \tag{E_2-2}$$

$$R_{1,0} = [r_2 p_{2,1} (1 - t_{2,1}) + r_1] e_{1,0} A_0 \tag{E_2-3}$$

$$T = [r_1 p_{2,0} t_{2,0} + r_2 p_{2,1} (t_{2,1} + t_{1,0} - t_{2,1} t_{1,0}) + r_1 t_{1,0}] A_0 \tag{E_2-4}$$

Definición del término \bar{R} y de los parámetros α , β y χ

$$\bar{R} \equiv \frac{R_{2,1} R_{1,0}}{R_{2,0}} = \frac{(r_2 p_{2,1} (1 - t_{2,1}) + r_1) A_0}{1 + \frac{p_{2,0}}{p_{2,1}} \frac{e_{2,0}}{e_{2,1}} e_{1,0}} \tag{E_2-5}$$

Luego resulta:

$$\alpha (\chi + \beta T) A_0^2 - (\chi + (\alpha + \beta) T) A_0 + (T + \bar{R}) = 0 \tag{E_2-6}$$

$$\alpha \equiv r_2 p_{2,0} e_{2,0} / R_{2,0} \tag{E_2-5}$$

$$\chi \equiv 1 - r_0 - r_2 p_{2,0} \tag{E_2-5}$$

$$(r \equiv q) \tag{E_2-3}$$

estimar los del

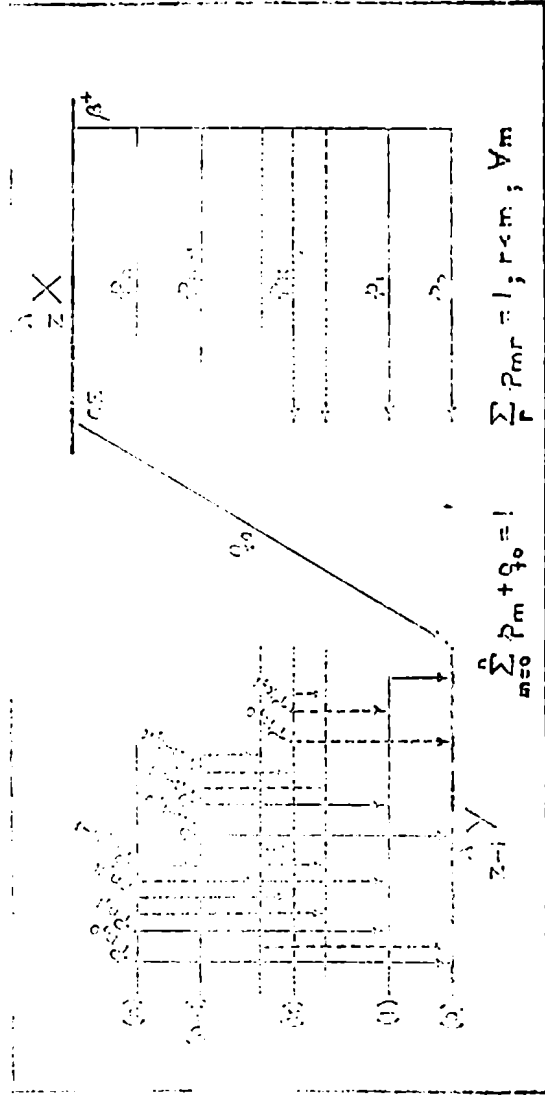
$$\Lambda_{\beta} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \log(\beta e^{-\beta x_i}) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\log \beta - \beta x_i) = \log \beta - \beta \bar{x}$$

(E-2-7)

Determinación de los parámetros α y β

Los

Los $\hat{\alpha}$ y



Definición del término \mathcal{R}

$$\mathcal{R} = \frac{R_0 R_{mr}}{R_{0,mr}} = \frac{R_0^2}{4 R_{0,0,0,0}} = \frac{R_0 R_{0,mr}}{4 R_{0,0,0,0}}; \quad r = 0, 1, 2, \dots, m-1; m = 1, 2, 3, \dots, n$$

(G₁-1)

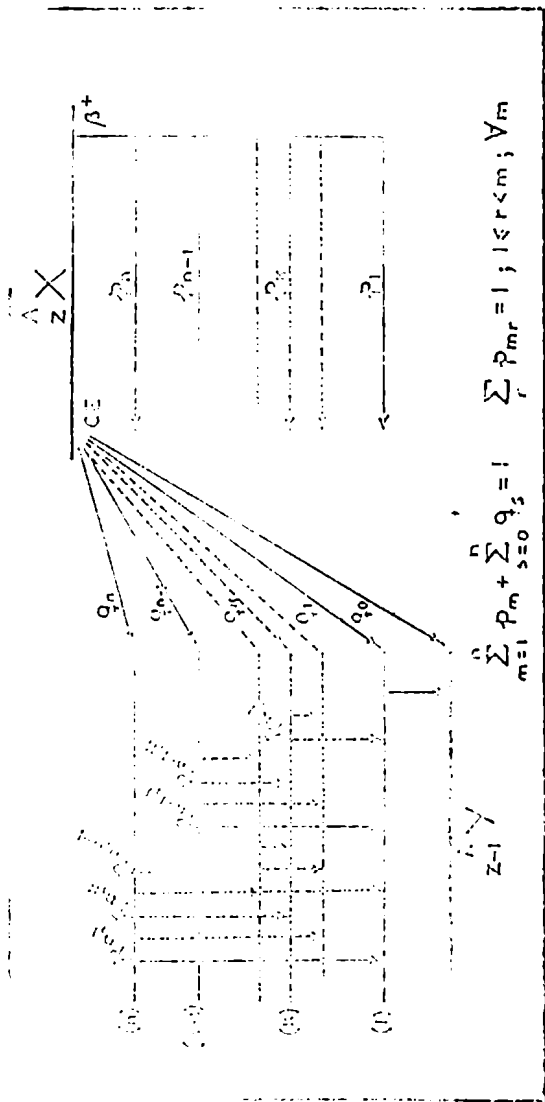
Expresión para la actividad absoluta

$$A_0 = \frac{1}{1 - q_0} (T + \mathcal{R})$$

(G₁-2)

(generalización de B_1 y C_1)

Caso G_2



Esquema de desintegración

$$G = 4\pi$$

Definición del término \mathcal{R}

$$\mathcal{R} = \frac{R_{mi}R_{jo}}{R_{mj}R_{io}} = \frac{R_{aa,mi}R_{io}}{R_{aaj,mo}} = \frac{R_{aa}R_{io}}{R_{aa,jo}}$$

$$V_m / m = 2, 3, 4, \dots, n$$

(G_2-1)

Expresión para la actividad absoluta

$$A_0 = \frac{1}{1-q_0} (T + \mathcal{R})$$

(G_2-2)

(generalización de B_3 y C_2)

CAPITULO III

I

CAPITULO III

CONTEO DE COINCIDENCIA GAMMA-GAMMA EN PICO SUMA

PARTE EXPERIMENTAL

III- 1.0.0.0 POSIBILIDADES EXPERIMENTALES

III- 1.1.0.0 MEDICIONES CON CRISTALES DE CENTELLEO

Los primeros ensayos del método fueron realizados utilizando grandes cristales de NaI (Tl) y distintas situaciones geométricas.^{24, ..., 28}

Si el ángulo sólido subtendido entre la fuente y el detector es menor que 2π ; es decir colocando la fuente a una cierta distancia del detector, como es usual en la mayoría de las mediciones por espectrometría gamma; en general no habrá limitaciones sobre la actividad a medir, pero en tal caso se debe determinar con exactitud el valor de la correlación angular media entre los fotones coincidentes, siendo esto último factible de realizar en muchos casos.

Son bien conocidas las ventajas y desventajas en cuanto a eficiencia y resolución de los cristales de centelleo, por lo tanto, si bien el uso de cristales grandes atenúa los efectos de la correlación angular sobre la actividad calculada y mejora la relación entre los términos T y R, lográndose que el primero adquiera más importancia relativa, la baja resolución de los mismos hará que el segundo término sea muy impreciso.

Por otro lado, cuando se emplean cristales de pozo con geometría, $2\pi < \Omega < 4\pi$ se presentan entre otras las siguientes desventajas: i) limitaciones sobre el valor de actividad a medir; ii) desconocimiento de la correlación angular y iii) baja resolución y por ende determinación imprecisa del término R.

Hoy en día se efectúan mediciones utilizando dos cristales de NaI (Tl) de geometría 4π ; en tales condiciones los fotones estarán totalmente correlacionados y la exactitud del método dependerá exclusivamente de la precisión en la determinación de las áreas de los picos de energía plena. Nuevamente aparecerán limitaciones relativas a la actividad a medir, respecto de la "saturación" del sistema de detección y de

pérdidas por tiempo muerto.

El procedimiento de medición que emplea un sistema de detección que puede operar en los modos suma, coincidencia y anticoincidencia, es quizás uno de los mejores. Además, la utilización de fuentes auxiliares de nucleidos monoenergéticos permite descomponer el espectro total en espectros monoenergéticos; con ello se logra una buena precisión en la determinación de áreas de picos.

III- 1.2.0.0 MEDICIONES CON CRISTALES SEMICONDUCTORES ³⁴

En contraposición a lo que sucede con los cristales de centelleo, los cristales semiconductores se caracterizan por una muy buena resolución y una eficiencia relativamente baja.

A partir de ello, pensando en los términos T y \mathcal{R} , puede inferirse que la precisión en la determinación del segundo será factor limitante de la exactitud en la actividad calculada.

En general, los picos de energía plena estarán más limpios, montados sobre fondos Compton bajos y la simple resta de una recta trazada entre los extremos inferiores de un pico (valles) permite obtener resultados razonablemente buenos.

Al igual que con cristales de centelleo, utilizando geometría 4π la influencia de la correlación angular es despreciable.

III- 2.0.0.0 APLICACIONES POSIBLES.

En base a los desarrollos teóricos expuestos en la sección anterior se puede afirmar que el campo de aplicación del conteo de coincidencia gamma-gamma en pico suma puede extenderse a un gran número de radionucleidos, constituyéndose en una alternativa más. (quizás la mejor en ciertos casos) entre los métodos de calibración primaria sencilla.

Los casos G_1 y G_2 que proponen una generalización del método son un claro exponente de dicha afirmación.

Desde el punto de vista experimental, en lo que respecta a practicidad y equipamiento no presenta mayor complejidad que la que presentan los métodos alternativos mencionados.

En aplicaciones recientes se ha demostrado la importancia de la determinación del término R en la asignación de picos suma en espectros complejos; dicho término adquiere características de constante para un radioisótopo dado. ³⁵

Ya ha sido probada su aplicación en la calibración de nucleidos de esquema de desintegración simple, que presentan tan sólo dos o tres fotones coincidentes; en tal sentido este trabajo apunta a probar además la factibilidad de lograr una buena precisión.

Actualmente con las facilidades que ofrece la computación es posible descomponer el espectro obtenido a partir de una fuente mezcla de nucleidos en sus n espectros constituyentes y además descomponer cada uno de ellos en sus m espectros monoenergéticos correspondientes. Si a ello le sumamos la posibilidad de obtener las distribuciones de altura de pulsos debidas a energías suma operando con multicanales en el modo coincidencia, el panorama de aplicación del conteo de coincidencia gamma-gamma en pico suma es más que alentador.

En adición, el sistema de computación asociado puede realizar en forma rápida y eficiente operaciones matemáticas como calcular áreas de picos o áreas totales en un espectro, restar el fondo Compton en un pico de energía plena, calcular la función teórica que mejor se aproxima a una curva y sustraer la distribución correspondiente a una dada energía.

Para aquellas aplicaciones que impliquen alguno o varios de los procedimientos y/o cálculos citados más arriba, será necesario, según el caso, disponer en la memoria de la computadora de un archivo abundante de espectros monoenergéticos, obtenidos en las mismas condiciones experimentales en que se pretende calibrar ciertos radionucleídos.

Disponer de fuentes de nucleídos monoenergéticos particulares puede presentar ciertas dificultades debido a que su preparación requerirá casi siempre procedimientos de obtención y en algunos casos de purificación, un tanto elaborados, como ser la aislación de un nucleído con un separador electromagnético de masas, o su obtención a partir de una dada reacción nuclear acompañada de una ulterior separación radioquímica. Dichas prácticas están restringidas a laboratorios muy bien equipados.

Por otro lado, si bien se puede adquirir tales radionucleídos monoenergéticos a laboratorios especializados, ello no siempre es práctico porque puede ocurrir que las características de los productos ofrecidos comercialmente no se acomoden a las necesidades experimentales.

En términos generales se puede decir que el conteo de coincidencia gamma-gamma en pico suma es aplicable siempre que existan rayos gamma en coincidencia; las restricciones experimentales sobre el procedimiento a seguir aumentan con el mayor grado de complejidad de los esquemas de desintegración y las dificultades de cálculo lo hacen con el aumento de la presencia de fotones que no están en coincidencia.

Por último, dado que es muy difícil dar un criterio práctico unificado de las posibles aplicaciones del método, se ha preferido considerarlas separadamente para cada uno de los casos estudiados, las mismas se dan en el Apéndice II.

III- 3.0.0.0 PROCEDIMIENTO GENERAL DE MEDICION.

El procedimiento general de medición se puede sintetizar en las siguientes etapas:

- 1) Elección del nucleído que se ha de calibrar.
- 2) Planificación del procedimiento a seguir.
- 3) Preparación de fuentes; incluidas fuentes auxiliares.
- 4) Puesta a punto del sistema para espectrometría gamma que se ha de utilizar.
- 5) Realización de series de mediciones para cada fuente, de manera que que de asegurada la posibilidad de efectuar cálculos estadísticos.
- 6) Cálculo de errores, estadística y computación de datos.
- 7) Resultados.

Cada procedimiento de medición tendrá sus particularidades que dependen fundamentalmente del radionucleído elegido y del sistema para espectrometría gamma utilizado, condicionados ambos por las facilidades experimentales de que se disponga.

Para un mejor ordenamiento, el autor ha preferido clasificar sus experiencias en base a los sistemas de detección empleados.

III- 4.0.0.0 EXPERIENCIAS CON CRISTALES DE NaI (Tl)

Esta sección está constituida por experiencias en las que se han determinado actividades absolutas a partir de datos de distinto origen; por un lado los registrados por el autor y por otro los recopilados por R. Heath³⁶ en su extenso catálogo de espectros; por lo tanto se presentarán haciendo la referencia apropiada de acuerdo a su origen respectivo.

Una de las diferencias entre los dos tipos de experiencias es que para experiencias basadas en datos experimentales propios, se ha podido contar con una serie de mediciones, lo que brinda la posibilidad de efectuar una estadística; mientras que para experiencias basadas en datos experimentales determinados por R. Heath, sólo se ha podido aplicar la estadística de Poisson para una sola medición.

Por otro lado, todas las determinaciones de actividad absoluta por conteo de coincidencia gamma-gamma en pico suma realizadas por el autor en base a experiencias propias, están acompañadas por determinaciones paralelas por conteo de coincidencia beta-gamma, de modo que se pudo tener una comprobación directa de la corrección del resultado obtenido; mientras que para determinaciones del número de cuentas totales en base a datos de R. Heath, puesto que él utiliza número de cuentas totales, se ha comparado el valor experimental con el valor tabulado por ese autor.

III- 4.1.0.0 EXPERIENCIAS BASADAS EN DATOS METROLOGICOS PROPIOS

III- 4.1.1.0 CONSIDERACIONES GENERALES

Si bien ya ha sido probada la aplicación del conteo de coincidencia gamma-gamma en pico suma a nucleídos de esquema de desintegración simple, se consideró necesario insistir en cuanto a lograr resultados más precisos con nucleídos ampliamente utilizados en radiactividad como ^{60}Co y ^{22}Na ; estando el primero de ellos frecuentemente presente en comparaciones internacionales entre laboratorios de calibración de radionucleídos.

Es necesario aclarar que la formulación teórica dada en este trabajo es mucho más estricta que la de otros autores y aunque muchas veces se

llegue a las mismas expresiones finales, por mutua cancelación de términos o por términos multiplicativos que resultan unitarios, las bases son distintas.³² Por ejemplo, el ^{60}Co está ubicado para $G < 4\pi$ en el caso D_1 , de manera que la expresión correspondiente sin imponer la condición $r_0 + r_1 + r_2 = 1$ es:

$$A_0 = \frac{W}{r_1 + r_2} (T + R) \quad (\text{III-1})$$

donde:

$$R = \frac{R_{21} R_{10}}{R_{20}} \quad (\text{III-2})$$

Del esquema de desintegración surgen los siguientes valores:

$$\begin{aligned} r_0 &= 0 \quad \% = 0 \\ r_1 &= 0,12 \quad \% = 0,0012 \\ r_2 &= 99,88 \quad \% = 0,9988 \end{aligned}$$

Luego:

$$\begin{aligned} r_1 + r_2 &= 1,0000 \\ A_0 &= W (T + R) \quad (\text{III-3}) \end{aligned}$$

De manera que si $W \rightarrow 1$ la expresión coincide con la propuesta por Brinkman y Aten.²⁴ Según dichos autores, para ^{60}Co con cristales de NaI (TI) grandes y fuentes próximas al cristal, la correlación angular media se aproxima a la unidad con un error menor del 1 %, siendo la contribución de ese error menor que la desviación standard de sus mediciones.

Las experiencias cuyos resultados se expondrán en esta sección fueron realizadas utilizando dos tipos de cristales de NaI (TI): un cristal de 4" x 4" plano y un cristal de 3" x 3" con pozo.

Para el cristal de 4" x 4" se colocaron fuentes puntuales directamente sobre la superficie del detector ($h=0$) y para el cristal de pozo las fuentes consistieron en alícuotas (~ 1 ml) de la solución activa contenidas en tubos de plástico colocados en el interior del pozo, de manera que el volumen activo esté ubicado en la parte inferior del

mismo.

Las fuentes puntuales fueron del tipo apto para su calibración por conteo de coincidencia beta-gamma.

Con las soluciones activas calibradas por conteo de coincidencia gamma-gamma en pico suma utilizando el cristal de pozo, se prepararon también fuentes puntuales con las mismas características que las anteriores.

Cuando se utiliza un cristal de pozo con la fuente colocada en su interior, el ángulo sólido subtendido entre la fuente y el detector es aproximadamente 4π , entonces la correlación angular media es muy cercana a la unidad, de manera que las expresiones que permiten calcular la actividad absoluta para ^{60}Co y ^{22}Na por conteo de coincidencia gamma-gamma en pico suma son las siguientes:

$$^{60}\text{Co} : A_0 = \frac{T + R}{r_1 + r_2} \quad ; \quad R = \frac{R_{21} R_{10}}{R_{20}} \quad (\text{III-4})$$

$$^{22}\text{Na} : A_0 = \frac{T + R}{p_0 + p_1 + q_1 + p_0 q_1 / p_1} \quad ; \quad R = \frac{R_a R_{10}}{R_{a,10}} \quad (\text{III-5})$$

Del esquema de desintegración del ^{22}Na surgen los valores de p_0 , p_1 y q_1 , siendo estos:

$$p_0 = 0,06 \% = 0,0006$$

$$p_1 = 90,4 \% = 0,904$$

$$q_1 = 9,5 \% = 0,095$$

Luego:

$$p_0 + p_1 + q_1 + p_0 q_1 / p_1 = 0,9997 \cong 1 \text{ (diferencia } \sim 3 \text{ en } 10000)$$

En el caso del cristal plano, para calcular la correlación angular media, se deben calcular previamente los coeficientes de atenuación para la función de correlación angular. ^{37,...}46

Para ^{60}Co con el cristal de 4" x 4" y la fuente puntual colocada directamente sobre el detector, se calculó $W = 1,0044$; este valor est

en acuerdo con lo afirmado por Brinkman y colaboradores de que el error introducido al despreciar el efecto de la correlación angular entre los fotones era menor que el 1%.

III- 4.1.2.0 RESULTADOS Y COMENTARIOS

T A B L A 1

Nucleído	Fuente N°	$A_{\gamma\beta}$ (kBq)	$A_{4\pi\beta-\gamma}$ (kBq)	Dif. %	Sist. de medición
^{60}Co	60161178	30,7 \pm 0,6	30,0 \pm 0,1	+2,3	(a)
^{60}Co	60271178	266,3 \pm 5,3	264,5 \pm 1,1	+0,7	(a)
^{60}Co	60281178	13,9 \pm 0,3	14,39 \pm 0,06	-3,5	(a)
^{60}Co	60300179	206,6 \pm 6,2	207,0 \pm 0,8	-0,2	(b)
^{22}Na	22300179	57,0 \pm 1,8	58,1 \pm 0,3	-1,9	(b)

Los valores tabulados corresponden al promedio de series de 10 mediciones cada una y los errores indicados a la desviación standard de una medición.

El sistema de medición (a) está constituido por un cristal plano de NaI (Tl) de 4" x 4", del tipo "Integral Line", acoplado a un multi-canal con salida por teletipo.

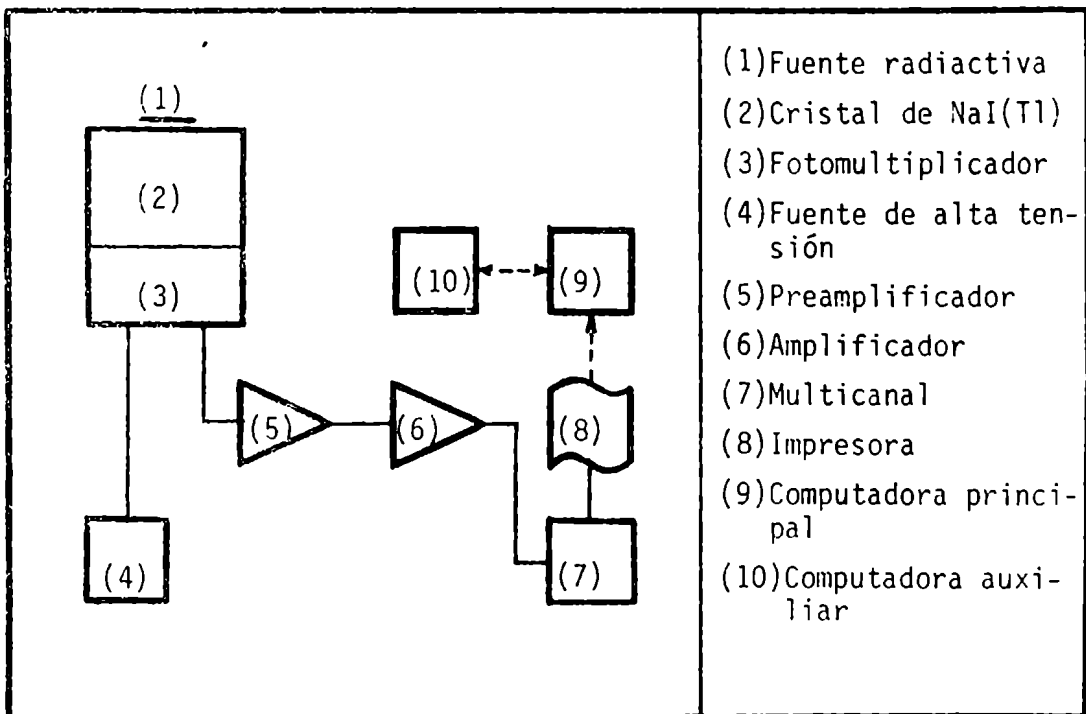
El sistema de medición (b) está constituido por un cristal de NaI (Tl) de 3" x 3" con pozo, también "Integral Line" y la misma electrónica y salida de datos que para el sistema (a). Una descripción un tanto más detallada sobre los sistemas de medición y sus características serán dadas más adelante.(III- 4.1.3.1)

Considerando las diferencias porcentuales de la TABLA 1, se puede decir que el conteo de coincidencia gamma-gamma en pico suma para los radionucleídos ^{60}Co y ^{22}Na permite obtener resultados satisfactorios que difieren aproximadamente en un $\pm 2\%$ en promedio, con respecto a los correspondientes valores determinados por coincidencias beta-gamma.

III- 4.1.3.0 SISTEMAS DE MEDICION

III- 4.1.5.1 SISTEMAS (a) y (b)

En la Figura 8 puede verse un esquema común a ambos sistemas con una identificación de sus componentes y a continuación se describen algunas de sus características.



- (1) Fuente radiactiva; sobre ella se hace referencia aparte (III-4.1.4.0)
- (2) Este conjunto es conocido como sonda detectora, ella incluye cristal, fotomultiplicador y preamplificador. En el sistema (a) el cristal era de NaI (Tl) de 4" x 4" plano, marca Harshaw y en el sistema (b) de NaI (Tl) de 3" x 3" (con pozo) marca Harshaw.
- (3) Fotomultiplicador y preamplificador.
- (4) Fuente de alta tensión, marca Ortec, modelo 456; entrega una tensión variable de ± 10 a ± 3000 VCC con una disponibilidad de corriente de 0 a 10 mA y presenta bajo ruido en ese ámbito de tensión.
- (5) Preamplificador
- (6) Amplificador de señal marca Northem, incluido en el multicanal. La ganancia del amplificador se fijó de tal manera que por el lado de altas energías la gaussiana correspondiente al pico más enérgico decrezca prácticamente a cero, la misma fue de 0,95.
- (7) Analizador de altura de pulsos multicanal, marca Northem, modelo Ns-900 "I-Series".
- (8) Impresora
- (9) Computadora principal
- (10) Computadora auxiliar

la conversión de ganancia del ADC se fijó en 256 canales, el discriminador inferior (LLD) en 0, el discriminador superior (ULD) en 10 y el nivel cero de energía en 0.

- (8) Impresora marca Teletype, modelo 3320.
- (9) Computador principal para el tratamiento de datos, marca IBM, modelo 370.
- (10) Computadora auxiliar, marca Hewlett-Packard, modelo 41-C.

III- 4.1.3.2 SISTEMA DE COINCIDENCIA BETA-GAMMA

En la Figura 9 se muestra un esquema del sistema empleado con la identificación de sus componentes. Más abajo se ofrecen algunas de las características de los mismos.

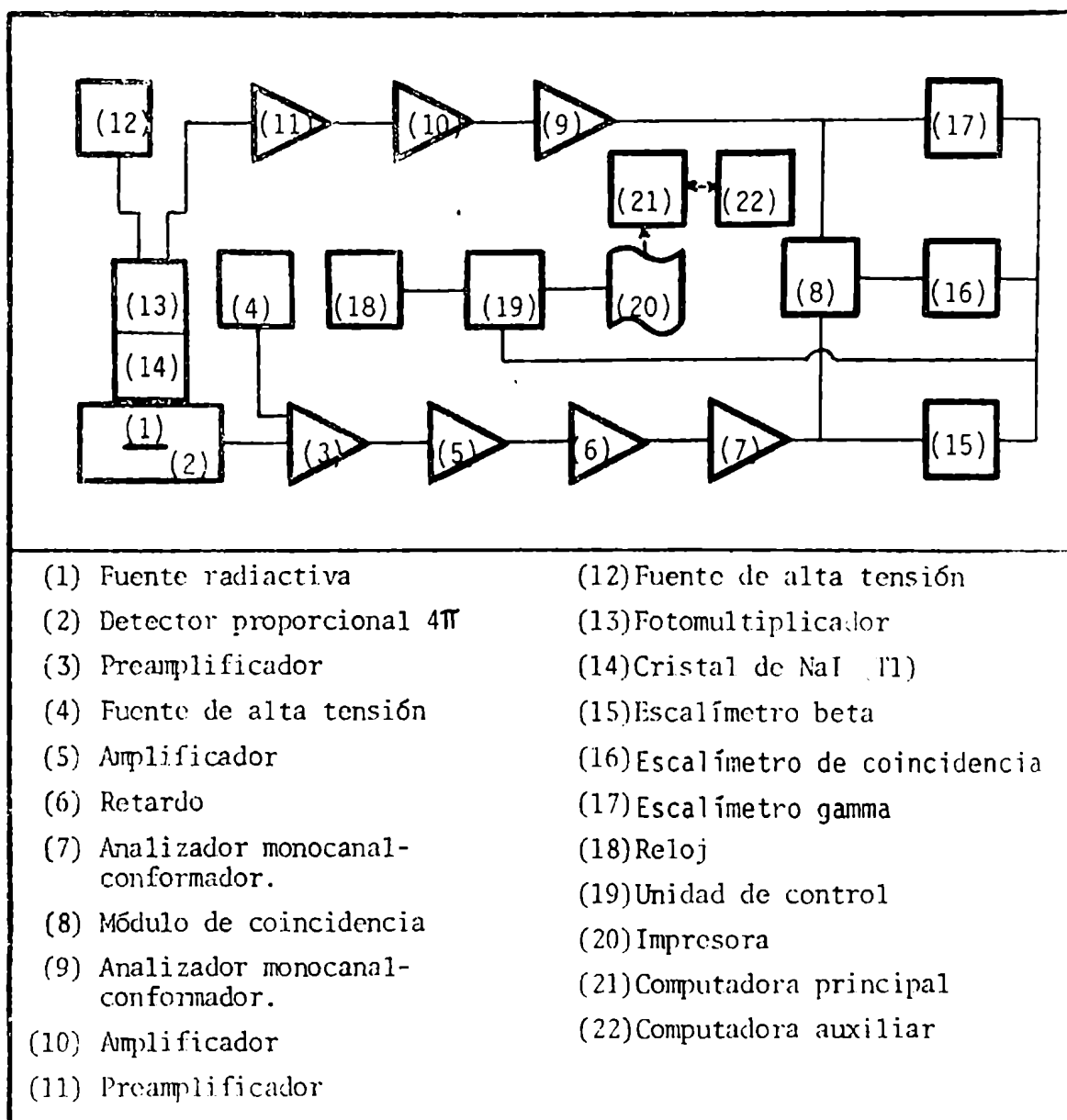


Figura 9: Sistema de coincidencia beta-gamma

- (1) Fuente radiactiva; sobre ella se hace referencia aparte(III-1.1.1.0)
- (2) Detector proporcional 4π de flujo gaseoso, del tipo de platina deslizante, construido en la CNEA; el cuerpo del detector es totalmente de bronce, luego niquelado, los colectores son dos alambres de tungsteno de $25,4\mu\text{m}$ de diámetro (0,001") sustentados por aisladores de "teflon" (denominación comercial de cierto polímero compuesto de polifluoruros de etileno y etil propileno) por uno de sus extremos y por las puntas terminales de conectores VHF por el otro; la estanqueidad entre las cámaras y la platina es mantenida por anillos de goma.
- (3) Preamplificador sensible a carga, apto para detectores proporcionales, marca Canberra, modelo 1406. Se utilizó seleccionando internamente el factor de conversión $47\text{ mV}/10^6$ pares de iones. La alta impedancia de entrada está asegurada a través de un transistor de efecto de campo (FET) super seleccionado, de muy bajo ruido. La unión entre detector y preamplificador fue establecida en forma directa por los conectores VHF conectados en paralelo dentro del preamplificador.
- (4) Fuente de alta tensión, marca Canberra, modelo 300 ; entrega una tensión variable hasta $\pm 3000\text{ VCC}$, con una disponibilidad de corriente de 0 a 10 mA y presenta muy bajo ruido. La tensión de operación fue de 2840 V para ^{60}Co y ^{22}Na .
- (5) Amplificador de señal, marca Canberra, modelo 2012. La ganancia fue de $\times 4$; previo a su puesta en operación se realizó un ajuste de polos y ceros según especificaciones del fabricante.
- (6) Retardo, marca Canberra, modelo 2058. Para que los pulsos lleguen lo más coincidentemente posible al módulo de coincidencia, se introdujo el máximo retardo posible, éste fue de 63,5 ns. Con igual propósito se ajustaron los retardos de (7) y (9).
- (7) Analizador de altura de pulsos monocanal (SCA), marca Canberra, modelo 2036 A; el discriminador inferior se fijó en 0 y el superior en 10; lo que equivale a una ventana totalmente abierta que permite que se conformen los pulsos correspondientes a toda la distribución beta. Los pulsos conformados tienen una altura de + 5 V y la constante de tiempo se fijó en la posición 0,5-2 μs .
- (8) Módulo de coincidencia, marca Canberra, modelo 1446. El tiempo de resolución se fijó en aproximadamente 2 μs . Los tiempos muertos de los canales beta y gamma se determinaron por el método

de la curva de decaimiento con In-113m. En base a ellos se efectuaron las correcciones correspondientes para cada actividad. El tiempo de resolución del módulo de coincidencias se determinó por el método de las fuentes independientes.

- (9) Analizador de altura, de pulsos monocanal (SCA), marca Canberra, modelo 2036 A. El discriminador inferior se fijó de tal manera que elimine la zona a la izquierda del valle del pico de 1173,21 KeV para ^{60}Co y del pico de 511,01 KeV para ^{22}Na . El discriminador superior se fijó en 10; así fueron conformados los pulsos provenientes de las distribuciones gamma correspondientes a las zonas de energía superior a las de los valles señalados anteriormente.
- (10) Amplificador de señal, marca Canberra, modelo 2012; la ganancia fue de "x 4"; previo a su puesta en operación se realizó un ajuste de polos y ceros, según especificaciones del fabricante.
- (11) Conjunto denominado sonda detectora de centelleo, marca Alfa-
- (13) clear, provista de cristal de NaI (Tl) de 3" x 3", marca Harshaw
- (14) y preamplificador Alfa nuclear del tipo seguidor por emisor.
- (12) Fuente de alta tensión, marca Canberra, modelo 3002. La tensión de operación fue de aproximadamente 700 VCC.
- (15) Escalfómetro, marca Canberra, modelo 1773, para el canal beta.
- (16) Idem (15) para el canal de coincidencia.
- (17) Idem (15) para el canal gamma.
- (18) Reloj, marca Canberra, modelo 1770.
- (19) Unidad de control de los escalfómetros e impresora, marca Canberra, modelo 1488.
- (20) Impresora, marca Teletype, modelo 3320.
- (21) Idem (9) en III- 4.1.3.1 .
- (22) Idem (10) en III- 4.1.3.1

III- 4.1.4.0 PREPARACION DE LAS FUENTES PUNTUALES PARA CALIBRACION POR CONTEO DE COINCIDENCIA BETA-GAMMA ⁴⁷

El procedimiento consiste en evaporar gotas de la solución activa sobre películas delgadas del polímero VYNS soportadas sobre aros de aluminio, previamente metalizadas por ambos lados con un depósito de

aleación oro-paladio (90 % - 10 %) obtenido por evaporación en vacío. En la Figura 10 se muestra una de tales fuentes y sus dimensiones reales.

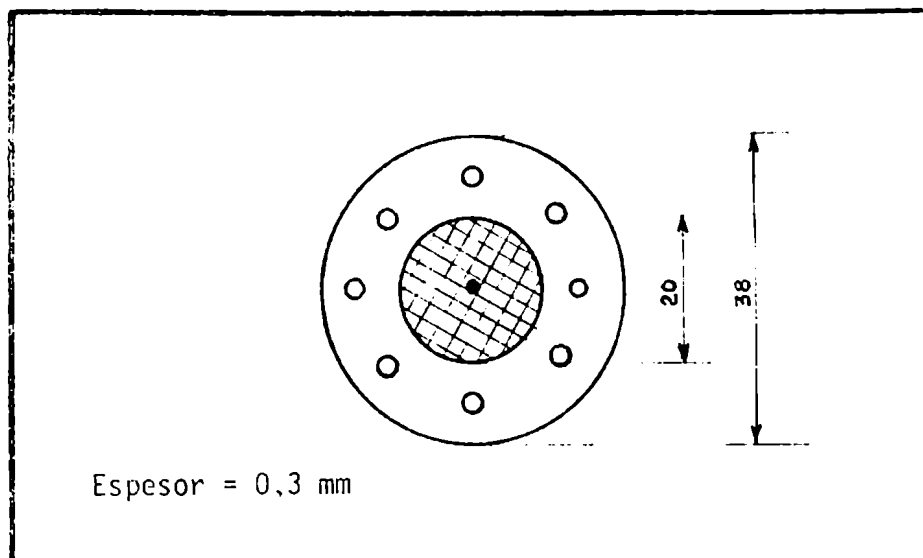


Figura 10: Fuente puntual para conteo de coincidencia $4\pi\beta-\gamma$

Para describir ordenadamente el procedimiento es conveniente dividirlo en las siguientes etapas:

- Se prepara una solución del polímero VYNS (Acetato y cloruro de polivinilo) en ciclohexanona (la composición de la misma fue 10 g de VYNS en 132 ml de ciclohexanona).
- Se toman 13 ml de la solución y se vuelcan sobre una placa de vidrio de 10 cm x 10 cm que gira a 1400 rpm, en una centrífuga durante 3 minutos.
- Se retira la placa con la película de VYNS adherida de la centrífuga y se corta dicha película sobre la placa con la ayuda de un bisturí en 16 cuadrados de 2,5 cm x 2,5 cm.
- Se sumerge lentamente la placa en una bandeja con agua, de manera que se vayan despegando los cuadrados de película; estos quedan flotando en el agua.
- Se "pescan" los cuadrados con los aros de aluminio (así se obtienen

16 fuentes por placa) y se dejan secar al aire.

f). Se metalizan las películas con una aleación de oro-paladio (90 % Au - 10 % Pd) en una metalizadora. Para una metalización homogénea de todas las películas se disponen los aros sobre una rejilla apropiada con forma de cáscara esférica, situada a una cierta distancia del centro de evaporación.

El vapor metálico se logra colocando un jinetillo de la aleación antes citada sobre un alambre de tungsteno, por el que se hace circular corriente una vez establecido el vacío necesario en el interior de la campana de la metalizadora.

g). Se repite la metalización para la otra cara de las películas.

h). Finalmente, para obtener la fuente radiactiva propiamente dicha, se evaporan alícuotas de la solución activa correspondiente.

En ciertos casos es conveniente depositar a priori una gota de un tensioactivo para expandir la gota activa.

Las fuentes preparadas con la técnica anterior reúnen muchas características deseables como ser: espesores de la película del orden de $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ y del depósito metálico en el ámbito 5 a $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, buena conductividad eléctrica, bajas absorción y autoabsorción, entre otras.

Para las fuentes preparadas con el objeto de ser utilizadas en este trabajo se emplearon soluciones de actividad aproximada conocida, de modo que conociendo las características de los sistemas de detección empleados, la actividad de cada una de dichas fuentes tuviese un valor adecuado.

III- 4.2.0.0 EXPERIENCIAS BASADAS EN DATOS METROLOGICOS RECOPIADOS POR R. HEATH

Para estas experiencias se han seleccionado ciertos espectros del catálogo de R. Heath, para los cuales el autor indicaba el número de desintegraciones totales emitidas por la fuente. Ello obedece a la necesidad de tener que comparar el valor calculado por conteo de coincidencia gamma-gamma en pico suma con algún valor de referencia y así

poder sacar conclusiones sobre el resultado obtenido.

Bajo tales condiciones se han elegido los radionucleídos ^{47}Ca y ^{148}Pm ; ambos presentan esquemas de desintegración similares y se los puede clasificar como pertenecientes a los Casos E_1 dado que la geometría utilizada por R. Heath para sus mediciones fue siempre menor o igual que 2π .

Cuando se desarrollaron los Casos E_1 se propusieron algunas metodologías para calibrar los nucleídos incluidos en los mismos; sin embargo no son las únicas posibles y el buen criterio lleva a elegir la metodología más conveniente, de acuerdo a las facilidades experimentales de que se dispone.

Debido a esto último, los radioisótopos ^{47}Ca y ^{148}Pm no fueron calibrados de la misma manera, sino que en cada caso se adoptaron particularidades y serán tratados separadamente.

III- 4.2.1.0 CALIBRACION DE ^{47}Ca

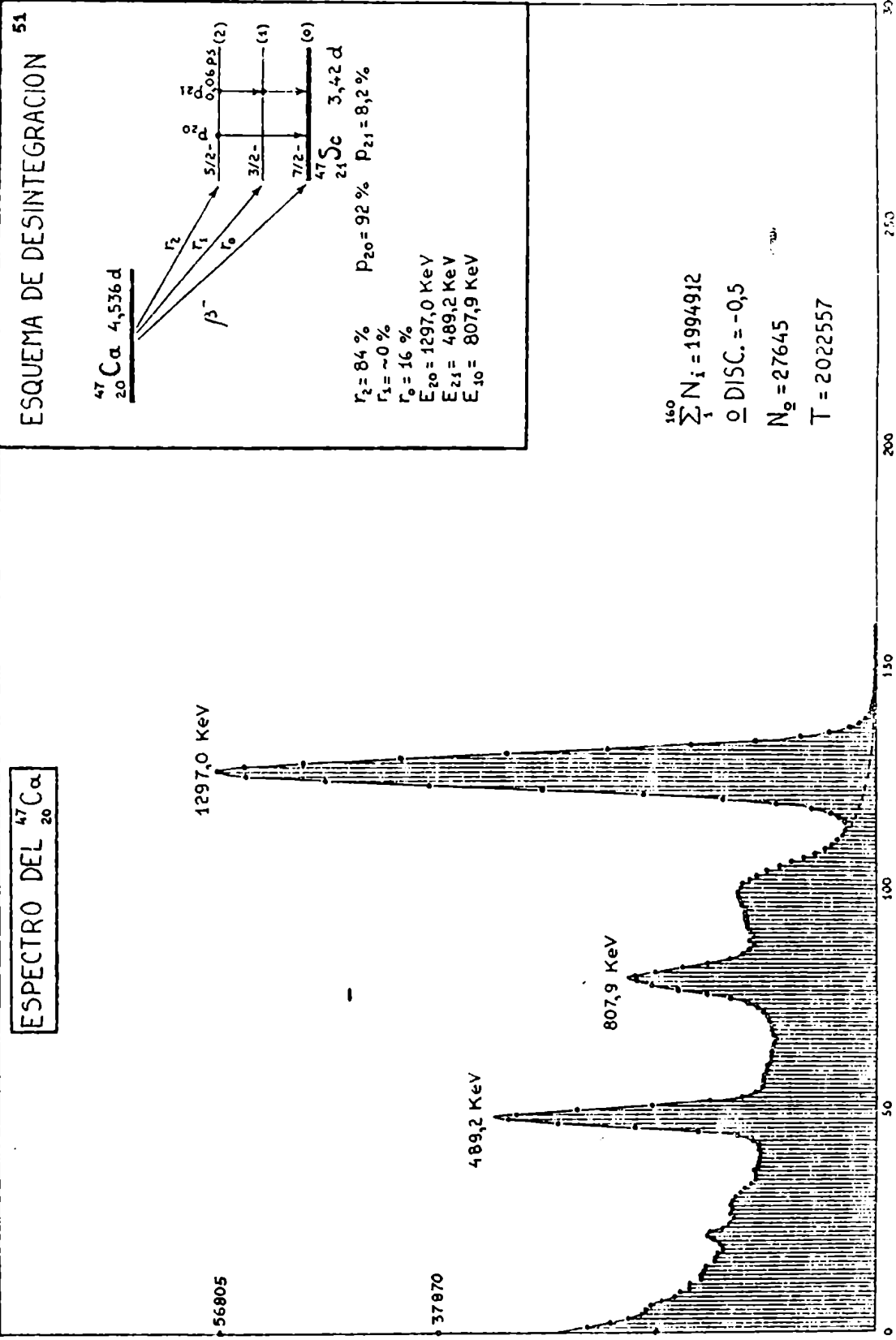
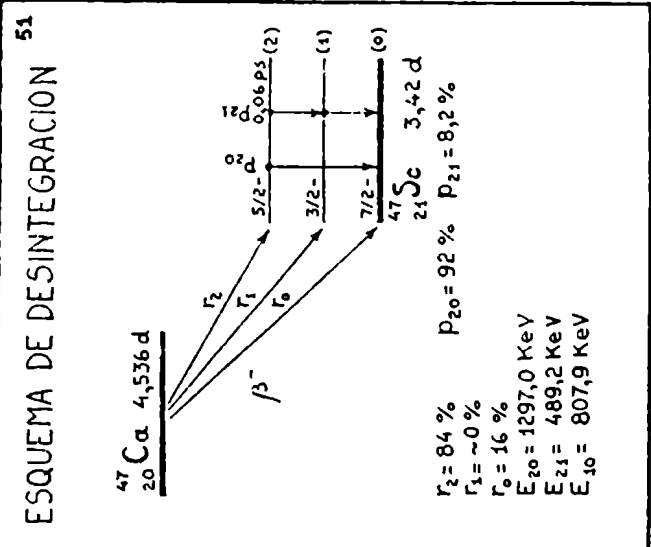
III- 4.2.1.1 CONSIDERACIONES GENERALES

En la Figura 11 se puede observar la representación gráfica del espectro del ^{47}Ca ; en el sector superior derecho su esquema de desintegración y en el sector inferior derecho el cálculo del área total del espectro (corregida por cero del discriminador).⁴⁸

El ^{47}Ca presenta el inconveniente de que se desintegra dando lugar a la formación de ^{47}Sc , el que es emisor beta negativo, 73 % de cuyas desintegraciones producen rayos gamma de 160 KeV.

Sin embargo, si luego de preparar la fuente de ^{47}Ca se mide ésta en un lapso adecuado, la actividad del ^{47}Sc es despreciable frente a la del ^{47}Ca . Es razonable aceptar que la medición efectuada por R. Heath se realizó en esas condiciones. Esto se confirma por la escasa o nula incidencia visible del pico de 160 KeV del ^{47}Sc en el espectro del ^{47}Ca .

ESPECTRO DEL $^{47}_{20}\text{Ca}$



$\sum_1^{160} N_i = 1994912$

$\sigma \text{ DISC.} = -0,5$

$N_0 = 27645$

$T = 2022557$

Figura 11

Dado que R. Heath indica el número de desintegraciones en lugar de la actividad, en adelante se usará esa unidad; la conversión de una en otro se basa en el tiempo de medición, ya que dicho autor refiere el número de desintegraciones a la fecha de la medición.

La expresión que permite calcular el número de desintegraciones para los Casos E₁ es:

$$N_0 = 1/2 \left\{ \left[1/\delta\beta + 1/(\beta + \delta T) \right] \pm \sqrt{\left[1/\delta\beta + 1/(\beta + \delta T) \right]^2 - 4(1+Q/T)/\beta\delta(\beta + \delta T)} \right\} \quad (\text{III-6})$$

donde:

$$\beta = r_2 p_{20} t_{20} / T \quad (\text{III-7})$$

$$\delta = (e_{20}/t_{20})(T/R_{20}) \quad (\text{III-8})$$

$$\delta = (1 - r_0 - r_2 p_{20}) / W \quad (\text{III-9})$$

$$Q = \frac{R_{21} R_{10}}{R_{20}} \quad (\text{III-10})$$

Los parámetros R_{21} , R_{20} , R_{10} y T se pueden calcular a partir del espectro del ^{47}Ca , mientras que los parámetros β , δ se calculan a partir de mediciones independientes. Por otro lado, r_0 , r_2 y p_{20} son datos del esquema de desintegración.

Para calcular β hay que calcular t_{20} , es decir la eficiencia total para energía E_{20} , en las condiciones experimentales en que se está midiendo el ^{47}Ca .

La energía E_{20} para el ^{47}Ca es de 1297,0 KeV, de manera que para determinar t_{20} hay que buscar un nucleído que se desintegre emitiendo dos rayos gamma en cascada de energías próximas entre sí, de modo que el promedio de ambas corresponda lo más cercanamente posible a la energía E_{20} del ^{47}Ca .

La idea de buscar un nucleído con esas características es debida a que el mismo se puede calibrar por conteo de coincidencia gamma-gamma en pico suma y así el método sigue siendo absoluto.

Un nucleído que se ajusta a esas condiciones para el ^{47}Ca es el ^{60}Co , para el cual el promedio de las energías de sus dos fotones en coincidencia es de 1252,84 KeV (Casos D₁); este valor se aproxima al valor 1297,0 KeV del ^{47}Ca pero no suficientemente; ello implicará introducir un error mayor en el cálculo de β .

Para calcular δ se debe determinar el cociente (e_{20}/t_{20}), partiendo de un nucleído monoenergético que emita fotones de energía E_{20} , dicho cociente no es más que la relación área de pico a área total para ese nucleído; en las mismas condiciones experimentales que las del ^{47}Ca .

El nucleído encontrado que se ajusta a esas condiciones es el ^{41}Ar , cuya energía gamma es de 1293,64 KeV, la que se aproxima mucho más al valor 1297,0 KeV de ^{47}Ca .

En las Figuras 12 y 13 se muestran los espectros de los nucleídos ^{60}Co y ^{41}Ar a partir de los cuales se calcularon β y δ y sus respectivos esquemas de desintegración. ^{49,50}

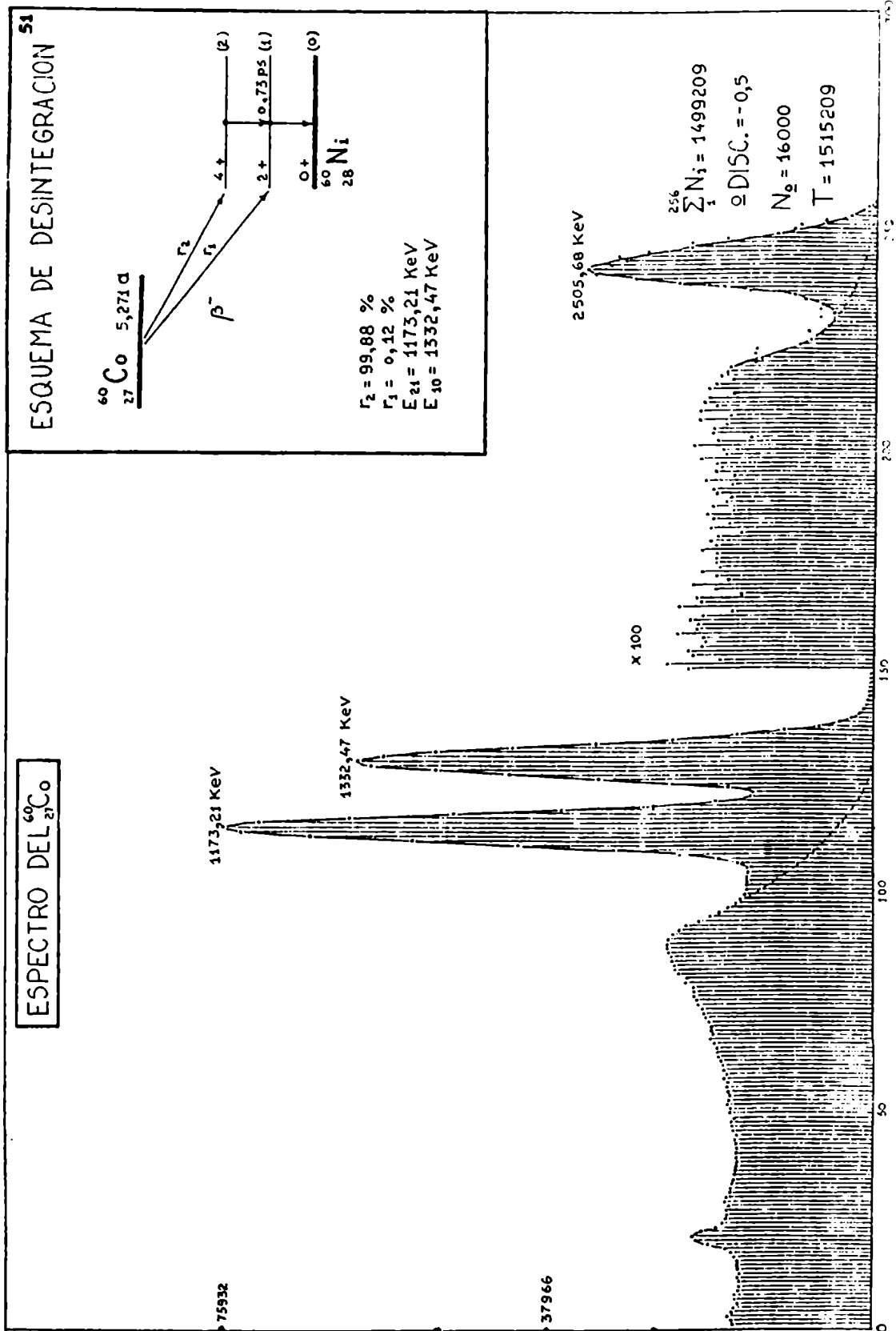
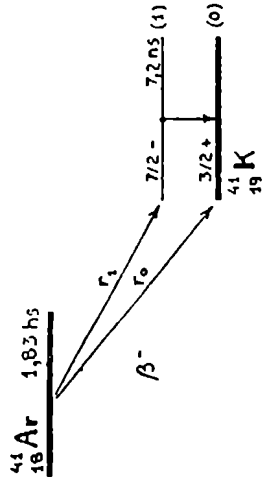


Figura 12

ESPECTRO DEL $^{41}_{19}\text{Ar}$

ESQUEMA DE DESINTEGRACION 51



$T_{1/2} = 99,17 \%$
 $T_{1/2} = 0,78 \%$
 $E_{40} = 1293,64 \text{ KeV}$

$$\sum_i^{396} N_i = 1567705$$

$$\rho \text{ DISC.} = -0,5$$

$$N_g = 10621$$

$$T = 1578326$$

1293,64 KeV

56900

28450

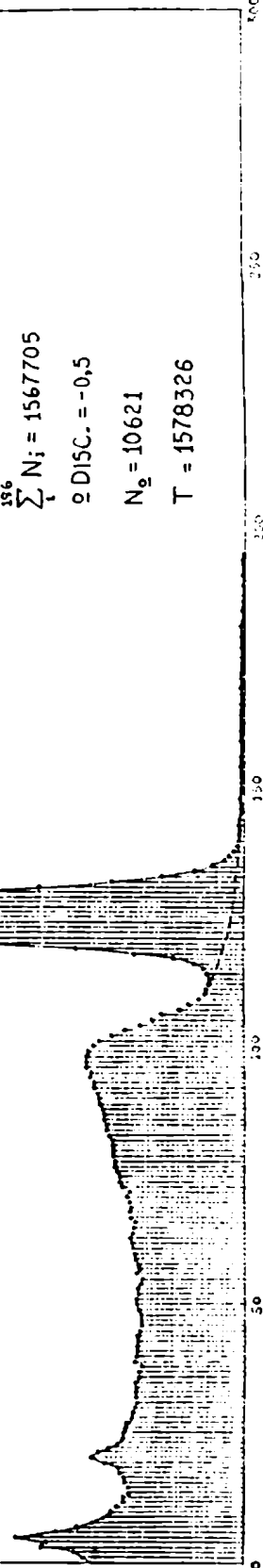


Figura 12

III-4.2.1.2 DETERMINACION DEL PARAMETRO t_{20} A PARTIR DE ^{60}Co .

Los datos correspondientes al espectro del ^{60}Co (Figura 12) fueron obtenidos por R. Heath utilizando un sistema para espectrometría gamma provisto de un detector de centelleo con cristal de NaI (11) de 3" x 3"; la fuente (N°27-60-1) era puntual y se encontraba ubicada a 10 cm de la superficie del cristal, entre la fuente y el cristal se hallaba interpuesto un absorbedor de berilio de 1,18 g/cm² de espesor másico.

El número de desintegraciones indicado por Heath para la fuente mencionada es $1,056 \times 10^8$ rayos gamma emitidos de energía 1332,47 KeV.

En base al espectro del ^{60}Co (Figura 12) y a las condiciones experimentales en que fue obtenido se calculó el valor:

$$N = (1,09 \pm 0,03) \times 10^8 \text{ desintegraciones}$$

Este valor difiere del indicado por Heath en un 3 % aproximadamente; el error indicado corresponde a la desviación standard de una sola medición, calculada por propagación de errores sobre la expresión que da el número de desintegraciones (o la actividad) para un nucleído como el ^{60}Co por conteo de coincidencia gamma-gamma en pico suma (Casos D₁).

A partir de N y T (Figura 12) para ^{60}Co y teniendo en cuenta la absorción debida al espesor de berilio interpuesto, se puede determinar el parámetro t_{20} para ^{47}Ca ; el valor calculado fue:

$$t_{20} = (1,53 \pm 0,04) \times 10^{-2}$$

El error indicado corresponde a la desviación standard y se obtuvo por propagación de errores sobre la expresión:

$$t_{20} (^{47}\text{Ca}) \approx \frac{T(^{60}\text{Co})}{a \cdot N(^{60}\text{Co})} \quad (\text{III-11})$$

donde el término a es la corrección por absorción en el berilio.

III- 4.2.1.3 DETERMINACION DEL PARAMETRO RELATIVO (e_{20}/t_{20}) A PARTIR DE ^{41}Ar .

Para determinar este parámetro se utilizaron los datos correspondientes al espectro del ^{41}Ar (Figura 13); las condiciones experimentales fueron las mismas que para ^{60}Co .

La relación e_{20}/t_{20} se calcula como la relación área de pico a área total para el ^{41}Ar ; la expresión es la siguiente:

$$e_{20}/t_{20} (^{47}\text{Ca}) = R_{10} (^{41}\text{Ar}) / T (^{41}\text{Ar}) \quad (\text{III-12})$$

El valor calculado y su desviación standard fueron:

$$e_{20}/t_{20} = (3,157 \pm 0,005) \times 10^{-1}$$

III- 4.2.1.4 CALCULO DEL NUMERO DE DESINTEGRACIONES TOTALES PARA LA FUENTE DE ^{47}Ca .

A partir del espectro del ^{47}Ca (Figura 11) se obtuvieron los siguientes parámetros y sus desviaciones standard:

$$R_{20} = 484503 \pm 954$$

$$R_{10} = 87302 \pm 404$$

$$R_{21} = 136859 \pm 507$$

$$T = 2022557 \pm 1422$$

Por otro lado, se calcularon la correlación angular media y la absorción debida al espesor de berilio interpuesto ($1,18 \text{ g/cm}^2$), resultando:

$$W = 0,989 \pm 0,009$$

$$a = 0,942 \pm 0,009$$

Con el valor calculado del factor para la absorción se corrigió T, luego:

$$T_{(a)} = 2.147.088 \pm 1.510$$

Introduciendo los valores de t_{20} , R_{20} , R_{10} , R_{21} , $T_{(a)}$, a , W , r_0 , r_2 y P_{20} en las ecuaciones (III-7) (III-8) (III-9) y (III-10), se determinaron los valores para los parámetros β , δ , γ y R y con ellos el número de desintegraciones N_0 (III-6).

El resultado obtenido, acompañado por su desviación standard calculada por propagación de errores sobre la ecuación (III-6) fue:

$$N_0 = (1,29 \pm 0,05) \times 10^8 \text{ desintegraciones}$$

El valor indicado por Heath es de $9,661 \times 10^7$ rayos gamma de 1297,0 KeV emitidos. Considerando que dicha radiación corresponde al $0,84 \times 0,92 \times 100 = 77,28 \%$ de las desintegraciones, el número de desintegraciones totales es:

$$N \text{ (Heath)} = 1,250 \times 10^8 \text{ desintegraciones}$$

De los resultados se desprende que la diferencia entre el valor hallado y el de Heath es del 3,1 %.

III- 4.2.2.0 CALIBRACION DE ^{148}Pm .

III-4.2.2.1. CONSIDERACIONES GENERALES.

En la Figura 14 se puede observar la representación gráfica del espectro del ^{148}Pm (las condiciones experimentales son las mismas que las utilizadas para registrar el espectro del ^{60}Co); en el sector superior derecho su esquema de desintegración y en el sector inferior derecho al cálculo del área total del espectro (corregida por cero del discriminador).⁵²

El ^{148}Pm decae a ^{148}Sm de muy larga vida, de modo que la contribución de este último al conteo gamma es despreciable dentro del lapso necesario para efectuar la medición.

Según los datos del esquema de desintegración del ^{148}Pm , el 99,4% de las desintegraciones procede de acuerdo a lo mostrado en la Figura 14; el 0,6 % restante no está aún bien estudiado⁵¹. En base a ello, la calibración será válida para el 99,4 % de las desintegraciones.

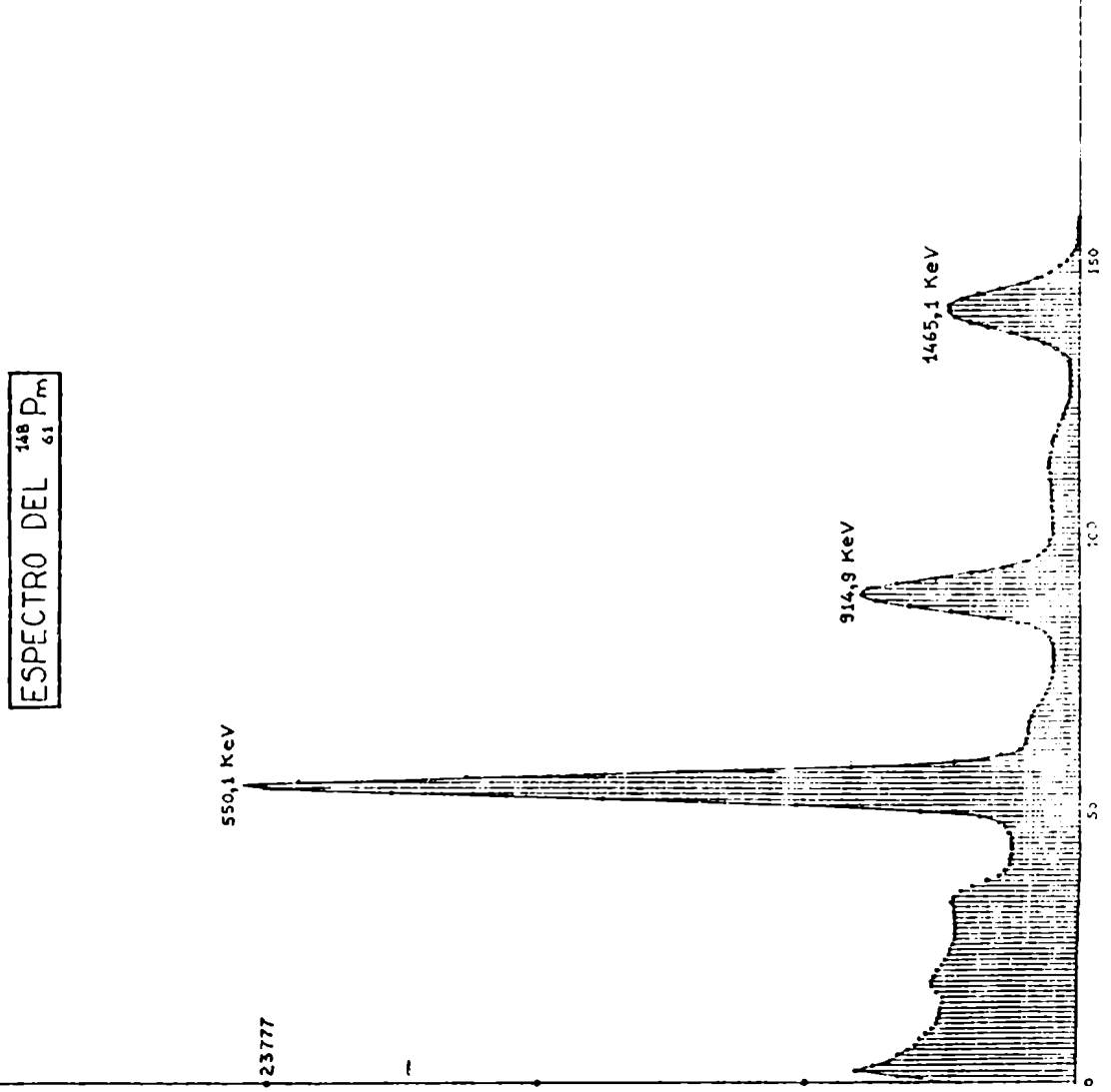
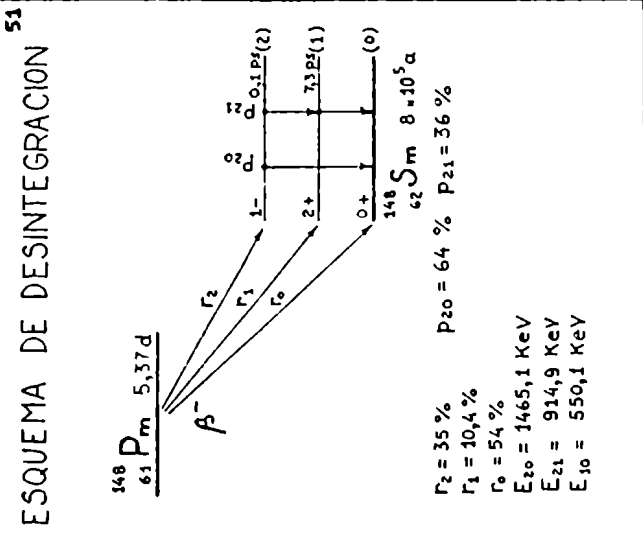


Figura i4

En base a las consideraciones anteriores, se puede calibrar ^{148}Pm por un procedimiento similar al utilizado para calibrar ^{47}Ca .

En el caso del ^{148}Pm (Casos D₁) se necesitará encontrar un radionucleído que emita en cascada dos fotones de energías próximas y cuyo promedio corresponda lo más cercanamente posible a la energía E_{20} (^{148}Pm) = 1465,1 KeV. Un nucleído con tales características puede ser calibrado por conteo de coincidencia gamma-gamma en pico suma y a partir de su calibración se pueden determinar los parámetros t_{20} y e_{20}/t_{20} necesarios para la calibración del ^{148}Pm .

Ante la imposibilidad práctica de encontrar un nucleído tal, medido en las mismas condiciones experimentales que las del ^{148}Pm , se calcularon dichos parámetros a partir de los datos de una fuente calibrada de ^{52}V ; este último es monoenergético y el 99,2 % de sus desintegraciones generan fotones de energía 1434,06 KeV, próxima a E_{20} del ^{148}Pm .

Procediendo de esta manera para la determinación de t_{20} , la calibración de ^{148}Pm deja de ser primaria, transformándose en secundaria; de todos modos se puede verificar la factibilidad de calibración del ^{148}Pm por coincidencia gamma-gamma en pico suma.

III- 4.2.2.2 DETERMINACION DE LOS PARAMETROS t_{20} Y e_{20}/t_{20} A PARTIR DE ^{52}V .

En base al espectro registrado del ^{52}V (Figura 15)⁵³, a su esquema de desintegración y al número de desintegraciones emitidas por la fuente, se calcularon t_{20} y e_{20}/t_{20} ; los valores involucrados son:

$$N = 5,76 \times 10^7 \text{ fotones gamma de } 1434,06 \text{ KeV (99,2\%)}$$

$$t_{20} = (1,711 \pm 0,002) \times 10^{-2}$$

$$e_{20}/t_{20} = (2,90 \pm 0,02) \times 10^{-1}$$

III- 4.2.2.3 CALCULO DEL NUMERO DE DESINTEGRACIONES TOTALES PARA LA FUENTE DE ^{148}Pm .

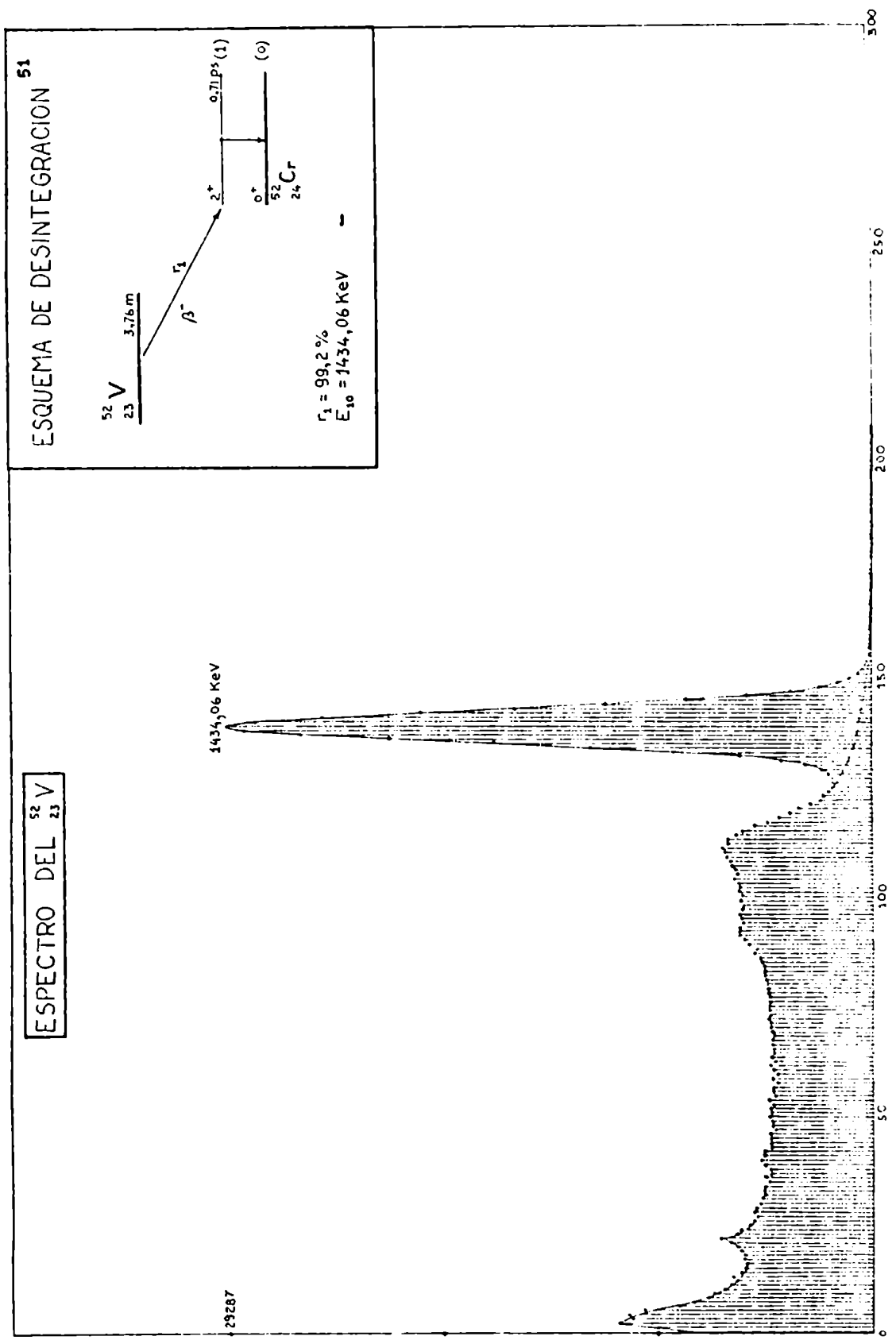


Figura 15

A partir del espectro del ^{148}Pm (Figura 14), se obtuvieron los siguientes parámetros y sus desviaciones standard:

$$R_{20} = 39.793 \pm 273$$

$$R_{21} = 43.864 \pm 287$$

$$R_{10} = 120.847 \pm 476$$

$$T = 459.170 \pm 678$$

Por otro lado se calcularon la correlación angular media y la absorción debida al espesor de berilio interpuesto ($1,18 \text{ g/cm}^2$), resultando:

$$W = 0,786 \pm 0,007$$

$$a = 0,932 \pm 0,009$$

Luego, el área total corregida por el factor de absorción a es:

$$T_{(a)} = 492.672 \pm 727$$

Procediendo a introducir los valores de R_{20} , R_{21} , R_{10} , $T_{(a)}$, W , a , r_0 , r_2 y p_{20} en las ecuaciones correspondientes, como lo hecho para el ^{47}Ca , se determinó el número total de desintegraciones y su desviación standard, siendo éste:

$$N_0 = (3,40 \pm 0,06) \times 10^7 \text{ desintegraciones}$$

El valor indicado por Heath es de $7,74 \times 10^6$ rayos gamma de 1465,1 KeV emitidos. Esa radiación de ^{148}Pm corresponde al $0,35 \times 0,64 \times 100 = 22,4 \%$ de las desintegraciones; luego, el número total de desintegraciones es:

$$N (\text{Heath}) = 3,46 \times 10^7 \text{ desintegraciones}$$

La diferencia encontrada entre el valor calculado y el de Heath resulta entonces de $-1,76 \%$.

III- 5.0.0.0 EXPERIENCIAS CON CRISTALES DE Ge (Li).III- 5.1.0.0 CONSIDERACIONES GENERALES.

Esta sección está constituida por experiencias en las que se han determinado actividades absolutas de fuentes de ^{22}Na y ^{60}Co , utilizando dos cristales de Ge (Li) en geometría 4π .

La calibración de dichos nucleidos con $G \approx 4\pi$ está comprendida en los Casos A_2 y D_2 respectivamente de los desarrollos teóricos enunciados en la sección II-4.0.0.0.

Las expresiones que permiten calcular la actividad absoluta en esos casos son las siguientes:

Caso A_2 :

$$A_0 = \frac{1}{1 - q_0 + p_0 (q_1/p_1)} (T + \mathcal{R}) \quad (A_2-8)$$

$$\mathcal{R} = \frac{R_a R_{10}}{R_{a,10}} = \frac{R_{aa} R_{10}}{R_{aa,10}} \quad (A_2-7)$$

Caso D_2 :

$$A_0 = \frac{1}{1 - r_0} (T + \mathcal{R}) \quad (D_2-6)$$

$$\mathcal{R} = \frac{R_{21} R_{10}}{R_{20}} \quad (D_2-5)$$

Si bien estos radioisótopos ya han sido calibrados anteriormente por otros autores con $G \approx 2\pi$, de manera no muy exacta y despreciando la influencia de la correlación angular, la geometría $\sim 4\pi$ ofrece la ventaja de que dicha correlación es muy cercana a la unidad, es decir que dos fotones en cascada estarán totalmente correlacionados.

Por otro lado, trabajando con un multicanal en el modo coincidencia, se puede obtener el espectro correspondiente al pico suma y así se puede restar dicho espectro del espectro total.

Es bien conocida además la excelente resolución de los detectores de Ge (Li); en base a ello se puede suponer que las áreas de los picos se podrán calcular de manera más exacta que con cristales de Na I (Tl), lo que permitirá ganar en precisión en la calibración de nucleidos por el método del pico suma.

Los resultados que se darán más adelante constituyen una muestra de la conveniencia de este arreglo experimental para la calibración absoluta de fuentes radiactivas.

Al igual que en las experiencias con cristales de Na I (Tl), las determinaciones por conteo de coincidencia gamma-gamma en pico suma estarán acompañadas por determinaciones por conteo de coincidencia $4\pi\beta - \gamma$ con el objeto de comparar los resultados.

Las fuentes utilizadas fueron del tipo apto para calibración por conteo de coincidencia $4\pi\beta - \gamma$ (fuentes delgadas) y se prepararon según lo descrito en la sección II-4.1.4.0.

Para establecer una geometría $\sim 4\pi$ se ubicó la fuente a medir entre las superficies de dos detectores de Ge (Li) a modo de "sandwich".

Ciertos detalles del sistema de medición empleado serán dados en secciones posteriores; con respecto al sistema de coincidencia $4\pi\beta - \gamma$ no se describirá el mismo, dado que éste ya fue citado en la sección II-4.1.3.2.

III- 5.2.0.0 RESULTADOS Y COMENTARIOS.

TABLA 2

Nucleido	Fuente N°	$A_{\beta\gamma PS}$ (kBq)	$A_{4\pi\beta\gamma}$ (kBq)	Diferencia porcentual	Sistema de medición
^{22}Na	22090981	242,7+4,5	244,6+1,0	- 0,8	(c)
^{60}Co	60030981	9,94+0,06	10,00+0,04	- 0,6	(d)
	60090981	9,82+0,10	9,98+0,04	- 1,6	(d)

Los valores tabulados corresponden al promedio de series de mediciones y los errores indicados a la desviación standard de una medición.

A partir de los resultados de la TABLA 2 se puede deducir, que en promedio, la diferencia entre las actividades determinadas por conteo de coincidencia gamma-gamma en pico suma y las correspondientes por conteo de coincidencia $4\pi\beta - \delta$ es de un 1 %; dicha concordancia es sumamente aceptable teniendo en cuenta la gran exactitud del segundo de los métodos mencionados, que es del orden del 4%.

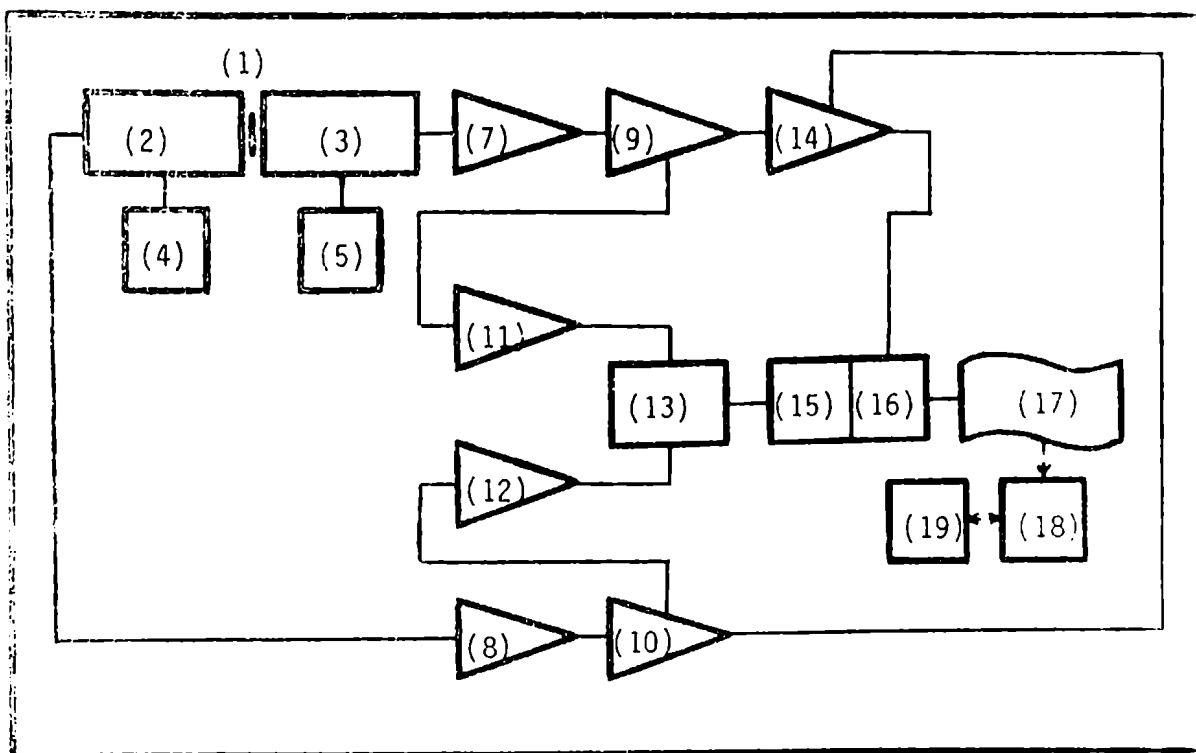
Queda entonces demostrado que es posible lograr una precisión satisfactoria en la calibración de nucleídos por conteo de coincidencia gamma-gamma en pico suma.

Si bien se ha debido trabajar con posibilidades experimentales un tanto limitadas, nada hace suponer que no se pueda alcanzar la misma precisión en la calibración de nucleídos que se ajusten o se aproximen en buena medida a alguno de los casos teóricos desarrollados en la sección II-4.0.0.0.

III- 5.3.0.0 SISTEMAS DE MEDICION

Los sistemas (c) y (d) difieren entre sí solamente en el amplificador sumador utilizado, los demás componentes son los mismos.

Un esquema del conjunto con la identificación de sus componentes puede verse en la Figura 16.



(1) Fuente radiactiva	(11) Analizador monocanal-conformador
(2) Detector de Ge (Li)	(12) Idem (11)
(3) Idem (2)	(13) Módulo de coincidencia
(4) Fuente de alta tensión	(14) Amplificador sumador
(5) Idem (4)	(15) Disparo del multicanal
(7) Preamplificador	(16) Multicanal
(8) Idem (7)	(17) Impresora
(9) Amplificador	(18) Computadora principal
(10) Idem (9)	(19) Computadora auxiliar

Figura 16: Esquema del sistema de coincidencia gamma-gamma en pico suana.

- (1) Fuente radiactiva, del tipo apto para calibración por conteo de coincidencia $4\pi\beta-\gamma$.
- (2) Detector con cristal de Ge (Li), marca Canberra, modelo 7229 P; con crióstato de nitrógeno líquido, marca Canberra, modelo 7600.
- (4) Fuente de alta tensión, marca Canberra, modelo 5001. Tensión de trabajo aproximadamente 3000 V.
La fuente es operable en el ámbito de tensión de 0 a \pm 5 KV, con una disponibilidad de corriente de 0 a 100 μ A y muy bajo ruido.
- (7) Preamplificador sensible a carga, marca Canberra, modelo 2001, apto para detectores de Ge (Li) por su alta impedancia de entrada lograda a través de un transistor de efecto de campo, diseñado para espectrometría gamma de alta resolución. El factor interno de conversión se seleccionó en 100 mV/MeV.
- (9) Amplificador de señal, marca Ortec, modelo 570; posee un muy buen desempeño para variadas velocidades de conteo y amplio ámbito de ganancia; presenta además bajo ruido y se adapta a distintos propósitos espectrométricos.
- (11) Analizador de altura de pulsos monocanal-conformador, marca Canberra, modelo 2036 A.
- (13) Módulo de coincidencia, marca Canberra, modelo 1446.

- (14) Amplificador sumador: (c) marca Canberra, modelo 1465 A; (d) marca Ortec, modelo 433 A.
Provee una salida de señal de 0 a 10 V que es la suma algebraica de las señales de entrada.
- (15) Disparo del multicanal (compuerta). Se utiliza con el multicanal en el modo coincidencia.
- (16) Analizador de altura de pulsos multicanal, marca Canberra, modelo 8100. La conversión se ganancia utilizada para el ADC fue de 1024 canales, el discriminador inferior se fijó en 0 y el superior en 10 divisiones.
- (17) Ya descrito en III-4.1.3.1.
- (18) Idem (17)
- (19) Idem (17)

CAPITULO IV

CAPITULO IV

CONCLUSIONES Y COMENTARIOS FINALES

Este trabajo ha pasado revista al problema general de la determinación primaria de la actividad de radionucleídos y los distintos procedimientos creados para resolverlo; entre éstos se ha considerado en detalle el método de coincidencia gamma-gamma en pico suma.

Este último procedimiento, introducido originalmente por Brinkman y Aten en 1962-1963 y desarrollado posteriormente por otros investigadores, ha sido estudiado en el presente trabajo teóricamente y experimentalmente, buscando extender su ámbito de aplicación al mayor número posible de radionucleídos. Con este fin se han discutido diversos esquemas de desintegración y deducido las ecuaciones que corresponden a aplicar en cada caso.

Los resultados logrados han sido sometidos a prueba experimental, en parte por experimentos realizados por el autor de esta tesis y en parte utilizando datos detallados de experimentos conducidos por R. Heath para Phillips Petroleum Company, bajo contrato con la Comisión Nacional de Energía Atómica de los Estados Unidos de Norteamérica. Mediante este recurso fue posible, por lo tanto, lograr resultados de base experimental para nucleídos que no se podían obtener prácticamente en nuestro medio.

Los experimentos propios se realizaron utilizando dos tipos diferentes de detectores de rayos gamma; por una parte con cristal de Na I (Tl) que posee elevada sensibilidad y por otra parte con cristal de Ge (Li) de muy elevada resolución.

Los diferentes casos estudiados corresponden cada uno de ellos a un esquema de desintegración particular y a determinada geometría fuente-detector; así se han deducido las expresiones que permiten calcular la actividad absoluta para nucleídos que decaen por desintegración beta positiva pura, beta positiva acompañada por rayos gamma, captura electrónica acompañada de cascadas de rayos gamma en coincidencia, beta positiva combinada con captura electrónica acompañadas o no, según el caso, por fotones en coincidencia y beta

negativa acompañada por fotones en coincidencia.

Las configuraciones geométricas estudiadas fueron las que generalmente se utilizan en la práctica: $G \leq 2\pi$ para cristales planos; $2\pi < G < 4\pi$ para cristales con pozo y $G \approx 4\pi$ para dos cristales planos enfrentados.

T A B L A 3

N°	Nucleído	Fuente N°	Método de coincidencia		Dif.	Cristal	Dim.	G
			$\gamma\gamma$ ps	$4\pi\beta-\gamma$				
1	^{60}Co	60161178	(30,7+0,6)kBq	(30,0+0,1)kBq	+2,3	NaI(Tl)	4"x4"	2π
2	^{60}Co	60271178	(266,3+5,3)kBq	(264,5+1,1)kBq	+0,7	NaI(Tl)	4"x4"	2π
3	^{60}Co	60281178	(13,9+0,3)kBq	14,39+0,06)kBq	+3,5	NaI(Tl)	4"x4"	2π
4	^{60}Co	60300179	(206,6+6,2)kBq	(207,0+0,8)kBq	-0,2	NaI(Tl)	3"x3"	$\leq 4\pi$
5	^{22}Na	22300179	(57,0+1,8)kBq	(58,1+0,3)kBq	-1,9	NaI(Tl)	3"x3"	$\leq 4\pi$
6	^{47}Ca	47020464	(1,29+0,05) $\times 10^8$	1,25 $\times 10^8$ des.*	+3,1	NaI(Tl)	3"x3"	$< 2\pi$
7	^{148}Pm	148210961	(3,40+0,06) $\times 10^7$	3,46 $\times 10^7$ des.**	-1,8	NaI(Tl)	3"x3"	$< 2\pi$
8	^{22}Na	22090981	(242,7+4,5)kBq	(244,6+1,0)kBq	-0,8	Ge(Li)	3"x3"	$\approx 4\pi$
9	^{60}Co	60030981	(9,94+0,06)kBq	10,00+0,04)kBq	-0,6	Ge(Li)	3"x3"	$\approx 4\pi$
10	^{60}Co	60090981	(9,82+0,10)kBq	(9,98+0,04)kBq	-1,6	Ge(Li)	3"x3"	$\approx 4\pi$

(*) Estos valores corresponden a los indicados por Heath, y según dicho autor fueron obtenidos por coincidencia beta-gamma.

En la Tabla 3 se han agrupado los resultados obtenidos en las distintas experiencias; a partir de ellos se puede estimar que la concordancia promedio alcanzada entre el método de coincidencia gamma-gamma en pico suma y el método de coincidencia $4\pi\beta-\gamma$ para los nucleídos calibrados, se ubica dentro del intervalo $\pm 2,5\%$ para cristales de Na I (Tl) en geometría menor o igual que 2π ; $\pm 1,1$ para cristales de Na I (Tl) con pozo en geometría $\sim 4\pi$ y $\pm 1,0\%$ para dos cristales de Ge (Li) planos en geometría muy cercana a 4π estereoradianes respectivamente.

Si se comparan los resultados de las experiencias 4 y 5 con los de las experiencias 8,9 y 10, ambas llevadas a cabo en geometría

próxima a 4π , se concluye que son similarmente buenos tanto para cristales de Na I (Tl) como para cristales de Ge (Li). Para estos últimos quizás la concordancia alcanzable se puede bajar un orden de magnitud en la medida en que se pueda perfeccionar el cálculo de áreas de picos (resta del fondo Compton).

Con respecto a la geometría y por razones ya señaladas en algunas de las secciones de los capítulos precedentes, la geometría 4π es la que brinda mejores resultados.

Dado que el método de coincidencia gamma-gamma en pico suma ha sido ensayado por diferentes autores desde sus albores hasta la actualidad, es interesante comparar los resultados obtenidos por aquellos con los obtenidos por el autor de este trabajo. Por otro lado, los nucleídos calibrados por todos ellos no son los mismos y además las facilidades experimentales han mejorado en el transcurso del tiempo, de manera que se hará referencia exclusiva a las calibraciones de ^{60}Co siguiendo un orden cronológico.

En la TABLA 4 se pueden observar los resultados obtenidos por dos de dichos autores y los del presente autor, siguiendo similar metodología experimental.

TABLA 4

Autores	Método de coincidencia		Dif.	Dif.
	$\delta\delta$ ps	$4\pi\beta-\delta$	%	
G.A.Brinkman y colaboradores (1962-1965)	2,32	2,39	3,0	5,2
	2,58	2,39	7,4	
J.M.Hutchinson y colaboradores (1973)	1903	1901	0,1	0,1
	3411	3407	0,1	
E.A.Guevara (1978-1981)	9,82	9,98	1,6 ⁶	0,6
	9,94	10,00	0,6	
	206,6	207,0	0,2	

Para el propósito de comparar los mismos no es necesario expresar las unidades sino sus diferencias relativas.

Surge de la TABLA 4 que los resultados obtenidos por el autor se pueden calificar de muy buenos y que están dentro de lo previsto por tres razones: 1). al ser más recientes que los de Brinkman, responden tanto a una formulación teórica más precisa como a condiciones experimentales más apropiadas; 2). a pesar de ser posteriores a los de Hutchinson, no se pudo lograr obtener una geometría igual a 4π como la empleada por este investigador; 3). el orden de magnitud de las diferencias porcentuales promedio se aproxima al logrado por Hutchinson.

Como corolario de comentarios anteriores y a partir de los resultados generales obtenidos (TABLA 3), se puede afirmar que los factores que afectan la precisión del método son: a). formulación teórica adecuada; b). exactitud y reproducibilidad en el cálculo de áreas de picos; c). geometría fuente-detector que debe tender a 4π estéreo-radianes y d). disponibilidad de equipamiento nuclear moderno y de tecnología refinada para que las condiciones de medición sean óptimas.

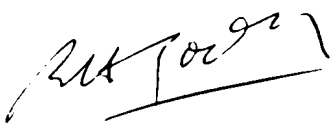
De los cuatro factores mencionados, el primero no es difícil de lograr; el segundo, con la ayuda de la computación es alcanzable a mediano plazo y los tercero y cuarto dependen de las facilidades disponibles.

En la actualidad, muchos de los laboratorios que realizan mediciones por espectrometría gamma pueden satisfacer apropiadamente los factores c). y d). citados; por lo tanto, el método de coincidencia gamma-gamma en pico suma permite que dichos laboratorios puedan efectuar determinaciones primarias de actividad sin la necesidad de contar con patrones y será particularmente útil cuando se trata de nucleídos de corta vida, para los cuales no existen patrones.

Desde otro punto de vista, el método de pico suma puede reemplazar a otros métodos primarios que presenten dificultades prácticas, ya que para los métodos de coincidencia β - γ , α - γ , etc se necesi-

tan varios días en la preparación de las fuentes, variación de la eficiencia, muchos conteos, gráficos, etc; en cambio con este método el resultado se obtiene más rápidamente y en muchos casos puede ser determinante de la elección del procedimiento si no se pretende alta precisión.

Por último, se puede agregar que este método y el equipamiento necesario para aplicarlo son versátiles, en el sentido de que pueden utilizarse también para otros fines, tal como espectrometría gamma.


R.H. RODRÍGUEZ PASQUÉS


Ernesto A. Guevara

BIBLIOGRAFIA

- 1.- W.J. PRICE
Nuclear Radiation Detection
Mc.Graw-Hill Book Company INC (2nd edition)
- 2.- R.T. OVERMAN and H.M. CLARK
Radio Techniques
Mc Graw-Hill Book Company INC
- 3.- G.A. BRINKMAN
Standardization of Radioisotopes by 4π (α, β) and 4π
(α, β) - γ
Counting Techniques with Liquid and Plastic Scintillation
Geboren Te Amsterdam
- 4.- A Handbook of Radioactivity Measurements Procedures
NCRP Report N°58; p.17 (1978)
- 5.- A.P. BAERG
The efficiency Extrapolation Method in Coincidence Count
Nuclear Instruments and Methods. V.112; pp.143-150 (1973)
- 6.- J. BRYANT
Anticoincidence Counting Method for Standardizing Radioactive
Materials.
I.J.A.R.I. V.13, pp.273-276 (1962)
- 7.- E.A. GUEVARA y E.D. COSTELLO
Detector proporcional 4π con campo eléctrico de simetría
axial.
CNEA-NT 1/84 (1984)
- 8.- A Handbook of Radioactivity Measurements Procedures
NCRP Report N°58; p.19 (1978)
- 9.- A. GANDY
Mesure Absolue de l'activité des Radionuclides par la
Méthode des coïncidences Béta-Gamma a l'aide de détecteur
de grande efficacité
Étude des coïncidences instrumentales.
I.J.A.R.I. V.11; pp.75-91 (1961)

- 10.- A Handbook of Radioactivity Measurements Procedures.
NCRP Report N° 58; p.69 (1978)
- 11.- E.G. ETLIS
Medición de actividades absolutas por métodos de coincidencias.
CNEA-Trabajo de Seminario; p.65 (1977)
- 12.- P.J. CAMPION
The Standardization of Radioisotopes by the Beta-Gamma coincidence Method Using High Efficiency Detectors.
I.J.A.R.I. V.4; pp.232-248 (1959)
- 13.- J. BRYANT
Coincidence Counting Correction for Dead-Time Loss and Accidental Coincidences.
I.J.A.R.I. V.14; pp.143-151 (1963)
- 14.- E.G. ETLIS
Medición de Actividades Absolutas por Métodos de Coincidencias.
CNEA-Trabajo de Seminario; p.18 (1977)
- 15.- L. GRIGORESCU
Accuracy of Coincidence Measurements
Nuclear Instruments and Methods. V.112; pp.151-155 (1973)
- 16.- E.G. ETLIS
Medición de Actividades Absolutas por Métodos de Coincidencias.
CNEA- Trabajo de Seminario; p.42 (1977)
- 17.- G.C. LOWENTHAL
The Correction for the Gamma Sensitivity of a 4π Coincidence Counter as a Function of the Gamma Discrimination Level Measured for Mn-54 and Co-60
I.J.A.R.I. V.20; pp.196-199 (1969)

- 18.- E.G. ETLIS
Medición de Actividades Absolutas por Métodos de Coincidencias.
CNEA-Trabajo de Seminario; p.43 (1977)
- 19.- A Handbook of Radioactivity Measurements Procedures.
NCRP Report N°58; p.79 (1978)
- 20.- J.P. PEROLAT
Some Special Problems in Coincidence Measurement.
Nuclear Instruments and Methods; V.112, pp.179-185 (1975)
- 21.- A Handbook of Radioactivity Measurements Procedures.
NCRP Report N°59; p.82 (1978)
- 22.- J. STEYN
Tracer Method for Pure Beta Emitter Measurement.
Nuclear Instruments and Methods; V.112, pp.157-163 (1975)
- 23.- A Handbook of Radioactivity Measurements Procedures.
NCRP Report N°58; p.87 (1978)
- 24.- G.A. BRINKMAN; A.H.W. ATEN Jr. and J.TH. VEENBOER
Absolute Standardization with a NaI (Tl) Crystal-I.
Calibration by Means of a Single Nuclide.
I.J.A.R.I. V.14; pp.153-157 (1963).
- 25.- G.A. BRINKMAN; A.H.W. ATEN Jr. and J.TH. VEENBOER
Absolute Standardization with a NaI (Tl) Crystal-II.
Determination of the Total Efficiency.
I.J.A.R.I. V.14; pp.433-467 (1963)
- 26.- G.A. BRINKMAN and A.H.W. ATEN Jr.
Absolute Standardization with a NaI (Tl) Crystal-III.
Calibration of β^+ Emitters.
I.J.A.R.I. V.14; pp.503-510 (1963)

- 27.- G.A. BRINKMAN; A.H.W. ATEN Jr. and J.TH. VEENBOER
Absolute Standardization with a NaI (Tl) Crystal-IV
Determination of the Photoelectric Efficiency
I.J.A.R.I. V.16; pp.15-18 (1965)

- 28.- J.S. ELDRIDGE and P. CROWTHER
Absolute Determination of I-125 in Clinical Applications
Nucleonics. V.22 N°6; pp.56-59 (1964)

- 29.- L.G. SUTHERLAND and J.D. BUCHANAN
Error in the Absolute Determination of Desintegration
Rates of Extended Sources by Coincidence Counting with
a Single Detector. Application to I-125 and Co-60.
I.J.A.R.I. V.18; pp.786-787 (1967)

- 30.- J.M.R. HUTCHINSON; W.B. MANN and P.A. MULLEN
Sum-peak Counting with two Crystals
Nuclear Instruments and Methods. V.112; pp.187-196 (1973)

- 31.- A Handbook of Radioactivity Measurements Procedures.
NCRP Report N°58; p.86 (1978)

- 32.- K.J. VAN DAMME
A Disregarded Geometrical Effect on an Elegant Method to
Measure the Activity of a Radio-Isotope Emitting Two
 γ -Rays in cascade.
I.J.A.R.I. V.28; p.675 (1977)

- 33.- P.L. MEYER
Probabilidad y Aplicaciones Estadísticas
Departamento de Matemáticas-Washington State University

- 34.- A.J. GESINO
Detectores Semiconductores para Radiación Nuclear.
(Monografía)
Cátedra de Radioquímica y Química Nuclear-Facultad de
Ciencias Exactas y Naturales - Universidad de Buenos
Aires.

- 35.- I. TOROK; I.URAY; P.BORNEMISZA-PAUSPERTL and P.KOVACS
Getting Coincidence Information from Analysis of Sum
Peaks in Single Ge (Li) Spectra.
Test, Evaluation and Improvement of the Method.
I.J.A.R.I. V.32; p.785 (1981)
- 36.- R.L. HEATH
Scintillation Spectrometry Gamma-Ray Spectrum Catalog.
(2nd. Edition)
- 37.- A.L. STANDFORD Jr. and W.K. RIVERS Jr.
Angular Correlation and Angular Distribution Attenuation
Coefficients.
The Review of Scientific Instruments. V.30; p.719 (1959)
- 38.- A.L. STANDFORD Jr. and W.K. RIVERS Jr.
Efficiencies of Sodium Iodide Crystals
The Review of Scientific Instruments V.29; p.406 (1958)
- 39.- W.F. MILLER; J.REYNOLDS and W.J. SNOW
Efficiencies and Photofractions for Sodium-Iodide Crystals
The Review of Scientific Instruments V.28; p.717 (1957)
- 40.- D.R. HAMILTON
Polarization and Direction of Propagation of Successive
Quanta.
Physical Review. V.74; pp.782-788 (1948)
- 41.- M.E. ROSE
The Analysis of Angular Correlation and Angular Distribu-
tion Data.
Physical Review. V.91; pp.610-615 (1953)
- 42.- D.L. FALKOFF
On the γ - γ -Correlation with Higher Multipoles
Physical Review. V.82; p.981 (1951)

- 43.- D.L. FALKOFF and G.E. UHLENBECK
On the Directional Correlation of Successive Nuclear Radiations.
Physical Review. V.79; p.323 (1950)
- 44.- C.N. YANG
On the Angular Distribution in Nuclear Reactions and Coincidence Measurements.
Physical Review V.74; p.765 (1948)
- 45.- E.L. BRADY and M. DEUTSCH
Angular Correlation of Successive Gamma-Ray Quanta.
Physical Review V.74; p.1541L (1948)
- 46.- E.L. BRADY and M. DEUTSCH
Angular Correlation of Successive Gamma-Ray
Physical Review V.78; p.558 (1950)
- 47.- C. COLAS et A. RYTZ
La Résistance électrique des Supports et des Sources Utilisés dans le comptage $4\pi\beta-\gamma$
BIPM Rapport N°71-1
- 48.- R.L. HEATH
Scintillation Spectrometry-Gamma-Ray Spectrum Catalog.
(2nd) Edition V.1. (2); p.18, Appendix-IV.
- 49.- R.L. HEATH
Scintillation Spectrometry Gamma-Ray Spectrum Catalog.
(2nd. Edition) V.1 (2); p.42, Appendix-IV.
- 50.- R.L. HEATH
Scintillation Spectrometry Gamma-Ray Spectrum Catalog.
(2nd.Edition) V.1 (2); p.13, Appendix- .
- 51.- C.M. LEDERER and V.S. SHIRLEY
Table of Isotopes (Seventh Edition)
- 52.- R.L. HEATH
Scintillation Spectrometry Gamma-Ray Spectrum Catalog.
(2nd.Edition) V.1 (2); p.196, Appendix-IV.

53.- R.L. HEATH

Scintillation Spectrometry Gamma-Ray Spectrum Catalog
(2nd. Edition) V. 1 (2); p.50, Appendix-IV.

APENDICE I

$$(1) A_1 + A_2 - A_1A_2 = 1 - (1 - A_1)(1 - A_2)$$

$$(2) A_1 + A_2 + A_3 - A_1A_2 - A_1A_3 - A_2A_3 + A_1A_2A_3 = 1 - (1 - A_1)(1 - A_2)(1 - A_3)$$

$$(3) A_1 + A_2 + A_3 + A_4 - \dots - A_1A_2A_3A_4 = 1 - (1 - A_1)(1 - A_2)(1 - A_3)(1 - A_4)$$

$$(4) A_1 + \dots + A_N - \sum_{\substack{i \neq j \\ i < j}} A_iA_j + \sum_{\substack{k \neq l \neq m \\ k < l < m}} A_kA_lA_m - \dots + (-1)^{N+1} \prod_{i=1}^N A_i = 1 - \prod_{i=1}^N (1 - A_i)$$

$$(5) 2A - A^2 = 1 - (1 - A)^2 \quad (\text{Surge de (1) para } A_1=A_2)$$

$$(6) A_1 - A_2 - aA_1A_2 = [1 - (1 - aA_1)(1 - aA_2)]/a$$

$$(7) A_1 + 2A_2 - 2A_1A_2 - A_2^2 + A_1A_2^2 = 1 - (1 - A_1)(1 - A_2)^2 \quad (\text{Surge de (2) para } A_2=A_3)$$

$$(8) A = [1 - (1 - aA)]/a$$

- 114 -
APENDICE II

Casos	Nucleído	Período	%	Casos	Nucleído	Período	%
A ₁ A ₂	²¹ Na	22,47 s	100	C ₁	¹⁴⁰ Pm	9,2 s	99,1
	²³ Mg	11,3 s	100		¹⁴² Pm (?)	40,5 s	99,65
	⁴² Ti	0,20 s	99		¹⁴² Eu (?)	2,4 s	99,8
	⁴³ Sc	3,89 h	100		¹⁴⁴ Eu (?)	10,2 s	100
	⁶⁸ Ga	69,1 m	99,8		¹⁵⁴ Ho (?)	12 m	99,4
	⁷⁸ Br	6,46 m	99	C ₂	²² Mg	3,86 s	99,8
	⁸² Rb	1,25 m	99		^{54m} Co	1,46 m	100
	⁸⁴ Y	4,6 s	100		¹⁴⁷ Tb (?)	1,6 h	93
	⁹⁰ Tc	7,9 s	100	D ₁ D ₂	⁴⁶ Sc	83,8 d	100
¹¹⁷ Sb	2,80 h	99,1	⁴⁸ Cr		21,56 h	100	
B ₁	¹⁰ C	19,2 s	99,99		⁵² Ti (?)	1,7 m	100
	¹⁸ Ne	1,67 s	100		⁵⁴ Co	0,3 s	100
	⁴⁹ Cr	41,9 m	100		⁵⁷ Cr	5,9 m	100
	¹⁰⁸ Sb	7,0 s	100		⁶⁰ Co	5,2719 a	100
	¹¹⁶ I (?)	2,9 s	100		⁷⁹ Ge	42 s	100
¹²⁴ Cs (?)	31 s	100	⁹⁴ Nb		2,0x10 ⁴ a	100	
B ₂	²⁶ Al (?)	7,2x10 ⁵ a	99,7		⁹⁸ Tc	4,2x10 ⁶ a	100
B ₃	¹⁰ C	19,2 s	99,99		¹¹¹ In	2,83 d	99,99
	¹⁵² Ho	2,4 m	98	¹¹⁷ In	42 m	99,8	
C ₁	⁶³ Zn (?)	38,1 m	98,4	¹¹⁹ In	2,1 m	99,6	
	⁶⁹ Se	27,4 s	100	¹⁵⁰ Pr	6,2 s	(?)	
	⁸⁰ Rb	34 s	100	E ₁ E ₂	²¹ F	4,32 s	100
	⁹⁸⁹ Rh (?)	8,7 m	100		²⁷ Mg	9,46 m	100
	¹²⁸ Cs (?)	3,6 m	98,4		⁴⁴ Ar (?)	11,9 m	100

Casos	Nucleído	Período	%	Casos	Nucleído	Período	%
E ₁ E ₂	⁴⁷ Ca	4,536 d	100	G ₁	^{54m} Cb	1,46 m	100
	⁵¹ Ti	5,80 m	100		⁵⁸ Cu	3,20 s	99,9
	⁵³ V	1,6 m	100		⁵⁹ Cu	82 s	100
	^{92m} Nb	10,15 d	99,9		⁶³ Ga	32 s	99,8
	¹²⁸ I	24,99 m	99,9		⁶⁸ As	2,6 m	100
	¹⁴⁸ Pm	5,37 d	99,4		⁷² Br	1,31 m	99,7
G ₁	³⁰ S	1,2 s	100	⁸⁰ Rb	34 s	100	
	³² Cl	298 ms	99,7	G ₂	⁷⁰ Se	41,1 m	99,7
	³⁶ K	0,34 s	100		¹⁰¹ Ag	10,8 m	99,7
	^{42m} Sc	62,0 s	100		¹¹⁴ Sb	3,5 m	100
	^{50m} Mn	1,74 m	100		¹⁵⁰ Ho	40 s	100

% : Indica el porcentaje de las desintegraciones que se ajusta a cada caso para un nucleído particular.

(?): Indica que la calibración para ese nucleído es dudosa.