

C.N.E.A. Biblioteca	
ARCHIVO PUBLICACIONES	
NO 1	AÑO 1969

07.69.06

EN-10/18

REPUBLICA ARGENTINA
COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA
DEPENDIENTE DE LA PRESIDENCIA DE LA NACION
GERENCIA DE ENERGIA

FUNDAMENTOS DE LA TEORIA Y DISEÑO DE MEDIDORES NUCLEARES DE
ESPESOR Y ASPECTOS ECONOMICOS DE SU APLICACION INDUSTRIAL

Antonio C. Castagnet
Departamento de Radioisótopos - División Aplicación

Buenos Aires - Junio 1969

REPUBLICA ARGENTINA
COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA
DEPENDIENTE DE LA PRESIDENCIA DE LA NACION
GERENCIA DE ENERGIA

FUNDAMENTOS DE LA TEORIA Y DISEÑO DE MEDIDORES NUCLEARES DE
ESPESOR Y ASPECTOS ECONOMICOS DE SU APLICACION INDUSTRIAL

Antonio C. Castagnet
Departamento de Radioisótopos - División Aplicación

Buenos Aires - Junio 1969

CONTENIDO

<u>SECCION</u>	<u>PAG.</u>
1.0.0 INTRODUCCION	2
2.0.0 METODO DE TRANSMISION	2
2.1.0 TEORIA DE MEDICION	3
2.1.1 Sensibilidad del método de transmisión	4
2.2.0 MEDIDA DE RECUBRIMIENTOS	6
3.0.0 METODO DE RETRODISPERSION	6
3.1.0 TEORIA DE MEDICION	6
3.2.0 APLICACION A LA MEDIDA DE RECUBRIMIENTOS	10
3.2.1 Sensibilidad del método de retrodispersión para medir recubrimientos	11
3.2.2 Medida de recubrimiento por fluorescencia de rayos X ..	11
4.0.0 SISTEMA DE MEDICION	16
4.1.0 MEDICION ABSOLUTA	16
4.2.0 MEDICION COMPARATIVA	17
4.2.1 Compensación nuclear	18
4.2.2 Compensación electrónica	19
5.0.0 CARACTERISTICAS DE LAS FUENTES UTILIZADAS	19
5.1.0 FUENTES ALFA	20
5.2.0 FUENTES BETA	22
5.2.1 Rango máximo y espesor medio	22
5.2.2 Coeficiente de atenuación de la radiación directa	23
5.2.3 Coeficiente de atenuación de la radiación retrodispersada	25
5.2.4 Características de las fuentes beta disponibles	26

<u>SECCION</u>	<u>PAG.</u>
5.3.0 FUENTES DE RADIACION ELECTROMAGNETICA	30
5.3.1 Fuentes gamma	30
5.3.2 Fuentes de radiación de frenado y de rayos X caracterís ticos	33
6.0.0 DISEÑO DE EQUIPOS	39
6.1.0 UNIDADES FUNCIONALES	39
6.1.1 Cabezal de medición	39
6.1.2 Estructura mecánica	40
6.1.3 Consola de control	40
6.1.4 Unidades de lectura y/o registro	41
6.1.5 Unidad de comando del movimiento	41
6.1.6 Unidad de control automático	41
6.2.0 PARAMETROS DE DISEÑO	42
6.2.1 Cálculo de la actividad de la fuente	42
6.2.2 Selección del detector	53
6.2.3 Geometría de medición	54
6.3.0 CALIBRACION	55
6.3.1 Medición absoluta	56
6.3.2 Medición comparativa	57
6.4.0 NORMALIZACION	60
7.0.0 CAMPOS DE APLICACION Y BENEFICIOS ECONOMICOS DE LOS CALIBRADORES NUCLEARES DE ESPESOR ..	61

Nota: Ilustraciones y gráficos al final del texto.

RESUMEN

En el presente informe se describen los fundamentos teóricos y prácticos del funcionamiento y diseño de calibradores de espesor basados en el uso de radioisótopos, incluyendo algunas referencias sobre los beneficios económicos derivados de su aplicación en diferentes tipos de industria.

Esta publicación no es sólo un trabajo de síntesis para reunir en un texto ordenado, la abundante pero dispersa bibliografía sobre el tema; en ella el autor ha intentado volcar sus conocimientos personales en la materia, adquiridos durante varios años de experiencia en el proyecto y construcción de calibradores nucleares de espesor para uso industrial.

El nivel al que han sido tratados los temas incluidos en el informe se eligió con la idea de satisfacer los siguientes requerimientos:

- 1) servir como texto para las clases correspondientes al Curso de Aplicación de Radioisótopos en Ingeniería e Industria dictado por la CNEA;
- 2) constituir una guía teórico-práctica efectiva de los fundamentos para el diseño y construcción de calibradores nucleares;
- 3) promover la fabricación y uso de tales equipos por parte de la industria argentina.

1.0.0 INTRODUCCION

En la producción continua de materiales en forma de láminas u hojas, se presenta la necesidad de medir durante el proceso mismo de fabricación, el espesor o peso por unidad de superficie con que van siendo elaborados dichos materiales. Esta medición puede tener un doble propósito: controlar la calidad del artículo manufacturado, o servir también de base para el control automático del proceso.

Existen varios métodos convencionales para resolver el problema de la medición continua de espesores.

Una forma de establecer una clasificación de tales métodos, sería en base a si el elemento sensor tiene o no contacto físico con el material a medir.

Indudablemente, la medición de espesor sin contacto, tiene apreciables ventajas respecto a los métodos que requieren "tocar" de alguna manera la lámina en movimiento. Estas ventajas se hacen más evidentes tratándose de productos con superficies abrasivas o pastosas, que se mueven a gran velocidad.

Compitiendo con los métodos ya establecidos de medición continua y sin contacto de espesor, surgieron los así llamados calibradores nucleares de espesor, basados en el uso de radioisótopos.

Estos equipos, cuya tecnología puede considerarse ampliamente desarrollada, ofrecen ventajas adicionales sobre los métodos anteriores: son instrumentos robustos, precisos, confiables, y se adaptan prácticamente a cualquier tipo de material y/o proceso. Además, y esto es muy importante para cierto tipo de industrias, los calibradores nucleares de espesor miden en realidad el peso por unidad de superficie de los materiales. Cuando la densidad del producto es constante, también lo es la relación entre espesor y peso por unidad de superficie.

En las secciones subsiguientes se describen los principios de funcionamiento, bases de diseño, características y aplicaciones de los calibradores nucleares de espesor.

2.0.0 METODO DE TRANSMISION

En el método de transmisión o atenuación de radiaciones, ilustrado en la Fig. 1, la intensidad de radiación medida a través de una lámina, es relacionada con el espesor o peso por unidad de superficie de la misma.

2.1.0 TEORIA DE MEDICION

Dicha relación está dada por la ley de atenuación exponencial (Fig. 2)

$$I = I_0 e^{-u x} \quad (1)$$

donde

I : intensidad de radiación medida a través de la lámina absorbente;

I_0 : intensidad de radiación medida sin absorbente;

u : coeficiente de atenuación lineal (cm^{-1});

x : espesor de la lámina (cm).

Las unidades de I e I_0 son iguales en ambos casos, y dependerán del sistema elegido para la detección y medida de las radiaciones.

La ec. 1 se aplica indistintamente para el estudio teórico de la medición de espesor por atenuación de partículas cargadas o de radiación electromagnética. Sólo que su validez está limitada en cada caso, a cierta escala de espesores que dependen de los materiales que se miden, y de las fuentes radiactivas utilizadas.

En la realidad, el haz de radiaciones esquematizado en la Fig. 2, intercepta una área definida de la lámina interpuesta, y su atenuación va a depender de la cantidad de átomos del material presentes en el volumen de la lámina, determinado por la proyección de dicha área desde la fuente radiactiva. Aunque esos átomos estén más o menos comprimidos, es decir, aunque representen menor o mayor espesor de material, la atenuación va a seguir siendo la misma, en tanto y en cuanto la cantidad de átomos "detrás" del área intersectada por el haz, no varíe.

En consecuencia, resultará más adecuado expresar la atenuación, no ya en función del espesor del material, sino en función de su masa (cantidad de átomos) por unidad de superficie.

Si se multiplica el espesor x de una lámina por la densidad p del material que la constituye, se tendrá su peso m por unidad de superficie.

$$x (\text{cm}) \cdot p (\text{g/cm}^3) = m (\text{g/cm}^2) \quad (2)$$

El peso por unidad de superficie, que se suele llamar densidad superficial y también "gramaje" (en la industria del papel), se usa generalmente en lugar del espesor, para el estudio y trazado de las curvas de atenuación.

Multiplicando y dividiendo el exponente de la ec. 1 por la densidad p del material, se obtiene:

$$I = I_0 e^{-\frac{u}{\rho} \cdot x \cdot \rho} = I_0 e^{-u' m} \quad (3)$$

donde

$u' = u/\rho$: coeficiente másico de atenuación (cm^2/g);

m : densidad superficial o gramaje (g/cm^2).

En la ec. 3, el coeficiente másico de atenuación u' , es independiente de la densidad del material absorbente, a diferencia de lo que ocurre con el coeficiente lineal u .

2.1.1 Sensibilidad del método de transmisión

Dentro del dominio de aplicación de la ley exponencial para distintos materiales absorbentes y fuentes radiactivas, se puede estudiar teóricamente el proceso de medición, para determinar sus condiciones óptimas.

De la ec. 1 se observa que a una variación pequeña $\pm \Delta x$ del espesor, corresponde una variación ΔI en la intensidad de radiación medida a través de la lámina, que vale:

$$\Delta I = \pm u I_0 e^{-u x} \Delta x \quad (4)$$

El valor de ΔI se puede expresar también en función de una variación relativa $\pm \Delta x/x$ del espesor:

$$\Delta I = \pm u I_0 e^{-u x} \frac{\Delta x}{x} \cdot x \quad (5)$$

Cuanto mayor sea ΔI para un dado $\Delta x/x$, tanto más sensible será el sistema de medición.

Por lo tanto, se puede definir la sensibilidad S como la relación entre ΔI y $\Delta x/x$, es decir:

$$S = \frac{\Delta I}{\Delta x/x} = u x I_0 e^{-u x} \quad (6)$$

La ec. 6 pone de relieve, los factores que afectan la sensibilidad intrínseca del proceso de medida de espesor por atenuación exponencial de radiaciones.

Una forma inmediata de aumentar la sensibilidad, es incrementando I_0 , lo que equivale a aumentar la actividad de la fuente radiactiva.

Sin embargo, para cualquier valor de I_0 , también hay una relación entre u y x que hace máxima la sensibilidad S .

Interesa conocer esa relación, por ser una de las bases de cálculo normalmente utilizadas en el diseño de calibradores de espesor.

Para obtener una expresión de la sensibilidad, independiente de la actividad de la fuente, dividimos S por I_0 en ec. 6:

$$S_n = \frac{S}{I_0} = ux \cdot e^{-ux} \quad (7)$$

S_n , que denominaremos "sensibilidad normalizada", es sólo función del producto (ux). En la Fig. 3 se ha representado gráficamente:

$$S_n = f(ux).$$

Se observa que, efectivamente, ocurre un máximo de S_n entre $0 < ux < \infty$. El valor de ux correspondiente al máximo de S_n puede obtenerse directamente de la curva, o calcularse teóricamente mediante la ecuación:

$$\frac{d S_n}{d (ux)} = 0 \quad (8)$$

Resulta así $ux = 1$, como una de las condiciones de óptimo diseño.

Si lo que se quiere es medir con máxima sensibilidad variaciones de espesor alrededor de un determinado valor nominal x_n , deberá elegirse un radioisótopo tal, que su coeficiente u de atenuación en el material de la lámina sea:

$$u_{\text{ópt}} = \frac{1}{x_n} \quad \text{cm}^{-1} \quad (9)$$

En la práctica, se admite bastante flexibilidad en el valor que puede tener el producto ux , ya que, como veremos, en la Sección 3.2.0, hay un criterio de diseño basado en el mínimo error estadístico para el cual $ux = 2$.

Además, por razones económicas, el mismo equipo debe servir para la medición de la amplia escala de espesores o gramajes, generalmente procesados por la misma máquina. En general será aceptable la relación $0,3 \leq ux \leq 3$.

Las definiciones y conclusiones respecto a la sensibilidad derivadas a partir de la ec. 1, son también aplicables a la ec. 3, en términos del coeficiente másico de atenuación u' y de la densidad superficial o gramaje m .

2.2.0 MEDIDA DE RECUBRIMIENTOS

La medida de recubrimientos por el método de transmisión, se obtiene por diferencia entre las lecturas sucesivas de equipos que miden continuamente el espesor del material antes y después de colocado el recubrimiento, como se ilustra esquemáticamente en la Fig. 4.

Si el espesor del material base no varía, o si sus variaciones normales representan un pequeño porcentaje del producto final, bastará con la indicación de un solo equipo, el segundo de la Fig. 4, para medir o controlar el espesor o gramaje del recubrimiento.

Tal es, típicamente, el caso de la medición del peso por unidad de superficie de los recubrimientos plásticos, durante la fabricación de telas vinílicas.

La medida del espesor o densidad superficial de recubrimientos por el método de transmisión, tiene las desventajas de que requiere en general dos o más equipos, y de que la lectura diferencia resulta de mediciones efectuadas en distintas zonas de la lámina en movimiento.

Además, cuando la densidad superficial del recubrimiento aplicado es sólo una pequeña fracción de la densidad superficial del producto base, (como ocurre en los revestimientos galvánicos o electrolíticos de metales), la medición por diferencias da lugar a errores intolerables en la práctica.

En estos casos conviene recurrir a los métodos de retrodispersión de radiaciones que se describen en la Sección 3.2.0.

3.0.0 METODO DE RETRODISPERSION

En el método de retrodispersión, la fuente radiactiva y el detector están ubicados del mismo lado o semi-espacio, respecto a la lámina que se mide, tal como se muestra esquemáticamente en la Fig. 5.

A igualdad de otros factores, la intensidad I de radiación retrodispersada, dependerá del espesor o densidad superficial de la lámina, al menos dentro de cierta escala de variación de dichos parámetros.

3.1.0 TEORIA DE MEDICION

Partiendo de la hipótesis de que tanto la radiación directa que incide y penetra en la materia, como la que es dispersada por ella en todas direcciones, son atenuadas siempre en forma exponencial, se puede elaborar una teoría del proceso

de medición de espesores por retrodispersión, aplicable indistintamente a los diferentes tipos de radiación y materiales. Nos referiremos para ello a la Fig. 6.

Si sobre la superficie de una lámina de espesor x incide un haz de radiación de intensidad I_0 (partículas o fotones por segundo), la intensidad I_l que llega a la profundidad z será

$$I_l = I_0 e^{-u z} \quad (10)$$

donde:

u : coeficiente de atenuación lineal para la radiación directa, en el material de la lámina (cm^{-1}).

En el recorrido dz será removida del haz y desviada hacia el detector, la intensidad:

$$dI_l = C_r I_l dz \quad (11)$$

donde:

C_r : coeficiente de retrodispersión (cm^{-1}), -depende del material y del tipo de radiación-, que expresa la probabilidad por unidad de recorrido, de que una partícula o fotón sea retrodispersada hacia el detector, es decir, desviada 180 grados dentro de un pequeño ángulo sólido.

La radiación retrodispersada, que tendrá en general menor energía que la radiación directa, será atenuada a su vez por el espesor z en su camino hacia el detector, de modo que la fracción que realmente se detecta valdrá:

$$dI = dI_l e^{-\lambda z} \quad (12)$$

donde:

λ : coeficiente de atenuación lineal para la radiación retrodispersada (cm^{-1}).

Combinando las ecuaciones 10, 11 y 12 se obtiene:

$$dI = C_r I_0 e^{-(u + \lambda) z} \cdot dz \quad (13)$$

que integrada entre 0 y x da:

$$I = \frac{C_r I_0}{u + \lambda} \left[1 - e^{-(u + \lambda) x} \right] \quad (14)$$

Si el producto:

$$(u + \lambda) \cdot x \gg 1$$

resulta:

$$e^{-(u + \lambda) x} \ll 1$$

y la ec. 14 se transforma:

$$I_s \simeq \frac{C_r I_o}{u + \lambda} \quad (15)$$

donde:

I_s : intensidad de retrodispersión a saturación, o para espesor "infinito".

Prácticamente el espesor "infinito" se alcanza cuando $(u + \lambda) x = 3$, es decir: $x_s \simeq 3/(u + \lambda)$.

Definiendo el coeficiente:

$$C = \frac{I_s}{I_o} = \frac{C_r}{u + \lambda} \quad (16)$$

podemos escribir la ec. (14) como:

$$I = I_s \left[1 - e^{-(u + \lambda) x} \right] \quad (17)$$

$$I = C I_o \left[1 - e^{-(u + \lambda) x} \right] \quad (18)$$

Si se expresa la intensidad de radiación retrodispersada, como fracción de la retrodispersión a saturación:

$$\frac{I}{I_s} = 1 - e^{-(u + \lambda) x} \quad (19)$$

y se la representa gráficamente en función de $(u + \lambda) \cdot x$, se obtiene una curva como la ilustrada en la Fig. 7.

Hay fórmulas empíricas y tablas que permiten calcular con cierta aproximación los valores de los coeficientes que intervienen en las ecuaciones vistas, tanto

para radiación beta como para radiación gamma, pero, en general, será preferible determinar las constantes de la ec. 15, mediante simples experimentos que reproduzcan las características y la geometría del sistema fuente-detector-reflector.

Con tal fin la ec. 15 puede asimilarse a la forma:

$$I = a (1 - e^{-bx}) \quad (20)$$

Los coeficientes a y b se determinan experimentalmente, trazando una curva de retrodispersión.

3.1.1 Sensibilidad del método de retrodispersión

La variación ΔI para una variación fraccionaria $\pm \Delta x/x$ pequeña, es, de acuerdo a la ec. 14:

$$\Delta I = \pm C_r I_0 \frac{\Delta x}{x} \cdot x \cdot e^{-(u+\lambda)x} \quad (21)$$

La sensibilidad del proceso de medición será:

$$S = \frac{\Delta I}{\Delta x/x} = x C_r I_0 e^{-(u+\lambda)x} \quad (22)$$

y la sensibilidad normalizada respecto a I_0 :

$$S_n = \frac{S}{I_0} = x C_r e^{-(u+\lambda)x} \quad (23)$$

Haciendo:

$$\frac{d S_n}{d x} = 0$$

puede demostrarse que S_n será máximo cuando se cumple la relación:

$$(u + \lambda) x = 1 \quad (24)$$

Por consideraciones similares a las hechas en la sección 2.1.1, la condición de diseño del sistema será tal que

$$0,3 \leq (u + \lambda) x \leq 3 \quad (25)$$

3.2.0 APLICACION A LA MEDIDA DE RECUBRIMIENTOS

Sean una fuente radiactiva y un detector dispuestos para medir por retrodispersión, el espesor x de un recubrimiento aplicado sobre un material base de diferente naturaleza, y cuyo espesor se supone de saturación (Fig. 8).

La intensidad I de radiación retrodispersada, se compondrá de dos partes:

1) la radiación I_1 retrodispersada por el espesor del recubrimiento, que según ec. 19 vale:

$$I_1 = C_1 I_0 \left[1 - e^{-(u_1 + \lambda_1) x} \right] \quad (26)$$

2) la radiación I_2 que emerge del material base de "espesor infinito", luego de atravesar el recubrimiento:

$$I_2 = C_2 I_0 e^{-u_1 x} \cdot e^{-\lambda_2 x}$$
$$I_2 = C_2 I_0 e^{-(u_1 + \lambda_2) x} \quad (27)$$

($C_2 I_0 = I_s$ en el material base)

donde:

λ_2 : coeficiente lineal de atenuación de la radiación retrodispersada por el material base, en el recubrimiento (cm^{-1})

Sumando I_1 e I_2 se obtiene I :

$$I = C_1 I_0 \left[1 - e^{-(u_1 + \lambda_1) x} \right] + C_2 I_0 e^{-(u_1 + \lambda_2) x}$$
$$I = I_0 \left[C_1 - C_1 e^{-(u_1 + \lambda_1) x} + C_2 e^{-(u_1 + \lambda_2) x} \right] \quad (28)$$

La ec. 28 es la función de transferencia del proceso de medición de espesor de recubrimientos por retrodispersión.

Las conclusiones son igualmente válidas tratándose de la densidad superficial o gramaje. En tal caso x estaría medido en g/cm^2 , y los coeficientes u y λ en cm^2/g .

Nótese que la misma ecuación se aplicaría también a la medición de espesor de una lámina cuando ésta apoya sobre un rodillo (Fig. 9). En este caso el rodillo de apoyo sustituye al material base.

3.2.1 Sensibilidad del método de retrodispersión para medir recubrimientos

Usando la ec. 28 se puede calcular la sensibilidad del método de retrodispersión para medida de recubrimientos:

$$S = \left| \frac{\Delta I}{\Delta x/x} \right| = \left[I_0 \quad C_1 (u_1 + \lambda_1) e^{-(u_1 + \lambda_1)x} - C_2 (u_1 + \lambda_2) e^{-(u_1 + \lambda_2)x} \right] x \quad (29)$$

$$S_n = \left| \frac{\Delta I}{I_0 \Delta x/x} \right| = \left[C_1 (u_1 + \lambda_1) e^{-(u_1 + \lambda_1)x} - C_2 (u_1 + \lambda_2) e^{-(u_1 + \lambda_2)x} \right] \quad (30)$$

Como u , λ y C son funciones de la densidad p y del número atómico Z de los materiales, a medida que la composición química y la densidad del recubrimiento se aproximan a la del material base, ocurre que:

$$\lambda_1 \longrightarrow \lambda_2$$

$$C_1 \longrightarrow C_2$$

y en consecuencia la sensibilidad tiende a cero. Además si x es grande (espesor de saturación) la sensibilidad también se anula.

3.2.2 Medida de recubrimiento por fluorescencia de rayos X

En la atenuación de radiación electromagnética por efecto fotoeléctrico, el fotón desaparece, transfiriendo toda su energía al electrón del átomo con el cual interacciona (Fig. 10 a.).

El electrón es eyectado del átomo, con una energía cinética igual al exceso de la energía del fotón respecto al potencial de ionización de la capa correspondiente, y la vacante es llenada por un electrón de otra órbita más alejada del núcleo, con la emisión de radiación electromagnética, Fig. 10 b.

Este proceso se conoce con el nombre de fluorescencia.

La mayor probabilidad de interacción fotoeléctrica corresponde a electrones de las órbitas internas (capas K, L y M), y los fotones emitidos en este caso, durante el proceso de fluorescencia, se denominan rayos X característicos.

La razón de esta denominación es que dichos rayos tienen una energía perfectamente definida, que es característica del elemento que los emite, y cuyo valor es la diferencia de energías entre los niveles de transición. Así, si una vacante de la capa K (energía E_K) es llenada por un electrón de la capa L (energía E_L), la energía E_X del rayo X será:

$$E_X = E_K - E_L$$

La fluorescencia de rayos X se puede aplicar a la medición del espesor o la densidad superficial de una gran variedad de recubrimientos y materiales de base, particularmente en el caso de zinc sobre hierro, donde el uso de la retrodispersión beta tiene graves desventajas por la proximidad del número Z entre Fe y Zn (Sección 3.2.1, ec. 30) y por el efecto de la dureza superficial del hierro base la cual, según investigaciones relativamente recientes, influye en la retrodispersión beta.

En los métodos de medición basados en este principio, la radiación electromagnética de la fuente, se usa para excitar por fluorescencia la emisión X característica, ya sea del recubrimiento o del material base.

En el primer caso la intensidad de radiación X detectada, será proporcional al espesor del recubrimiento, siempre que éste sea menor que el espesor de saturación (Sección 3.2.1).

En el segundo caso, la radiación X generada en el material base, -cuyo espesor es de saturación-, es atenuada por el recubrimiento en su camino hacia el detector, y su atenuación da así una medida del espesor del recubrimiento.

En ambos casos conviene que el detector reciba y mida solamente la radiación X de la energía que interesa. Para ello se usan filtros en forma de láminas metálicas delgadas, antepuestas al detector, las cuales absorben selectivamente la radiación indeseable. También se emplean contadores proporcionales y de centelleo, que permiten discriminar los fotones detectados en base a sus energías.

Las técnicas de fluorescencia han sido incluidas aquí dentro de los métodos de retrodispersión, porque la geometría de medición es idéntica a la de aquellos. El estudio teórico del proceso, que se describe seguidamente, sigue también los lineamientos generales del método de retrodispersión, expuestos en las Secciones 3.1.0 y 3.2.0.

3.2.2.1 Excitación del recubrimiento: Se aplica a la medida de recubrimientos gruesos. La técnica, como se dijo, consiste en excitar el material del recubrimiento y medir la intensidad de radiación fluorescente producida, la cual está directamente relacionada con la cantidad de recubrimiento presente.

La teoría del método puede analizarse con ayuda de la Fig. 11.

Si I_0 es la intensidad del haz de radiación directa incidente sobre el recubrimiento, la intensidad I que llega hasta la profundidad z será: (ec. 1)

$$I = I_0 e^{-\mu_{10} z} \quad \text{fotones/s} \quad (31)$$

μ_{10} : coeficiente lineal de atenuación en el recubrimiento de la radiación directa (cm^{-1})

En el recorrido dz se excitan y dirigen al detector:

$$dI_1 = \phi_1 I dz \frac{\text{rayos } X_1}{s} \quad (32)$$

donde:

ϕ_1 : coeficiente de fluorescencia (capas K y L) para la radiación excitante en el material del recubrimiento. Expresa la probabilidad, por unidad de recorrido, de que un fotón sea absorbido, excitando un rayo X_1 característico en dirección al detector, es decir aproximadamente a 180 grados respecto a la dirección del fotón original (rayo X/cm . fotón).

Los rayos X_1 fluorescentes que se dirigen al detector, son atenuados a su vez por el espesor z del recubrimiento, de modo que la intensidad finalmente detectada será:

$$dI = dI_1 e^{-u_{11} z} \frac{\text{rayos } X_1}{s} \quad (33)$$

donde:

u_{11} : coeficiente lineal de atenuación en el recubrimiento de la radiación fluorescente excitada en el recubrimiento (cm^{-1}).

Combinando las ec. 31 y 32 en la ec. 33:

$$dI = \phi_1 I_0 e^{-(u_{10} + u_{11}) z} dz \frac{\text{rayos } X_1}{s} \quad (34)$$

Integrando desde $z = 0$ a $z = x$:

$$I = \frac{\phi_1 I_0}{u_{10} + u_{11}} \left[1 - e^{-(u_{10} + u_{11}) x} \right] \frac{\text{rayos } X_1}{s} \quad (35)$$

Cuando $e^{-(u_{10} + u_{11}) x} \ll 1$, se detectará la máxima intensidad I_{s1} (saturación):

$$I_{s1} = \frac{\phi_1 I_0}{u_{10} + u_{11}} \frac{\text{rayos } X_1}{s} \quad (36)$$

Prácticamente este valor se obtiene cuando:

$$(u_{10} + u_{11}) x \simeq 3$$

de modo que el espesor "infinito" o de saturación es:

$$x_{s1} \approx \frac{3}{u_{10} + u_{11}}$$

Reemplazando ec. 36 en ec. 35:

$$I = I_{s1} \left[1 - e^{-(u_{10} + u_{11}) x} \right] \frac{\text{rayos X}_1}{s} \quad (37)$$

En lo que respecta a la sensibilidad de este método, son aplicables el análisis y las conclusiones de la Sección 3.1.1.

Para un dado material, la escala de medición se extiende entre los valores de espesor correspondientes a la relación:

$$0,05 \leq I/I_{s1} \leq 0,95$$

A lo largo de este estudio, se ha supuesto que la única radiación detectada, es la excitada por fluorescencia en el recubrimiento.

Sin embargo, en la práctica, el detector recibirá también radiación retrodispersada por el recubrimiento y parte de la radiación fluorescente excitada en el material base, tal como ha sido esquematizado en la Fig. 12 para el caso de un depósito de zinc sobre hierro, medido con una fuente de ^{241}Am .

En la Fig. 13 se sugiere un método para eliminar la interferencia de esas radiaciones asociadas inevitablemente con el proceso de medida.

Como detectores se utilizan dos cámaras de ionización iguales, conectadas en oposición, y dispuestas simétricamente respecto a la fuente y al material reflector. Una de las cámaras tiene antepuesto un filtro metálico de cobre, que elimina la radiación excitada en el recubrimiento de zinc.

La diferencia de lecturas entre ambas cámaras, que es la respuesta del sistema, resulta así independiente de variaciones en la radiación de ^{241}Am retrodispersada por el recubrimiento, y de la que proviene de la excitación del hierro base.

3.2.2.2 Excitación de la base: se aplica a la medición de recubrimientos muy finos o de muy baja densidad superficial. El espesor del recubrimiento se obtiene midiendo la atenuación que éste provoca en los rayos X provenientes de la excitación del material base, cuyo espesor se supone "infinito" o de saturación.

En el sistema de la Fig. 14 cuando el espesor del recubrimiento es cero, se detectará la máxima intensidad I_{s2} de radiación fluorescente excitada en la base. De la ec. 36:

$$I_{s2} = \frac{\emptyset_2 I_o}{u_{20} + u_{22}} \cdot \frac{\text{rayos } X_2}{s} \quad (38)$$

Los coeficientes $\emptyset$ y u tienen el mismo significado que en ec. 36, sólo que están ahora referidos al material de la base.

Cuando se aplica un recubrimiento de espesor x , I_o es atenuada en el camino de ida por $u_{10} \cdot x$ (ec. 31).

A su vez, la radiación fluorescente excitada en la base, será atenuada en el camino de vuelta por el factor $u_{12} x$, donde u_{12} es su coeficiente lineal de atenuación en el material del recubrimiento. Por lo tanto la intensidad I finalmente detectada será:

$$I = \frac{\emptyset_2 I_o}{u_{20} + u_{22}} \cdot e^{-u_{10} x} \cdot e^{-u_{12} x} \cdot \frac{\text{rayos } X_2}{s}$$

$$I = \frac{\emptyset_2 I_o}{u_{20} + u_{22}} \cdot e^{-(u_{10} + u_{12}) x} \cdot \frac{\text{rayos } X_2}{s} \quad (39)$$

y tambien (ec. 38):

$$I = I_{s2} \cdot e^{-(u_{10} + u_{12}) x} \cdot \frac{\text{rayos } X_2}{s} \quad (40)$$

La sensibilidad de medida se analiza como en la Sección 2.1.1. Las posibilidades de diseño varían entre:

$$0,3 \leq (u_{10} + u_{12}) x \leq 3$$

En las aplicaciones prácticas de este método, y por las mismas razones expuestas al final de la Sección 3.2.2.1, se procura suprimir la interferencia de la radiación directa retrodispersada, mediante el uso de filtros o de detectores que permiten discriminar los fotones en función de su energía. Junto con la intensidad I dada por la ec. 40 se detecta también la radiación excitada en el recubrimiento (ec. 35).

4.0.0 SISTEMA DE MEDICION

La forma en que los equipos de medición de espesor procesan la señal detectada para su presentación en los instrumentos de lectura, da lugar a dos sistemas de medición:

- medición absoluta
- medición comparativa

En este último sistema, la señal de comparación puede obtenerse por medios nucleares, o bien por medios puramente electrónicos. Consideraremos sólo la representación analógica de señales.

4.1.0 MEDICION ABSOLUTA

En la medición absoluta, el equipo recibe y representa en términos de espesor o densidad superficial x , el total de la señal detectada. Pequeñas variaciones de x , por ejemplo $0.01x$, deberían ser leídas por lo tanto, en la misma escala donde se indica el valor x .

Dado que por razones técnicas las escalas tienen un tamaño reducido (unos 30 cm en los registradores gráficos), y por ello un número limitado de divisiones, variaciones del orden de $\pm 1\%$ en la lectura, resultan difíciles o imposibles de apreciar con precisión, en la mayoría de los casos.

Además, como las funciones de transferencia de los procesos de medición (que relacionan la señal detectada con el espesor) no son ni pueden ser considerados lineales cuando la escala de variación de x es grande, resulta que la escala de lectura tampoco es lineal, y la sensibilidad de apreciación varía según el valor de x que se mide. (ecuaciones 6, 22, 29).

Aunque habría forma de obtener una respuesta lineal del equipo en función de x , mediante amplificadores especiales, el sistema resultaría complejo, costoso, y, de todos modos, subsistiría el inconveniente de la baja apreciación de pequeñas variaciones porcentuales de x . (Sobre todo para valores muy bajos o muy altos de x).

Estas desventajas limitan la aplicación de los sistemas de medición absoluta, a aquellos casos en que se procesa una gama restringida de espesores, donde es posible mantener las condiciones de óptimo diseño prácticamente para todo el rango de medición.

4.2.0 MEDICION COMPARATIVA

Generalmente lo que se requiere en los calibradores nucleares de espesor, es poder medir variaciones pequeñas de señal ΔI superpuestas a una señal I relativamente grande. Para ello debe suprimirse I y amplificarse ΔI hasta que ocupe la mayor parte de la escala. Esto se logra con los sistemas de medición comparativa, en los cuales el circuito electrónico amplifica y representa la diferencia entre la señal que sale del detector, y una señal patrón correspondiente al espesor o gramaje nominal del producto.

La señal primaria I del proceso de medición, es la intensidad de radiación (partículas o fotones por segundo) transmitida o retrodispersada hacia el detector. Ella es función del espesor x del material o de su recubrimiento, y resulta directamente proporcional a la actividad A_0 de la fuente:

$$I = A_0 f(x) \quad (41)$$

El detector opera sobre esa señal dando una respuesta I_1

$$I_1 = \Psi(I) = f_1(x) \quad (42)$$

que, en general, se traduce en una corriente eléctrica directamente proporcional a I :

$$I_1 = C_d A_0 f(x) \quad (43)$$

El coeficiente C_d tiene en cuenta la eficiencia total del detector.

Si denominamos I_n a la señal de comparación correspondiente al espesor o grama nominal x_n , la respuesta del equipo en el sistema de comparación será:

$$R = \Psi(I_1 - I_n) = f_2(x) \quad (44)$$

En los amplificadores lineales de corriente continua, la respuesta R es directamente proporcional a la señal de entrada, mientras ésta se mantenga dentro del rango de medición. Tal sería el caso, para valores relativamente pequeños de la diferencia $I_1 - I_n$:

$$R = K(I_1 - I_n) = KC_d A_0 f(x) - K I_n \quad (45)$$

El factor K representa la operación que el circuito electrónico efectúa sobre la señal de entrada, hasta su presentación en los instrumentos de lectura.

Dado que las variaciones Δx de espesor que normalmente se desean medir

y/o controlar son muy pequeñas frente al espesor x_n del producto, la diferencia $(I_l - I_n)$ en la ec. 45 también lo será, y podrá asimilarse al diferencial de I_l en ec. 43:

$$\begin{aligned} I_l - I_n &= \Delta I_l \simeq C_d A_o f' (x_n) \Delta x \\ R &= K \Delta I_l \simeq K C_d A_o f' (x_n) \Delta x \end{aligned} \quad (46)$$

donde:

$f' (x_n) : df (x) / dx$ para $x = x_n$.

La ec. 46 pone de manifiesto dos ventajas del sistema de medición comparativa, respecto al de medición absoluta:

1) el equipo representa a plena escala de los instrumentos de lectura, sólo una pequeña variación ΔI_l de la señal I_l . Como dicha variación corresponde también a una pequeña variación Δx del espesor, los instrumentos de lectura permitirán apreciar con exactitud, fluctuaciones tan pequeñas como el 1% del espesor que se mide;

2) la respuesta R es directamente proporcional a Δx , por lo que la calibración de los instrumentos en términos de variación absoluta o porcentual de espesor, resulta lineal.

La señal I_n de comparación puede obtenerse por compensación nuclear o por compensación electrónica.

4.2.1 Compensación nuclear

En el sistema de compensación nuclear ilustrado en la Fig. 15, fuente F_1 , detector D_1 y muestra patrón P_1 , reproducen lo más exactamente posible las condiciones de medición.

Los detectores D y D_1 son cámaras de ionización polarizadas en forma inversa y conectadas en oposición. De esta manera la corriente I_2 que alimenta al amplificador, es la diferencia $(I_l - I_n)$ entre las corrientes que entregan las cámaras.

Como la señal I_n se obtiene a través de un sistema idéntico al de medición, resultará de acuerdo a ec. 43:

$$I_n = C_d A_o f (x_n) \quad (47)$$

y la respuesta R será (ec. 45):

$$R = K C_d A_o \left[f(x) - f(x_n) \right] \quad (48)$$

La compensación nuclear realizada en esta forma, agrega, como se verá en la Sección 6.2.0, ventajas adicionales al sistema de medición comparativa.

Existen sin embargo, otras maneras de obtener la señal de comparación por medios "nucleares", sin reproducir necesariamente las condiciones de medición. Entre ellas, las más usadas son:

- variación de la distancia fuente-detector en el sistema de comparación;
- obturación parcial de la fuente de comparación, mediante un diafragma adecuado.

En ninguno de estos casos, ni la cámara de ionización ni la fuente radiactiva que conforman el sistema de comparación, tienen porque ser de iguales características físicas y/o geométricas que el sistema de medición propiamente dicho.

Cabe agregar, por último, que la muestra patrón P_1 del sistema representado en la Fig. 15, puede no ser (y muchas veces conviene que no lo sea) del mismo espesor y material que el producto que se mide. Es suficiente que cada muestra patrón provea en el sistema de comparación, la señal I_n correspondiente al espesor x_n para el que fue calibrada.

4.2.2 Compensación electrónica

Los medios electrónicos para generar bajas corrientes (entre 10^{-9} y 10^{-12} A) y tensiones (de algunos cientos de voltios) se emplean también para suministrar señales de referencia en sistemas de comparación diferencial. La bondad de estos métodos depende del grado de estabilización y reproducibilidad de la señal de comparación.

En la Sección 6.0.0 se analizan las ventajas y desventajas de los sistemas de compensación nuclear y electrónica.

5.0.0 CARACTERISTICAS DE LAS FUENTES UTILIZADAS

En los calibradores de espesor se emplean fuentes alfa, beta y de radiación electromagnética y también combinaciones de cualesquiera de ellas.

El tipo y la energía de radiación más adecuados para un problema específico de medición, vienen determinados por la naturaleza y el espesor del material (o recubrimiento) que se desea controlar.

En las secciones precedentes se analizó la teoría de medición y la sensibilidad de los diferentes métodos, para aplicaciones referidas tanto a la medida de espesores como a la de recubrimientos.

La dependencia del proceso y sensibilidad de medición con la naturaleza y espesor de los materiales y con el tipo de radiación utilizada, se refleja en los coeficientes de atenuación, retrodispersión y fluorescencia, que intervienen en las fórmulas vistas durante ese análisis. Dichos coeficientes definen la fuente a utilizar para cada caso particular.

No siempre es posible obtener dichos coeficientes mediante tablas, gráficos o fórmulas semi-empíricas, y es necesario recurrir entonces a la determinación experimental de curvas de atenuación, retrodispersión o fluorescencia para diferentes fuentes, reproduciendo la geometría de medición.

Sin embargo, para la mayoría de los problemas de medición que normalmente se presentan en la práctica, se puede seleccionar "a priori" la fuente más adecuada, consultando la abundante bibliografía existente sobre el tema.

En las secciones que siguen, se ofrece un resumen acerca del comportamiento, alcances y limitaciones de las fuentes radiactivas más usadas en medición de espesor.

5.1.0 FUENTES ALFA

Debido a su escaso poder penetrante, las partículas alfa sólo pueden emplearse para el control de materiales de muy bajo espesor o densidad superficial (hasta 60 ú 80 g/m² según el tipo de material y fuente). Los calibradores con fuentes alfa usan el método de transmisión. El diseño de estos equipos para aplicaciones industriales, se ve dificultado precisamente por la débil penetración de la radiación alfa en la materia.

La autoabsorción de la radiación en la fuente misma, en la membrana de los detectores, y aún en la capa de aire entre fuente y detector, sumada al efecto de la deposición de polvo o suciedad en las membranas de la fuente y detector, obligan a tomar precauciones especiales en el diseño de medidores de espesor por atenuación alfa.

En la Tabla 1 se dan las características de los núclidos de uso práctico en fuentes alfa.

TABLA I. NUCLIDOS PARA FUENTES ALFA

NUCLIDO	PERIODO	ENERGIAS α (MeV)	RADIACION β Y γ ASOCIADA (MeV)
Americio - 241	458 años	5,44; 5,48	$\gamma_{\text{máx}}$ 0,060
Plomo-210 (+hijos)	22 años	5,31	$\beta_{\text{máx}}$ 1,17 $\gamma_{\text{máx}}$ 0,8 (muy débil)
Plutonio - 238	86 años	5,35; 5,45; 5,50	$\gamma_{\text{máx}}$ 0,0435 (muy débil)
Plutonio - 239	$2,44 \times 10^4$ años	5,10; 5,13; 5,15	γ 0,051 (débil)
Polonio - 210	138,4 días	5,31	γ 0,8 (muy débil)
Radio - 226	1620 años	4,59 - 7,68	$\beta_{\text{máx}}$ 3,26 $\gamma_{\text{máx}}$ 2,43

El gráfico de la Fig. 16 muestra el rango o alcance R (en cm) de las partículas alfa en aire, en función de su energía (en MeV). Se observa que 3,5 cm de aire seco a 15 C y 760 mm de Hg, bastan para detener alfas de 5 MeV.

Existe una fórmula empírica debida a Bragg y Kleeman, que permite calcular con un 10 ó un 15% de error, el rango de una partícula alfa en un dado absorbente, si se conoce su alcance R_0 en otro material:

$$\frac{R}{R_0} = \frac{p}{p_0} \sqrt{\frac{M_0}{M}} \quad (49)$$

donde:

p, p_0 : densidad de los materiales correspondientes a los rangos R y R_0 ;
 M, M_0 : pesos atómicos de dichos materiales.

Las curvas de la Fig. 16 y la ec. (49) permiten calcular la mínima energía de las partículas alfa para una aplicación determinada, y de allí orientar la elección de la fuente.

Si bien las partículas alfa emitidas por un mismo núclido son monoenergéticas en su origen, ocurre que debido al proceso de autoabsorción en el material y en la membrana de la fuente, las partículas emergentes tienen una distribución continua de energías, desde 0 hasta un máximo ($E_{\text{máx}}$).

El valor $E_{\text{máx}}$ corresponde a las partículas alfa emitidas justo en la superficie de la fuente.

La circunstancia de que las partículas alfa emergentes de una fuente de uso industrial tengan un espectro continuo de energías, permite precisamente que dichas fuentes puedan ser utilizadas para medición de espesor. De otra forma, tratándose de partículas alfa monoenergéticas, variaciones de espesor alrededor de un valor inferior al rango, no producirían ningún cambio en la intensidad de radiación transmitida a través del material.

Las Figs. 17 a y b. representan curvas experimentales de absorción de partículas alfa de Radio-226 y Plomo-210 en aluminio, mylar y papel, obtenidas con cámara de ionización.

Aunque las curvas no siguen rigurosamente la ley de atenuación exponencial, es siempre posible definir un coeficiente másico aparente de atenuación, para un rango limitado de espesores. Así por ejemplo, para papel, que es el material más frecuentemente medido con partículas alfa, en el rango de 10 a 30 g/m² se obtiene un coeficiente másico de atenuación de aproximadamente 0,06 m²/g con una fuente de ²²⁶Ra. Este coeficiente es cuatro veces mayor que el obtenido en el mismo caso con ¹⁴⁷Pm, que es la fuente beta competitiva.

Con ello la sensibilidad de medición con partículas alfa de ²²⁶Ra es óptima (ec. 8) para papeles del orden de 20 g/m².

5.2.0 FUENTES BETA

Las fuentes beta, solas o combinadas con blancos especiales para producir radiación de frenado, son las que más se utilizan en los calibradores nucleares de espesor. Por consiguiente, conviene estudiar con un poco de detalles las propiedades de estas fuentes y los parámetros que intervienen en la medición de espesor con partículas beta, para los métodos de transmisión y retrodispersión.

5.2.1 Rango máximo y espesor medio

Las partículas beta emitidas por las fuentes radiactivas tienen una distribución continua de energías, desde cero a un máximo ($E_{m\acute{a}x}$), y al igual que otras partículas cargadas, se caracterizan por tener una bien definida profundidad de penetración en materiales específicos, conocida como rango máximo R.

Para espesores dentro del rango máximo, la atenuación beta sigue aproximadamente la ley exponencial dada por la ec. 1, y la elección de la fuente beta más adecuada para un propósito específico de medición, vendrá entonces gobernada por las conclusiones obtenidas en las Secciones 2.0.0 y 3.0.0.

El rango máximo es función de la energía máxima $E_{\text{máx}}$ del espectro emitido por la fuente beta. Para $E_{\text{máx}}$ entre 0,01 y 3 MeV, la siguiente relación concuerda con la experiencia:

$$R = 412^n \text{ (mg/cm}^2 \text{ de aluminio)} \quad (50)$$

donde:

$$n = 1,265 - 0,0954 \ln E_{\text{máx}}$$

La curva de la Fig. 18 representa el rango máximo en función de la energía máxima de las partículas beta, para aluminio.

Esta curva es válida para otros materiales, ya que el rango máximo expresado en mg/cm², es casi independiente del tipo de material usado como absorbente.

Hay una regla práctica que da una aproximación del rango máximo R:

$$R \quad 7 \text{ á } 8 \quad x_{1/2} \text{ (espesores medios)}$$

El espesor medio o semi espesor $x_{1/2}$, es el espesor de material absorbente que reduce a la mitad la intensidad de radiación beta transmitida a través del mismo.

En la Fig. 19 se representa el espesor medio en función de la energía beta para aluminio, obtenido según la fórmula:

$$x_{1/2} = 0,046 E_{\text{máx}}^{3/2} \quad \text{g/cm}^2 \quad (51)$$

Como veremos, tanto el coeficiente de atenuación de la radiación beta directa, como el de la radiación retrodispersada, se pueden expresar en función del espesor medio.

5.2.2 Coeficiente de atenuación de la radiación directa

Para independizarnos de la intensidad del material nos referiremos al coeficiente u expresado en cm²/g (coeficiente másico de atenuación).

Dicho coeficiente dependerá de la naturaleza del material, -número atómico Z y peso atómico A -, y de la máxima energía $E_{\text{máx}}$ del espectro beta.

Existen las siguientes relaciones empíricas:

Para $Z \leq 13$

$$u = \frac{35}{E_{\text{máx}}^{1,14}} \cdot \frac{Z}{A} \cdot \frac{\text{cm}^2}{\text{g}} \quad (52)$$

Para $Z \geq 13$

$$u = \frac{7,7}{E_{\text{máx}}^{1,14}} \cdot Z^{0,31} \frac{\text{cm}^2}{\text{g}} \quad (53)$$

Siendo Z/A aproximadamente igual a 0,5 para todos los materiales (excepto hidrógeno en que $Z/A = 1$), el coeficiente u en cm^2/g para una misma fuente, resultará también aproximadamente igual para todos los elementos de $Z \leq 13$.

Para $Z > 13$ u depende ligeramente del material debido al factor $Z^{0,31}$.

Si se tiene una mezcla de elementos, con las fracciones $w_1, w_2 \dots w_n$ en peso y coeficientes másicos de atenuación $u_1, u_2 \dots u_n$, el coeficiente másico de la mezcla será:

$$u = w_1 u_1 + w_2 u_2 + \dots w_n u_n \frac{\text{cm}^2}{\text{g}} \quad (54)$$

El coeficiente másico de atenuación se puede expresar también como función del espesor medio $x_{1/2}$:

$$u = \frac{\ln 2}{x_{1/2}} = \frac{0,693}{x_{1/2}} \frac{\text{cm}^2}{\text{g}} \quad (55)$$

De la condición de óptimo diseño dada por ec. 9:

$$u_{\text{ópt}} = \frac{1}{x_n} \frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$$

(x_n es el espesor nominal)

o de la que resulta de la ec. 55:

$$(x_{1/2})_{\text{ópt}} = 0,693 x_n \frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \quad (56)$$

se determina con auxilio de las fórmulas 52 y 53 o de la Fig. 19, el valor de la energía máxima $E_{\text{máx}}$ correspondiente. Dicho valor, a su vez, permite seleccionar la fuente más adecuada, consultando las características de las fuentes disponibles comercialmente.

5.2.3 Coeficiente de atenuación de la radiación retrodispersada

El coeficiente másico de atenuación λ de la radiación beta retrodispersada (Sección 3.1.0), está relacionado con el coeficiente másico de atenuación u de la radiación directa y con el Z del material reflector, mediante la siguiente fórmula:

$$\lambda = \frac{225}{106 + Z} \cdot u \quad \frac{\text{cm}^2}{\text{g}} \quad (57)$$

En la medición de espesor por retrodispersión, la condición de máxima sensibilidad era: (ec. 24)

$$(u + \lambda) \cdot x = 1$$

De la ec. 57 la máxima sensibilidad se obtendrá cuando:

$$(u + \lambda) = \frac{331 + Z}{106 + Z} \quad u_{\text{ópt}} = \frac{1}{x_n} \quad \frac{\text{cm}^2}{\text{g}} \quad (58)$$

Determinado $u_{\text{ópt}}$ por ec. 58 se procede luego como antes (Sección 5.2.2) para seleccionar la fuente.

También se puede hacer intervenir en este caso al espesor medio:

$$u + \lambda = \frac{331 + Z}{106 + Z} \quad u = \frac{331 + Z}{106 + Z} \cdot \frac{0,693}{x_{1/2}} \quad \frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$$

Para bajos y medianos valores de Z se cumplirá que:

$$\frac{331 + Z}{106 + Z} \simeq 3$$

y por lo tanto:

$$u + \lambda \simeq \frac{2}{x_{1/2}} \quad \frac{\text{cm}^2}{\text{g}} \quad (59)$$

La máxima sensibilidad se obtendrá para una fuente beta tal que:

$$(x_{1/2})_{\text{ópt}} = 2 x_n \quad (\text{g/cm}^2) \quad (60)$$

La ec. 60 y la Fig. 19 permiten determinar la $E_{\text{máx}}$ y con ella la fuente más adecuada.

5.2.3.1 Retrodispersión a saturación: Introduciendo la ec. 59 en la ec. 17, el proceso de medición de espesor por retrodispersión beta se expresará como:

$$I \simeq I_s \left[1 - e^{-\frac{2}{x_{1/2}} \cdot x} \right] \quad (61)$$

El espesor de saturación x_s , definido como el espesor para el cual $I \simeq 0,95 I_s$, se alcanzará cuando $2 x/x_{1/2} \simeq 3$, es decir:

$$x_s \simeq 1,5 x_{1/2} \quad \text{g/cm}^2 \quad (62)$$

Para elementos de $Z \geq 4$ la relación entre la intensidad de radiación beta retrodispersada a saturación I_s y la intensidad I_0 de radiación directa incidente sobre el material reflector, viene dada por:

$$\frac{I_s}{I_0} = 1 - e^{-Z/40} \quad \beta/s \quad (63)$$

Esta relación no depende de la energía máxima del emisor beta, sino tan sólo del número atómico Z del material. La misma curva, como la representada en la Fig. 20, se podrá aplicar entonces a las diferentes fuentes beta.

5.2.4 Características de las fuentes beta disponibles

Existen multitud de modelos de fuentes beta para uso industrial, cuyas características constructivas, actividad y costo, pueden obtenerse consultando los catálogos de las diferentes firmas comerciales.

Prácticamente es posible conseguir de esta forma, el diseño y actividad más adecuados para una dada aplicación específica.

Las Figs. 21 a, b y c ilustran tres diseños de fuentes beta de uso común en medición de espesor.

En la Tabla 2 se dan las propiedades más importantes de emisores beta de larga vida, junto con algunos parámetros de los procesos de medición de espesor por transmisión y retrodispersión para hierro y aluminio, calculados según las formulas de las Secciones 5.2.2 y 5.2.3. Estos parámetros deben considerarse aproximados.

5.2.5.1 Rango de medición: Para calcular el rango útil de espesores para cada caso particular (fuente, material y método de medición) se recurre a las fórmulas de sensibilidad.

TABLA 2. PROPIEDADES DE ALGUNAS FUENTES BETA DE PERIODO LARGO, REFERIDAS A LA MEDICION DE ESPESOR .

NUCLIDO	PERIODO Años	ENERGIA (Mev)	PARAMETROS DE MEDICION DE ESPESOR EN Al.							
			TRANSMISION				RETRODISPERSION			
			u cm ² /g	x _{1/2} g/cm ²	x _{ópt} g/cm ²	R g/cm ²	λ cm ² /g	u + λ cm ² /g	x _{ópt} g/cm ²	x _s cm ² /g
¹⁰⁶ Ru + ¹⁰⁶ Rh	1	3,60	4,3	0,160	0,230	1,60	8	12	0,08	0,25
⁹⁰ Sr + ⁹⁰ Y	28	2,25	6,9	0,100	0,150	1,10	13	20	0,05	0,15
²⁰⁴ Tl	3,8	0,77	24	0,0290	0,0430	0,30	44	68	0,015	0,045
⁸⁵ Kr	10,6	0,67	28	0,0250	0,0360	0,28	52	80	0,013	0,040
¹⁴⁷ Pm	2,6	0,22	98	0,0070	0,0100	0,050	185	283	0,0035	0,010
¹⁴ C	5.760	0,155	147	0,0047	0,0068	0,026	278	425	0,0024	0,007

En el método de transmisión (ec. 7):

$$S_n = \frac{\Delta I}{I_0 \Delta x/x} = u x e^{-u x}$$

y en el de retrodispersión (ec. 23 y ec. 16):

$$S_n = \frac{\Delta I}{I_0 \Delta x/x} = \frac{I_s}{I_0} \cdot (u + \lambda) x e^{-(u + \lambda)x}$$

Si aceptamos, algo arbitrariamente, que la mínima sensibilidad admisible y practicable en el método de transmisión es $S_n = 0,1$, resultará, de la curva de la Fig. 3:

(Para $S_n = 0,1$)

$$u x_{mín} = 0,12$$

$$u x_{máx} = 3,5$$

Por lo tanto, los límites del rango para el método de transmisión serán:

$$x_{mín} = \frac{0,12}{u}$$

$$x_{máx} = \frac{3,5}{u}$$

Para materiales de $Z \geq 13$ (ec. 53)

$$x_{mín} = \frac{0,12}{7,7} \cdot \frac{1,14}{Z^{0,31} E_{máx}} \quad g/cm^2 \quad (64)$$

$$x_{\text{máx}} = \frac{3,5}{7,7} \cdot \frac{E_{\text{máx}}^{1,14}}{Z^{0,31}} \quad \text{g/cm}^2 \quad (65)$$

En el método de retrodispersión (ec. 23 y 16)

$$S_n = \frac{\Delta I}{I_0 \Delta x/x} = \frac{I_s}{I_0} \cdot (u + \lambda) x \cdot e^{-(u + \lambda) x}$$

y de la ec. 63:

$$S_n = (1 - e^{-Z/40}) \cdot (u + \lambda) x \cdot e^{-(u + \lambda) x}$$

$$\frac{S_n}{1 - e^{-Z/40}} = (u + \lambda) x \cdot e^{-(u + \lambda) x} \quad (66)$$

Recordemos que $(u + \lambda) x = 3$ definía el espesor de saturación, es decir prácticamente el máximo espesor medible por retrodispersión. Para dicho valor de $(u + \lambda) x_{\text{máx}}$ se deduce de la Fig. 3.

$$\frac{S_n}{1 - e^{-Z/40}} = 0,15 \quad (67)$$

condición que también se satisface para $(u + \lambda) x_{\text{mín}} = 0,18$

Por lo tanto los espesores límites del rango de medición para retrodispersión serán:

$$x_{\text{máx}} = \frac{3}{u + \lambda}$$

$$x_{\text{mín}} = \frac{0,18}{u + \lambda}$$

Como por ec. 57

$$u + \lambda = \frac{331 + Z}{106 + Z} \cdot u$$

resulta finalmente, para $Z \geq 13$

$$x_{\text{máx}} = \frac{106 + Z}{331 + Z} \cdot \frac{3}{7,7} \cdot \frac{E_{\text{máx}}^{1,14}}{Z^{0,31}} \quad (68)$$

$$x_{\text{mín}} = \frac{106 + Z}{331 + Z} \cdot \frac{0,18}{7,7} \cdot \frac{E_{\text{máx}}^{1,14}}{Z^{0,31}} \quad (69)$$

De la ec. 67 las sensibilidades mínimas para aluminio y hierro resultan:

$$(S_{\text{mín}})_{\text{Al}} = 0,04$$

$$(S_{\text{mín}})_{\text{Fe}} = 0,07$$

Con auxilio de las fórmulas 64, 65, 68 y 69, se calcularon los rangos de medición para aluminio y hierro que figuran en la Tabla 3.

En el caso de las fuentes beta de alta energía, como las de $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$, el espesor máximo medible en la práctica aumenta, debido a la radiación de frenado asociada inevitablemente a la emisión de partículas beta. El mayor poder penetrante de la radiación de frenado hace que el límite superior del rango de medición, resulte en realidad mayor que el que correspondería a las partículas beta de una dada energía.

5.3.0 FUENTES DE RADIACION ELECTROMAGNETICA

Dentro de las fuentes de radiación electromagnética se incluyen las fuentes gamma, las de radiación de frenado o Bremsstrahlung, y las de rayos X característicos.

5.3.1 Fuentes gamma

La Tabla 4 resume las características, parámetros de medición y escala de aplicación, de las fuentes gamma más utilizadas en los medidores de espesor.

Los parámetros de medición y escala de aplicación, están referidos a hierro y aluminio y a los métodos de transmisión y retrodispersión, y han sido determinados en la siguiente forma:

1) Los valores del coeficiente másico de atenuación μ (cm^2/g) que interviene en el método de transmisión, se han obtenido de tablas que expresan dicho valor en función de la energía de la radiación gamma (radiación directa E_γ de la fuente en este caso), y del tipo de material absorbente.

TABLA 3. RANGOS DE MEDICION PARA ALGUNAS FUENTES BETA EN ALUMINIO Y HIERRO

Isótopo		Rango de retrodispersión g/cm ²						Rango de transmisión g/cm ²					
		mínimo		óptimo		máximo		mínimo		óptimo		máximo	
Núclido	E _{máx}	Fe	Al	Fe	Al	Fe	Al	Fe	Al	Fe	Al	Fe	Al
⁹⁰ Sr + ⁹⁰ Y	2,25	0,0090	0,0090	0,045	0,050	0,134	0,150	0,014	0,017	0,120	0,150	0,420	0,510
²⁰⁴ Tl	0,77	0,0026	0,0026	0,013	0,015	0,039	0,045	0,004	0,005	0,035	0,043	0,122	0,145
⁸⁵ Kr	0,67	0,0022	0,0022	0,011	0,013	0,033	0,040	0,004	0,004	0,033	0,036	0,115	0,135

TABLA 4. FUENTES GAMMA UTILIZADAS EN MEDICION DE ESPESOR.

PARAMETROS DE MEDICION Y ESCALA DE APLICACION ^a	ISOTOPO											
	⁶⁰ Co				¹³⁷ Cs				²⁴¹ Am			
	TRANSM. E _γ 1,25 MeV		DISPERS. E' _γ 0,21 MeV		TRANSM. E _γ 0,66 MeV		DISPERS. E' _γ 0,18 MeV		TRANSM. E _x 0,06 MeV		DISPERS. E' _x 0,05 MeV	
	Fe	Al	Fe	Al	Fe	Al	Fe	Al	Fe	Al	Fe	Al
u (cm ² /g)	0,055	0,055	-	-	0,073	0,074	-	-	1,18	0,27	-	-
λ (cm ² /g)	-	-	0,15	0,12	-	-	0,15	0,12	-	-	1,90	0,353
(u + λ) (cm ² /g)	-	-	0,21	0,18	-	-	0,22	0,19	-	-	3,10	0,62
x _{mín} ^b (g/cm ²) (mm)	2,2	2,2	0,86	1	1,65	1,6	0,82	0,95	0,1	0,45	0,057	0,29
	2,8	8,2	1,1	3,7	2,1	6	1,1	3,5	0,13	1,65	0,073	1,07
x _{ópt} (g/cm ²) (mm)	18	18	4,75	5,5	14	13,5	4,1	5,3	0,85	3,7	0,32	1,6
	23	67	6	20	18	50	5,2	19,5	1,1	13,7	0,41	2,1
x _{máx} (g/cm ²) (mm)	63	63	14	16,5	48	47	13,5	16	2,97	13	0,95	4,8
	80	230	18	61	61,5	175	17	59,5	3,80	48	1,2	17,8

a) Los límites de la escala y el espesor óptimo, en g/cm², se calcularon con las siguientes fórmulas:

	TRANSMISION	RETRODISPERSION
x _{mín}	0,12/u	0,18/u + λ
x _{ópt}	1/u	1/u + λ
x _{máx}	3,5/u	3/u + λ

b) En la práctica estos valores resultan aproximadamente 1,5 veces mayores debido a la aparente disminución de u por la radiación dispersa que introduce la presencia del absorbente delgado.

2) Los valores del coeficiente de atenuación (cm^2/g) de la radiación retrodispersada, se obtuvieron de la misma forma, pero para la energía E'_γ de fotones dispersados a $\theta = 180$ grados, de acuerdo a la fórmula Compton:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{0,51} (1 - \cos \theta)} = \frac{0,51 E_\gamma}{0,51 + 2 E_\gamma}$$

3) Los límites inferior y superior de la escala de aplicación ($x_{\text{mín}}$ y $x_{\text{máx}}$ en g/cm^2) y el espesor óptimo $x_{\text{ópt}}$ (g/cm^2) se calcularon como en la Sección 5.2.5, de acuerdo a las siguientes fórmulas:

	TRANSMISION	DISPERSION
$x_{\text{mín}}$	$0,12/u$	$0,18/(u + \lambda)$
$x_{\text{ópt}}$	$1/u$	$1/(u + \lambda)$
$x_{\text{máx}}$	$3,5/u$	$3/(u + \lambda)$

Es obvio en consecuencia, que los datos de la Tabla 4, sólo deberán ser considerados como una simple aproximación para cualquier aplicación práctica.

Los valores reales de los coeficientes u y λ , así como los límites verdaderos de la escala de medición, dependerán fuertemente de las características y geometría del sistema fuente-absorbente-detector, y deberán ser determinados experimentalmente para cada caso particular.

La Tabla 4, no obstante, puede ser utilizada como una guía para predecir aproximadamente el comportamiento que cabe esperar, de un determinado sistema de medición con fuentes gamma.

5.3.2 Fuentes de radiación de frenado y de rayos X característicos

5.3.2.1 Radiación de frenado: La radiación de frenado es la radiación electromagnética emitida como consecuencia del cambio de velocidad (en dirección o magnitud) de las partículas beta, por acción del campo eléctrico de los núcleos atómicos (Fig. 22), y tiene una distribución continua de energías.

Teóricamente se demuestra que cuando electrones monoenergéticos (todos de igual energía cinética E) son frenados en un material (que denominamos blanco) de número atómico Z , la energía E_B radiada por electrón como radiación de frenado, es proporcional al producto $Z \cdot E^2$. Experimentalmente se comprueba que:

$$E_B = 5,8 \times 10^{-4} Z \cdot E^2 \frac{\text{Mev}}{\text{electrón}} \quad (70)$$

Como las partículas β tienen una distribución continua de energías desde cero a un máximo, dada por su espectro característico, la energía total E_{BT} emitida como radiación de frenado por un blanco bombardeado con partículas β será:

$$E_{BT} = E_{B1} \Delta N_1 + E_{B2} \Delta N_2 + \dots + E_{Bn} \Delta N_n = \sum E_{Bi} \Delta N_i \quad \text{Mev}$$

donde:

ΔN_i = número de partículas β de energía E_i

$$E_{BT} = 5,8 \times 10^{-4} \cdot Z \sum E_i^2 \cdot \Delta N_i \quad \text{Mev} \quad (71)$$

La energía promedio por partícula β se obtendrá dividiendo la ec. 71 por el número total N_0 de partículas.

$$E/\beta = \frac{5,8 \times 10^{-4} Z}{N_0} \sum E_i^2 \Delta N_i \quad \frac{\text{Mev}}{\beta} \quad (72)$$

donde:

$$N_0 = \sum \Delta N_i \quad \text{partículas } \beta$$

Los fotones emitidos como radiación de frenado tienen también una distribución continua de energías, que se puede calcular teóricamente.

Sin embargo, en la práctica, los resultados teóricos tienen un valor relativo, por la cantidad de factores que intervienen tanto en el proceso de generación de la radiación de frenado, como en el de su detección.

En primer lugar, la radiación generada depende de la configuración de la fuente y de la autoabsorción en el material del blanco. La radiación detectada, a su vez, dependerá de la geometría de medición y de la eficiencia del detector.

Por tales motivos, nos referiremos a los resultados obtenidos en la práctica.

Las fuentes de radiación de frenado se construyen fundamentalmente de dos formas:

a) El radioisótopo se mezcla con el material del blanco formando una matriz;

b) El radioisótopo, generalmente como fuente sellada, se coloca entre las dos láminas del blanco, formando un sandwich.

El primer método se utiliza especialmente con el ^3H , absorbiendo este gas en una fina capa de titanio o zirconio. También se usa con ^{85}Kr , absorbiéndolo en carbón activado.

La segunda forma es aplicable a la mayoría de las fuentes beta selladas.

La radiación de frenado emergente de una fuente combinada, depende, a igualdad de otros factores, del número atómico Z y del espesor del blanco. A mayor Z , crece la intensidad de radiación de frenado (en fotones por segundo) generada en el interior del blanco (ec. 73), pero también aumenta la autoabsorción, sobre todo en la parte de bajas energías del espectro. El resultado es que con el aumento de Z , la energía más probable o pico del espectro de la radiación emergente, se desplaza hacia las energías altas Fig. 23.

El uso de blancos de bajo Z , no solamente disminuye la intensidad de la radiación de frenado indeseable de alta energía, sino que también reduce la autoabsorción en el blanco de los fotones de baja energía, aumentando su intensidad emergente, que es lo que en realidad interesa obtener.

El rendimiento de radiación de frenado en una dada región de energías, alcanza su máximo para un cierto espesor del blanco, mucho menor que el alcance máximo de las partículas β . El valor óptimo es aproximadamente igual a dos espesores medios para las partículas β consideradas, tanto para el blanco frontal como para el posterior. Cambiando el espesor del blanco frontal desde un semi espesor hasta el rango máximo, la energía más probable de la radiación de frenado emergente se incrementa por un factor dos, y el rendimiento de fotones en la región de energía deseada disminuye a la mitad. Estos efectos se deben principalmente a la autoabsorción de los fotones de baja energía.

Cameron y Rhodes, entre otros investigadores, analizaron las propiedades de diversas fuentes de radiación electromagnética excitada por partículas beta.

La Tabla 5 resume los resultados de esos estudios para las fuentes más usuales, y la Fig. 24 muestra algunas curvas de absorción para diferentes radiaciones de frenado, en hierro y aluminio.

Parte de las fuentes mencionadas en la Tabla 5, se puede preparar con fuentes beta disponibles comercialmente; el resto constituye diseños especiales que deben ser provistos por los fabricantes.

Desde el punto de vista de su aplicación en medición de espesores, interesa tanto su rendimiento en fotones como el coeficiente de atenuación. Este último varía con el espesor del absorbente, debido a que las energías bajas son rápidamente eliminadas del haz a medida que el espesor aumenta. Para un determinado intervalo de espesores, no muy amplio, se puede sin embargo suponer un coeficiente de atenuación constante.

TABLA 5. FORMA Y PROPIEDADES DE LAS FUENTES DE RADIACION DE FRENADO

Fuente de radiación de frenado				Rendimiento (fotones/ β)	Intervalo útil de energía (KeV)	Máxima actividad específica	Actividades disponibles (c)
Emisor beta		Blanco	Disposición Fuente - blanco				
núclido	período (años)						
^3H	12,3	Ti	Matriz de $^3\text{H}/\text{Ti}$	$1,3 \times 10^{-4}$	4 - 8	2,6 c/cm ³ absorbido en Ti ó Zr	5 - 10
		Zr	Matriz de $^3\text{H}/\text{Zr}$	$4,2 \times 10^{-5}$	5 - 9		2,5
^{147}Pm	2,6	Ag	Matriz de $^{147}\text{Pm}/\text{Ag}$	$3,5 \times 10^{-3}$	20 - 40	120 c/g	hasta 50
		Al	Matriz de $^{147}\text{Pm}/\text{Al}$	$2,6 \times 10^{-3}$	10 - 40		
^{85}Kr	10,7	C	^{85}Kr absorbido en carbón activado	$1,0 \times 10^{-2}$	30 - 80	1 c/g absorbi do en C activ.	hasta 10
$^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$	28	Al	Fuente de $^{90}\text{Sr}/^{90}\text{Y}$ entre dos láminas de aluminio	$6,1 \times 10^{-2}$	70 - 150	12 c/g	hasta 10

Esto permite efectuar los cálculos para el diseño del medidor, utilizando la simple ley exponencial de atenuación, en la forma ya explicada.

El rendimiento de fotones, expresado como porcentaje de fotones de frenado por partículas β , es bajo. Varía desde un $4 \times 10^{-3}\%$ para ^3H absorbido en Zr, hasta un 6% para $^{90}\text{Sr}/\text{Y}$ entre blancos de Al.

5.3.2.2 Fuentes de rayos X característicos: La producción de rayos X característicos se debe fundamentalmente a la ionización y excitación directa de las partículas β . Su intensidad es comparable a la de la radiación de frenado. Como la eficiencia de conversión de la radiación de frenado en rayos X característicos es pobre, el aporte de fluorescencia a la producción total de estos rayos X puede despreciarse.

Teóricamente se demuestra que el rendimiento de radiación X característica por partícula β , es inversamente proporcional a la cuarta potencia de Z (número atómico del blanco).

El espesor óptimo del blanco es del orden de un semi espesor para las partículas β .

Los emisores β normalmente usados son ^3H , ^{147}Pm , ^{85}Kr , ^{204}Tl , y $^{90}\text{Sr}/\text{Y}$; los blancos se seleccionan para obtener la radiación X característica de energía adecuada. Esta viene dada por la energía de emisión de la capa K del material del blanco, que crece con Z. desde unos 4,5 Kev para el Ti hasta 75 Kev para el Pb.

El espectro de rayos X está superpuesto al de la radiación de frenado. Para obtener una radiación prácticamente monoenergética de rayos X característicos, se suele recurrir a una construcción especial de la fuente, como se ilustra en la Fig.25.

En ese dispositivos, la radiación electromagnética del blanco primario, excita por fluorescencia la radiación X característica del blanco auxiliar.

Cambiando el material del blanco auxiliar, se puede producir radiación X monoenergética dentro de una amplia escala de energías. El rendimiento del dispositivo es sumamente bajo, del orden de 10 veces menos que en las fuentes de transmisión.

5.3.2.3 Aplicaciones: Las fuentes de radiación de frenado y de rayos X característicos, o la combinación de ambas, se suelen utilizar en la medida de espesores por atenuación, en la escala de espesores intermedia entre los emisores β más energéticos y los gamma débiles con vida media adecuada. Pero el uso más generalizado es en la medición de espesores de recubrimientos por fluorescencia de rayos X (Sección 3.2.2), según Tabla 6.

TABLA 6. MEDICION DE ESPESOR DE RECUBRIMIENTOS POR FLUORESCENCIA DE RAYOS X

Aplicación	Fuente	Activ. (c)	Rad. X detec.	Energía KeV	Filtro	Escala de espesores (micrones)	Precisión
Estañado electrolítico de acero	$^3\text{H}/\text{Zr}$	2,5	K Fe	6,4	-	0,05 - 1,8	1% en 10 s
Zincado electrolítico de acero	$^3\text{H}/\text{Zr}$	2,5	K Fe	6,4	Ni 0,0013 cm	0,13 - 13	2% en 10 s
Zincado de acero por inmersión	^{241}Am		K Zn	8,6	Cu - Ni balance	13 - 130	2% en 100 s
Cobreado electrolítico de acero	$^3\text{H}/\text{Zr}$	2,5	K Fe	6,4	Fe 0,0013 cm	0,8 - 13	2% en 200 s
Niquelado electrolítico de acero	$^3\text{H}/\text{Zr}$	2,5	K Ni	7,5	Co	1,5 - 15	2% en 100 s
Plateado de contactos eléctricos	$^{147}\text{Pm}/\text{Al}$		K Ag	22	Al 0,04 cm	5 - 50	5% en 40 s

6.0.0 DISEÑO DE EQUIPOS

Aunque no existe, al menos todavía, un tipo único de medidor de espesor aplicable a la gran variedad de diferentes procesos, es posible sin embargo definir cierto número de funciones comunes a todos los equipos.

Tales funciones, a su vez, dan origen a partes componentes perfectamente diferenciadas entre sí, que denominamos "unidades funcionales".

El diseño de cada unidad funcional en particular, es susceptible de normalización, permitiendo de ese modo la construcción en serie ya sea de la unidad en sí, o por lo menos de parte de sus piezas componentes.

Ensamblando convenientemente distintas unidades funcionales, se podrá finalmente construir un calibrador de espesor para una finalidad específica.

La idea de considerar el equipo como un conjunto de unidades funcionales antes que como un sólo instrumento, es a pesar de su aparente simplicidad, muy importante desde el punto de vista técnico comercial: permite normalizar la fabricación y disminuir los costos de producción.

6.1.0 UNIDADES FUNCIONALES

En general, un sistema nuclear para medir espesor se compondrá de:

- cabezal de medición
- estructura mecánica
- consola de control
- unidades de lectura y/o registro
- unidad de comando del movimiento
- unidad de control automático.

6.1.1 Cabezal de medición

Está constituido por la fuente radiactiva, detector y amplificador. En los sistemas de medición comparativa nuclear, se agrega también el detector y fuente radiactiva de compensación.

Cada uno de estos elementos constituye un subconjunto de diseño normalizado.

Los requerimientos fundamentales para el proyecto de la unidad de medición son:

- 1) correcta selección del tipo, actividad y energía de la fuente radiactiva (Secciones 5.0.0 y 6.2.1) y del tipo de detector (Sección 6.2.2);
- 2) adecuada geometría de medición (Sección 6.2.3);
- 3) calidad en el diseño y armado de los circuitos electrónicos y conjuntos mecánicos.
- 4) cumplimiento de las normas de seguridad radiológica y, cuando fuere necesario, de otras normas convencionales (contra explosiones, incendios, etc).

6.1.2 Estructura mecánica

Su objeto es soportar la unidad de medición para su instalación en la máquina y permitir también a veces, el desplazamiento manual o automático del cabezal en el plano de la lámina y en dirección perpendicular a su movimiento, tanto para la normalización del equipo (Sección 6.4.0) como para la obtención de perfiles transversales de las variaciones de espesor.

Para equipos basados en el método de transmisión, se conocen generalmente dos formas de estructuras, denominadas tipo "0" y tipo "C" (Figs. 26 a y b).

Las estructuras, a pesar de que deben ser robustas, requieren mecanizado de precisión y ser proyectadas de forma tal que quede garantizada la invariabilidad de la geometría de medición (Sección 6.2.3) frente a las condiciones imperantes en la zona de instalación del equipo (vibraciones, cambios de temperatura, etc.) y durante el movimiento del cabezal.

6.1.3 Consola de control

La consola de control contiene los circuitos electrónicos del equipo agrupados en chasis modulares y panel, en un gabinete metálico generalmente hermético y/o presurizado (Fig. 27). En el panel están las llaves e instrumentos para la calibración y normalización del sistema (Secciones 6.3.0 y 6.4.0).

En la mayoría de los casos, la consola de control se instala lejos del cabezal, eligiendo un lugar de condiciones ambientales favorables.

Los requerimientos generales de diseño son:

- construcción modular de circuitos electrónicos para permitir la normalización de la fabricación y reemplazo de chasis en caso de fallas;
- cómodo acceso a los chasis para facilitar las tareas de mantenimiento y service;
- hermeticidad del gabinete contra polvo, o para permitir presurización en ambientes de gases peligrosos (explosivos o corrosivos).

6.1.4 Unidades de lectura y/o registro

Consisten en instrumentos de aguja y/o registradores gráficos, con escalas convenientemente calibradas en unidades relativas (%) o absolutas de espesor o gramaje.

Se instalan cerca de los controles de la máquina, y su indicación debe ser fácilmente visible para el operario. Los instrumentos deben ser robustos de tipo industrial, para soportar las condiciones severas imperantes en la generalidad de las fábricas.

Conviene alojarlos en cajas o gabinetes metálicos herméticos y/o presurizables (Fig. 28).

En algunos casos las unidades de lectura incluyen alarmas de señalización luminosa o audible, para indicar espesores o gramajes fuera de tolerancias. Además, para equipos con cabezal desplazable, se suele indicar su posición relativa al ancho de la lámina, mediante un instrumento de aguja.

6.1.5 Unidad de comando del movimiento

Cuando los movimientos del cabezal se efectúan por medios electromecánicos, se debe prever una botonera con todos los pulsadores y llaves necesarias para tales operaciones (marcha adelante, retroceso, registro del perfil transversal de espesores, inspección transversal continua, parada, normalización, etc.)

La botonera se instala cerca de las unidades de lectura y registro, para que el operario pueda no sólo medir el espesor de la lámina en distintos puntos de la sección transversal, sino también realizar correcciones en la máquina y observar sus resultados.

En general convendrá instalar también otra botonera en o cerca de la consola de control, para facilitar las operaciones de normalización.

6.1.6 Unidad de control automático

Los calibradores nucleares de espesor, al proporcionar una señal eléctrica continua que es función del espesor del producto, brindan un medio ideal para el control automático del proceso.

La unidad de control automático recibe la señal del equipo y la procesa convenientemente, entregando otra señal que acciona los dispositivos de corrección de la máquina, toda vez que ello sea necesario.

Las unidades de control deberán diseñarse especialmente para cada caso particular, luego de un profundo estudio del proceso y de la relación entre la indicación dada por el medidor de espesores y la intensidad y duración que debe darse a la corrección de la máquina.

6.2.0 PARAMETROS DE DISEÑO

En el proyecto de un calibrador nuclear de espesor, entran en juego los siguientes factores principales:

- tipo y características del material a medir (Z , A , p);
- intervalo de espesores procesado por la misma máquina ($x_{\text{máx}}$, $x_{\text{mín}}$);
- características operativas del proceso (continuo o discontinuo, velocidad de pasaje de la hoja, variaciones de posición de la hoja en el sentido perpendicular a su movimiento);
- condiciones físicas y ambientales en la zona de instalación (espacio disponible, humedad y temperatura, presencia de polvo en el ambiente, riesgo de golpes y/o vibraciones, etc);
- precisión deseada en la lectura;
- tiempo disponible para la medición e indicación de una variación instantánea de espesor.

El análisis cuidadoso de todos estos factores, permite efectuar la correcta selección del método de medición (transmisión o retrodispersión), y del tipo, energía y actividad de la fuente radiactiva.

En general, siempre que las condiciones de instalación y disponibilidad de fuentes radiactivas lo permitan, será preferible optar por el método de transmisión, cuando se trata de medir el espesor de un material.

Esta preferencia hacia el método de transmisión se justifica porque normalmente el método de retrodispersión requiere, - a igualdad de precisión -, fuentes de mayor actividad y es además bastante sensible a variaciones en la geometría de medición.

Sin embargo, para el caso de recubrimientos, convendrá muchas veces aplicar el método de retrodispersión y, particularmente, el de fluorescencia de rayos X característicos.

El tipo y energía de la fuente (o las fuentes), se determinan estableciendo un compromiso entre máxima sensibilidad y escala de medición.

6.2.1 Cálculo de la actividad de la fuente

La actividad de la fuente vendrá determinada por los siguientes parámetros:

x : espesor nominal del producto (g/cm^2);

$\mathcal{E} = \pm \frac{\Delta x}{x}$: tolerancia relativa del espesor;

- μ, λ : coeficientes másicos de atenuación de la radiación directa o retrodispersada en el material (cm^2/g);
 T : tiempo disponible (s) para que el equipo indique y/o registre una variación de espesor $|\Delta x/x| \geq \xi$;
 RC : constante de tiempo del circuito electrónico (s);
 q : eficiencia intrínseca del detector, que representa la corriente media obtenida cuando en su volumen sensible ocurre una interacción por segundo (ampere-s/interacción).

El tiempo T viene fijado por la velocidad v (m/s) de movimiento del material a medir, y por la máxima longitud l (m) de producto que se puede procesar fuera de tolerancias, cada vez que ocurre una variación instantánea de espesor. El tiempo T de respuesta de los instrumentos de lectura, deberá ser tal que:

$$T \leq \frac{l}{v} \quad (\text{s})$$

Es evidente que en la mayoría de los casos, el tiempo T deberá ser tan corto como sea posible.

Dado que la respuesta de los medidores de espesor, es en definitiva proporcional al número de fotones o partículas detectadas por unidad de tiempo, resultará que si el tiempo disponible para efectuar ese cómputo es pequeño, las fluctuaciones estadísticas asociadas con la medición serán a su vez relativamente grandes.

La variación de señal indicada por los instrumentos de lectura, T segundos después de producido un cambio de espesor igual o superior a ξ , deberá ser netamente discernible de las máximas fluctuaciones estadísticas observables en la señal. Esta condición inter-relaciona los parámetros mencionados al comienzo de este capítulo y permite calcular, como veremos, la actividad de la fuente.

Comenzaremos, pues, por estudiar con algún detalle, el mecanismo por el cual los medidores de espesor transforman la intensidad de radiación incidente sobre el detector, en una corriente eléctrica, y analizar como se traducen en dicha señal, las fluctuaciones estadísticas inherentes a las mediciones radiactivas.

Nos referiremos para ello al esquema y notación de la Fig. 29.

En los circuitos que siguen al detector, generalmente una cámara de ionización, cada interacción dentro del detector es convertida en una carga q que se añade a la carga Q de un condensador.

El condensador tiene una resistencia R en derivación

La carga Q en el condensador puede determinarse continuamente, sea por lectura de la diferencia de potencial

$$V = \frac{Q}{C} \quad (\text{volt})$$

a través del condensador con un electrómetro, o midiendo la corriente

$$I = \frac{V}{R} = \frac{Q}{RC} \quad (\text{ampere})$$

a través de la resistencia R.

En este sistema se pueden distinguir dos estados:

- 1) un estado de equilibrio en que la intensidad de radiación detectada es constante;
- 2) un estado transiente motivado por un brusco cambio en la intensidad de radiación detectada

Interesa conocer la respuesta del sistema, particularmente en el segundo caso, ya que la medición de espesor de láminas en movimiento es esencialmente un proceso dinámico y no estático.

6.2.1.1 Estado transiente: Sea $Q = 0$ la carga del condensador al tiempo $t = 0$, instante en que la radiación incidente comienza a producir interacciones dentro del detector, a un promedio constante de n interac/s

La cantidad promedio dN de interacciones acumuladas en el intervalo de tiempo de t a $t + dt$ será:

$$dN = n dt \quad (\text{interacciones}) \quad (73)$$

que equivalen a un aumento dQ en la carga del condensador:

$$dQ = q n dt \quad (\text{coulomb})$$

(q es la carga específica promedio por interacción)

Si la lectura de Q se toma al tiempo $t_0 > t$, este incremento de carga habrá decaído a:

$$q n e^{-(t_0 - t)/RC} \cdot dt \quad (\text{coulomb})$$

a causa de la pérdida a través de la resistencia, con la constante de tiempo RC del circuito.

En consecuencia, el valor predecible $Q(t_0)$ de la carga, para una lectura efectuada en el tiempo t_0 es:

$$Q(t_0) = \int_0^{t_0} q n e^{-(t_0 - t)/RC} dt$$

$$Q(t_0) = q n RC (1 - e^{-t_0/RC}) \quad (\text{coulomb}) \quad (74)$$

La carga media Q_m de equilibrio, después que el circuito ha operado un tiempo $t_0 \gg RC$ vale:

$$Q_m = q n RC \quad (\text{coulomb}) \quad (75)$$

Nótese que Q_m representa la carga acumulada durante una constante de tiempo del circuito del condensador.

La diferencia de potencial media, V_m , a través del condensador es:

$$V_m = \frac{Q_m}{C} = q n R \quad (\text{volt}) \quad (76)$$

y resulta independiente de C .

Esto equivale a decir que en el equilibrio Q es constante, y que la corriente media $I = q n$ pasa directamente a través de la resistencia R , donde produce una diferencia de potencial $IR = q n R$ dada por la ley de Ohm.

Ahora bien; debido a la naturaleza estadística del proceso de radiactividad, existirá una fluctuación en el número de interacciones dN computadas durante los intervalos dt , (ec. 73). La desviación normal $\sigma(dn)$ es:

$$\sigma(dN) = \sqrt{dN} = \sqrt{n dt} \quad (\text{interacciones})$$

Por lo tanto, la desviación normal $\sigma(dQ)$ de la carga resultará:

$$\sigma(dQ) = q \sqrt{n dt} \quad (\text{coulomb}) \quad (77)$$

Su influencia en el condensador al tiempo t_0 será:

$$\sigma_0(dQ) = q \sqrt{n dt} e^{-(t_0 - t)/RC} \quad (\text{coulomb}) \quad (78)$$

El resultado $\sigma_0(Q)$ de considerar el efecto de todas las desviaciones normales $\sigma_0(dQ)$ desde 0 a t_0 en el valor final Q , se obtendrá por propagación de errores como:

$$\sigma_0(Q) = \pm \sqrt{\int_0^{t_0} [\sigma_0(dQ)]^2} \quad (\text{coulomb})$$

$$\mathcal{G}_o(Q) = \pm \sqrt{\int_0^{t_o} n q^2 e^{-2(t_o - t)/RC} dt} \quad (\text{coulomb})$$

$$\mathcal{G}_o(Q) = \pm q \sqrt{\frac{n RC}{2} (1 - e^{-2 t_o/RC})} \quad (\text{coulomb}) \quad (79)$$

Si $t_o \gg RC$

$$\mathcal{G}_o(Q) = \pm q \sqrt{\frac{n RC}{2}} \quad (\text{coulomb})$$

Esta es la desviación normal, en la carga media del condensador. Traducida a variación $\mathcal{G}_o(I)$ de la corriente media I , resulta:

$$\mathcal{G}_o(I) = \frac{\mathcal{G}_o(Q)}{RC} = \pm q \sqrt{\frac{n}{2 RC}} \quad (\text{ampere})$$

$$\mathcal{G}_o(I) = \pm \sqrt{\frac{I q}{2 RC}} \quad (\text{ampere}) \quad (80)$$

Vale decir que, finalmente, en el estado de equilibrio se medirá una corriente:

$$I \pm \sqrt{\frac{I q}{2 RC}} \quad (\text{ampere}) \quad (81)$$

Esta es la razón principal de las fluctuaciones que se observan en la lectura de los integradores y micro-micro amperímetros durante mediciones estáticas, es decir, aunque la intensidad promedio de radiación detectada permanezca constante.

Veamos ahora el comportamiento del sistema en el estado transiente, determinado por una variación brusca $\Delta x/x$ de espesor.

A la variación $\Delta x/x$ corresponderá una variación ΔI de la corriente, que podría calcularse con las funciones de transferencia estudiadas en las Secciones 2.0.0 y 3.0.0.

Si t es el instante en que se produce la variación de espesor, la variación de señal que se leerá en el medidor al tiempo $t_0 > t$ será:

$$\Delta I_0 = \Delta I (1 - e^{-(t_0 - t)/RC}) \quad (\text{ampere}) \quad (82)$$

Sólo cuando $T = (t_0 - t) \gg RC$, la variación ΔI_0 observada será igual a la variación real ΔI producida por $\Delta x/x$.

La condición de diseño establece que transcurrido el tiempo T desde un cambio brusco de espesor $\Delta x/x$, la señal ΔI_0 indicada por los instrumentos de lectura, debe ser perfectamente discernible de las fluctuaciones estadísticas de la señal I que corresponde al espesor nominal x .

Por lo tanto, de la Fig. 30 se deduce:

$$\Delta I_0 = \Delta I (1 - e^{-T/RC}) \geq 2,5 \sigma(I) + 2,5 \sigma(I_0) \quad (83)$$

Si la variación $\Delta x/x$ tolerada es pequeña, como ocurre generalmente, será:

$$\sigma(I) \simeq \sigma(I_0) \quad (\text{ampere})$$

En consecuencia:

$$\Delta I (1 - e^{-T/RC}) \geq 5 \sigma(I) \quad (\text{ampere})$$

De acuerdo a ec. 80:

$$\Delta I (1 - e^{-T/RC}) \geq 5 \sqrt{\frac{I q}{2 RC}} \quad (\text{ampere}) \quad (84)$$

Sustituyendo I y ΔI por las expresiones que resultan de la correspondiente función de transferencia, se obtendrá la inter-relación que permite calcular la actividad para satisfacer las condiciones dinámicas de medición.

En general:

$$I = I_0 f(x) \quad (\text{función de transferencia})$$

$$\Delta I = I_0 f'(x) \frac{\Delta x}{x} \quad \cdot \quad x = I_0 f'(x) \xi \quad x$$

$f'(x)$ es la derivada de $f(x)$ respecto a x .

$$I_o \gg \frac{12,5 f(x) q}{\xi^2 x^2 f'(x)^2 RC (1 - e^{-T/RC})^2} \quad (\text{ampere}) \quad (85)$$

A igualdad de otros factores hay un valor de RC que hace mínimo a I_o y que se obtiene de la condición:

$$\frac{d I_o}{d (RC)} = 0 \quad (86)$$

Resulta:

$$RC = \frac{2T \cdot e^{-T/RC}}{1 - e^{-T/RC}} \quad (s) \quad (87)$$

la cual se resuelve gráficamente o por tanteos.

En el método de transmisión:

$$f(x) = e^{-ux}$$

$$f'(x) = -u e^{-ux}$$

de donde la ec. 85 queda:

$$I_o \gg \frac{12,5 q}{\xi^2 (ux)^2 e^{-ux} RC (1 - e^{-T/RC})^2} \quad (\text{ampere}) \quad (88)$$

Puede notarse en ec. 88 que I_o también resulta mínimo para $ux = 2$.

Esta condición difiere de la obtenida en la Sección 2.1.1, ec. 9, por la cual $ux = 1$ (condición de máxima sensibilidad).

En opinión del autor, conviene mantener en lo posible la condición de máxima sensibilidad para la relación entre u y x . De cualquier manera el mismo equipo se diseña para un amplio rango de espesores y, para $ux = 2$, la sensibilidad disminuye sólo un 30% respecto a su valor máximo.

La eficiencia q del detector, que interviene en la ec. 85, se determina experimentalmente de la siguiente forma:

1) con el detector en estudio, se mide y registra durante varios minutos en geometría fija, la intensidad de radiación proveniente de una fuente del mismo emisor a utilizar;

2) se traza la recta promedio del registro obtenido y se mide la máxima fluctuación $\Delta I_{\text{máx}}$ que se observa con respecto al promedio I .

$\Delta I_{\text{máx}}$ será aproximadamente igual a $2,5 \sigma (I)$.

3) de la ec. 80 se deduce

$$q = 0,32 RC (\Delta I_{\text{máx}})^2 \quad (89)$$

RC es la constante del circuito utilizado, la cual puede calcularse o medirse directamente.

Generalmente q resulta del orden de 10^{-15} ampere . s/interacción.

Supongamos que:

$$RC = 1 \text{ (s)}$$

$$u_x = 1$$

$$T = 1 \text{ (s)}$$

$$\mathcal{E} = 0,01$$

$$q = 10^{-15} \text{ ampere . s/interacción}$$

Entonces, por ec. 88:

$$I_o \geq \frac{12,5 \cdot 10^{-15}}{(1 - e^{-1})^2} \cdot \frac{e}{10^{-4}} \approx 8,5 \cdot 10^{-10} \text{ (ampere)}$$

Conociendo la corriente I_1 para una actividad A_1 cualquiera, es fácil determinar la actividad A_o para producir I_o . Por supuesto, la configuración de la fuente de actividad A_1 y la geometría de medición del sistema experimental, deben ser idénticas a las adoptadas para la construcción del equipo.

6.2.1.2 Estado de equilibrio: En el estado de equilibrio, cuando el espesor del material en proceso no varía, la lectura del equipo estará sin embargo acompañada de fluctuaciones de corto y/o largo término, las cuales introducen una incertidumbre o error en la medición del espesor.

La condición de diseño establece en este caso, que el error relativo total de medición, debe ser inferior a un determinado valor fijado con relación a las tolerancias del producto.

Para analizar los errores que pueden eventualmente afectar la respuesta de un medidor de espesor, nos referiremos a la Fig. 31, que representa las sucesivas transformaciones de la señal primaria emitida por la fuente, hasta su representación en los instrumentos de lectura del equipo.

La fuente emite n_0 partículas o fotones por segundo, que constituye la señal primaria del proceso de medición.

El detector recibe una señal n que es la señal primaria atenuada por un factor g de geometría y modificada por un factor $f(x)$ que depende del espesor del material,

$$n = n_0 \cdot g \cdot f(x) \quad (\text{partículas ó fotones/s}) \quad (90)$$

y la convierte con una eficiencia q , en una corriente de salida:

$$I = nq = n_0 \cdot g \cdot q \cdot f(x) \quad (\text{amperc}) \quad (91)$$

El amplificador lineal, por último, transforma la corriente I en la respuesta R

$$R = I \cdot a = n_0 \cdot g \cdot q \cdot a \cdot f(x) \quad (\text{Volt}) \quad (92)$$

Los instrumentos representan esta señal, mediante una escala calibrada en unidades relativas (%) o absolutas (mm) del espesor x .

Es obvio que la respuesta R puede variar aunque x permanezca constante, si se modifica cualquiera de los parámetros que intervienen en la ec. 92.

Estas variaciones ΔR en la respuesta del equipo, se podrán asimilar a cambios Δx de espesor. Para ΔR pequeño, la relación será

$$\Delta R = n_0 \cdot g \cdot q \cdot a \cdot f'(x) \cdot \frac{\Delta x}{x} \cdot x$$

($f'(x)$ es la derivada de $f(x)$ respecto a x)

y el error relativo resultante en la lectura de x :

$$\frac{\Delta x}{x} = \frac{\Delta R}{n_0 \cdot g \cdot q \cdot a \cdot f'(x) \cdot x} \quad (93)$$

Si varía la señal I de entrada al amplificador

$$\Delta R = a \cdot \Delta I$$

y

$$\frac{\Delta x}{x} = \frac{\Delta I}{n_0 \cdot g \cdot q \cdot f'(x) \cdot x} \quad (94)$$

Dentro de esta categoría tenemos el así llamado error estadístico, provocado por fluctuaciones estadísticas del promedio de corriente computado por el circuito RC. Según vimos, en ese caso

$$\Delta I = \pm 2,5 \sqrt{I q} \quad (I) = \pm 2,5 \sqrt{\frac{I q}{2 RC}}$$

$$\left(\frac{\Delta x}{x}\right)_{\text{est}} = \pm \frac{2,5 \sqrt{I q}}{n_0 g q x f'(x) \sqrt{2RC}} \quad (95)$$

Para el método de transmisión

$$f(x) = e^{-ux}$$

$$f'(x) = -u e^{-ux}$$

Reemplazando en ec. 94:

$$\left(\frac{\Delta x}{x}\right)_{\text{est}} = \pm \frac{2,5 e^{ux/2}}{ux \sqrt{2RC n_0 g q}}$$

Disminuye con el aumento de n_0 (actividad de la fuente) y RC (constante de tiempo) y es mínimo para $ux = 2$, según habíamos anticipado en Sección 2.1.1.

La variación de I también puede provenir de (ec. 91):

- alteración de n_0 (decaimiento de la actividad)
- alteración de g (modificación de la geometría de medición)
- alteración de q (variación de la eficiencia de conversión del detector)
- por agregado de otro factor de atenuación debido a la deposición de sustancias extrañas sobre las membranas de la fuente y/o detector.

En cualquiera de estos casos ΔI resulta proporcional a I

$$\Delta I = k I \quad \text{y} \quad \Delta R = k I a$$

dando lugar a los errores proporcionales:

$$\left(\frac{\Delta x}{x}\right)_{\text{prop}} = \pm \frac{k f(x)}{x f'(x)} \quad (96)$$

Para el método de transmisión

$$\left(\frac{\Delta x}{x}\right)_{\text{prop}} = \pm \frac{k}{ux}$$

es independiente de n_0 . Su reducción requiere buenas características constructivas del equipo y compensación por decaimiento de la fuente.

Por último la respuesta R puede variar por mal funcionamiento del amplificador. Esto da lugar a dos tipos de error: un error constante para el cual $\Delta R = \text{cte} = k$, y un error proporcional a la señal I de entrada: $\Delta R = I \cdot \Delta a$

El primero se traduce en

$$\left(\frac{\Delta x}{x}\right)_{\text{cte}} = \frac{k}{n_0 g q a f'(x) x} \quad (97)$$

Disminuye con el aumento de n_0 y un buen diseño del circuito electrónico. En el método de transmisión es mínimo para $x = 1$.

El error proporcional vale:

$$\left(\frac{\Delta x}{x}\right)_{\text{prop}} = -\frac{f(x)}{x f'(x)} \cdot \frac{\Delta a}{a} \quad (98)$$

No depende de n_0 , y tiene su origen en variaciones de amplificación.

Los errores proporcionales que provienen tanto de variaciones en la señal I de entrada del amplificador (ec. 96) como de variaciones en la respuesta R (ec. 98) se pueden reducir con un buen diseño del amplificador, compensación por temperatura y normalización periódica del sistema de medición.

Una manera eficaz de eliminar estos errores viene dada por el sistema de compensación nuclear (Sección 4.2.1).

En este caso la operación del circuito electrónico se aplica sobre la diferencia, a la entrada, de dos señales muy próximas:

$$(I - I_0) = n_0 g q \left[f(x) - f(x_0) \right]$$

$f(x_0)$ es la modificación de la señal primaria por el patrón de comparación.

Por lo tanto R :

$$R = n_0 g q a \left[f(x) - f(x_0) \right]$$

Haciendo $f(x) - f(x_0) = \Delta f(x)$:

$$R = n_0 g q a \Delta f(x) \quad (99)$$

La variación ΔR por alteraciones en n_0 , g , q ó a , será siempre el producto de dos cantidades muy pequeñas y, por lo tanto, tenderá a cero, anulándose así el error proporcional.

Supongamos que se produce una variación Δa en la amplificación. Entonces:

$$\Delta R = n_0 g q \Delta a \Delta f(x)$$

$$\Delta a \Delta f(x) \simeq 0$$

$$\Delta R \longrightarrow 0$$

$$\left(\frac{\Delta x}{x}\right)_{\text{prop}} = \frac{\Delta R}{n_0 g q a f'(x) x} = \frac{\Delta a \Delta f(x)}{a f'(x) \cdot x} \longrightarrow 0$$

En cualquier caso el error relativo total se obtendrá como:

$$\left(\frac{\Delta x}{x}\right)_{\text{tot}} = \sqrt{\sum_i \left(\frac{\Delta x}{x}\right)_i^2}$$

y de la condición

$$\left(\frac{\Delta x}{x}\right)_{\text{tot}} \leq \epsilon$$

se podrá calcular el valor mínimo de n_0 ó I_0 .

El valor así obtenido se compara con el que resulta de la ec. 85 y se elige finalmente el más desfavorable. En general la ec. 85 será determinante en la elección de I_0 (ó n_0) pues establece la condición más severa.

6.2.2 Selección del detector

El tipo y energía de la fuente, así como el valor "n" de la intensidad de radiación incidente sobre el detector (ec. 90), son los parámetros que definen el detector más adecuado.

Prácticamente, debido al valor relativamente grande de "n" (en partículas o fotones por segundo), necesario en la mayoría de las aplicaciones, hay que descartar el empleo de tubos Geiger Müller y limitar la selección al uso de cámaras de ionización o de contadores de centelleo.

Tratándose de fuentes beta, normalmente se utilizan cámaras de ionización. En el caso de radiación gamma, la mayor eficiencia de los cristales de centelleo con respecto a las cámaras de ionización hace que algunos fabricantes de equipos de medición de espesor opten por aquellos, a pesar de las desventajas derivadas de la inestabilidad del sistema frente a variaciones de temperatura y voltaje.

Sin embargo, la posibilidad que brindan las cámaras de ionización de aumentar el volumen sensible de detección, su simplicidad y robustez constructivas, así como su gran estabilidad respecto a fluctuaciones en la tensión de polarización, hace que sean los detectores preferidos tanto para radiación beta como para radiación gamma.

6.2.3 Geometría de medición

Las distancias relativas fuente-hoja-detector, pueden influir sensiblemente en las mediciones, de modo que variaciones de dichas distancias durante el proceso de fabricación, introducen por lo general errores intolerables en la medida del espesor.

La naturaleza de este problema y sus vías de solución son distintas, según se trate de los métodos de transmisión o de retrodispersión.

6.2.3.1 Errores por variación de geometría en el método de transmisión: Por una parte, si se altera la distancia fuente-detector puede variar el ángulo sólido definido por la fuente y la superficie sensible del detector (membrana de la cámara de ionización), con lo cual la intensidad de radiación incidente también cambia.

Este posible error se evita con una buena construcción mecánica del equipo que haga mínimos los desplazamientos relativos de la fuente y detector, y mediante la adecuada colimación del haz de radiaciones, para que pequeños cambios de geometría no afecten la intensidad de radiación incidente.

Para ello, la superficie sensible del detector debe cubrir con exceso la sección transversal del haz de radiaciones que entra en el mismo.

La posición relativa del absorbente, por otra parte, también afecta las mediciones debido a la dispersión de la radiación que lo atraviesa. El grado y naturaleza de la dispersión depende tanto del tipo y energía de la radiación, como del espesor y composición del material absorbente.

Esta dispersión, generada en la intersección del haz de radiaciones con la superficie del material que se mide, puede asimilarse a la presencia de una segunda fuente radiactiva imaginaria, localizada en el material absorbente. Es evidente, por lo tanto, que si la distancia entre el absorbente y el detector varía, la intensidad de radiación dispersa detectada también variará, aumentando a medida que la hoja se aproxima al detector.

El error resultante de esta circunstancia se puede disminuir o evitar mediante los siguientes recursos:

- a) impidiendo mecánicamente (con rodillos por ej.) los desplazamientos de la lámina en dirección vertical a su movimiento;

b) colimando la radiación a la entrada del detector.

En este último caso es posible compensar la influencia de variaciones de posición de la hoja, al menos para un cierto margen de desplazamiento. Al instalar el equipo se procurará que la línea de paso de la lámina, quede dentro de dicho margen.

6.2.3.2 Errores por variación de geometría en el método de retrodispersión:
Fuente y detector deben mantener su configuración geométrica, para lo cual bastará con un buen diseño mecánico del equipo.

La distancia del reflector influye en las mediciones, por la misma causa mencionada en el punto anterior. La zona de retrodispersión puede asimilarse también a una fuente radiactiva imaginaria.

En general, para un sistema de retrodispersión (Fig. 5), representando gráficamente la relación entre la intensidad de radiación medida y la distancia reflector-detector, se obtendrá una curva de la forma ilustrada en la Fig. 32.

Se observa que existe una distancia ($d_{\text{ópt}}$) para la cual la intensidad medida tiene un valor máximo. Para dicho valor el sistema es además prácticamente insensible a pequeñas variaciones de la distancia reflector-detector, como se deduce de la condición de máximo:

$$\left(\frac{\Delta I}{\Delta d} \right)_d = d_{\text{ópt}} \simeq 0$$

Por lo tanto el equipo deberá instalarse de tal forma que la lámina a medir quede a la distancia óptima del detector.

La distancia óptima se determina experimentalmente para cada caso particular.

6.3.0 CALIBRACION

Los equipos deben calibrarse para traducir la señal eléctrica de su respuesta en términos de espesor, en el caso de la medición absoluta o de variaciones absolutas o relativas de espesor, para los sistemas de medición comparativa.

Dado que las escalas de los instrumentos de lectura (indicadores de aguja y registradores gráficos) estarán graduadas en mm, g/m², ó % de variación en forma fija, habrá que ajustar la amplificación del circuito electrónico y/o la sensibilidad de los instrumentos en función del espesor medido, para que la misma graduación de escala sirva para todo el rango de espesores procesado en la máquina donde se piensa instalar el equipo.

La forma de efectuar esta calibración varía, según se trate de sistemas de medición absoluta o de medición comparativa.

6.3.1 Medición absoluta

La respuesta R del equipo es, ec. 92:

$$R = I_a = n_o g q a f(x) \quad (\text{Volt})$$

Habrà un espesor $x = x_1$ para el cual $f(x)$ tiene el mayor valor. Para dicho espesor se tendrá también el mayor valor de la respuesta ($R = R_{\text{màx}}$).

Se hace coincidir $R_{\text{màx}}$ con la salida óptima del amplificador y se ajusta la sensibilidad de los instrumentos de lectura para que representen $R_{\text{màx}}$ a plena escala.

La amplificación resulta (ec. 92 y 91):

$$a = \frac{R_{\text{màx}}}{n_o g q f(x_1)} = \frac{R_{\text{màx}}}{I_{\text{màx}}} \quad \left(\frac{\text{V}}{\text{A}} \right) \quad (100)$$

A plena escala de los instrumentos se leerà el espesor x_1 . El resto de las graduaciones se hará de acuerdo a $f(x)$.

Para aclarar el uso práctico de la ec. 100, supongamos que el equipo se ha diseñado para el método de transmisión y espesores variables desde 0 mm.

En ese caso:

$$f(x) = e^{-u x}$$

$$I_{\text{màx}} = I_o = n_o g q f(0) = n_o g q$$

El valor I_o , de acuerdo a la ec. 88 y al último ejemplo de la Sección 6.2.1.1 deberá ser

$$I_o \simeq 10^{-9} \text{ A}$$

Si la respuesta máxima más adecuada del amplificador es $R_{\text{màx}} = 10 \text{ V}$ se tendrá finalmente:

$$a = 10^{10} \quad \frac{\text{V}}{\text{A}}$$

Nótese que V/A corresponde a la unidad ohm. Esto significa que "a" es el valor de una resistencia y, efectivamente, está representada por la resistencia de alto valor (high meg resistor) utilizada en el lazo de realimentación de los micro-amperímetros.

6.3.2 Medición comparativa

En este caso (ec. 99) la respuesta vale:

$$R = n_o g q a \Delta f(x) \quad (V)$$

Dado que $\Delta f(x)$ es pequeño, se tendrá:

$$\Delta f(x) \simeq f'(x) \Delta x$$

Por lo tanto

$$R = n_o g q a f'(x) \Delta x \quad (V) \quad (101)$$

La respuesta R variará entre cero (para $\Delta x = 0$) y un valor máximo $\pm R_{\text{máx}}$ correspondiente a $\pm \Delta x_{\text{máx}}$. Como $\pm \Delta x_{\text{máx}}$ será de todos modos pequeño, la respuesta R resultará lineal respecto a Δx , y la graduación de las escalas también lo será.

El cero estará en el centro de la escala. Las graduaciones de ambos extremos corresponderán a $-\Delta x_{\text{máx}}$ y $+\Delta x_{\text{máx}}$ respectivamente.

La amplificación "a" se variará en función del espesor nominal (x_o) del proceso, de tal forma que siempre:

$$a = \frac{R_{\text{máx}}}{n_o g q f'(x_o) \Delta x_{\text{máx}}} \quad \left(\frac{V}{A} \right) \quad (102)$$

$R_{\text{máx}}$ será constante y corresponderá a la máxima salida para un funcionamiento correcto del amplificador.

La sensibilidad de los instrumentos deberá ser tal que $2 R_{\text{máx}}$ se represente a plena escala (para ubicar el cero en el centro).

La calibración en términos de variación absoluta de espesor $\pm \Delta x$ (mm), no es siempre la más conveniente ya que siendo los límites de la escala constantes, la sensibilidad relativa de lectura resultará diferente para cada espesor nominal.

Así por ejemplo, supongamos que el equipo se ha calibrado de manera que los extremos de la escala correspondan a $\pm 0,05$ mm, y que el mismo equipo deba medir espesores entre 0,5 y 2,5 mm.

Ocurrirá entonces que para $x_0 = 0,5$ mm se leerán a plena escala variaciones del 10% de espesor, mientras que para $x_0 = 2,5$ mm plena escala corresponderá sólo al 2% de variación. Esta sensibilidad de lectura puede resultar exagerada e inconveniente en la práctica, ya que aún fluctuaciones estadísticas del orden del 0,5% se representarán en una parte considerable de la escala, dificultando la correcta apreciación de las variaciones reales de espesor.

Por otra parte, durante el proceso, se presentarán normalmente variaciones de espesor superiores al 2%, y, en este caso, el operario encargado de controlar la máquina con el calibrador nuclear, carecería de información por hallarse las lecturas de los instrumentos "fuera de escala".

Debido a estos inconvenientes, se prefiere recurrir a la representación porcentual de las variaciones de espesor haciendo que los extremos de la escala correspondan a un porcentaje máximo constante de variación de espesor, por ejemplo del 10%.

En este caso la amplificación deberá variar según la ley:

$$a = \frac{R_{\text{máx}}}{n_0 g q f'(x_0) \left(\frac{\Delta x}{x_0}\right)_{\text{máx}} x_0} \frac{V}{A} \quad (103)$$

donde

$$\left(\frac{\Delta x}{x}\right)_{\text{máx}} \text{ y } R_{\text{máx}} = \text{constantes}$$

Ilustraremos mediante un ejemplo referido al método de transmisión, el uso de la ec. 103

$$f(x) = e^{-ux}$$

$$f'(x) = -ue^{-ux}$$

Para $x = 0$ la corriente de salida del detector será (ec. 91):

$$I_0 = n_0 g q f(0) = n_0 g q$$

Suponiendo:

$$R_{\text{máx}} = 10 \text{ V}$$

$$\left(\frac{\Delta x}{x_0}\right)_{\text{máx}} = 0,1$$

$$I_0 = 10^{-9} \text{ A (ec. 88)}$$

la ec. 103 resulta:

$$a = \left| \frac{10^{11}}{u x e^{-u x}} \right| \frac{V}{A}$$

En el caso particular que $u x = 1$ (máxima sensibilidad) será

$$a \simeq 2,78 \times 10^{11} \frac{V}{A}$$

Este sería el valor de la resistencia de realimentación del micro-microamperímetro ($V/A = \Omega$).

Dado que resultaría imposible ajustar esa resistencia en conformidad con lo requerido por ec. 103, lo que se varía en la práctica es el factor de realimentación del electrómetro (llamado comunmente factor beta).

De esta manera, utilizando una sola resistencia de alto valor, la ganancia total del circuito se puede multiplicar cómodamente en forma continua por un factor variable entre 1 y 30.

El valor de la resistencia se establece en base a la condición más favorable de operación, es decir, aquella para la cual se obtiene la máxima variación de corriente ΔI a la salida del detector, para el dado $\Delta x/x$. En este caso el factor beta será igual a la unidad y corresponderá a un determinado espesor del rango.

Para los demás espesores el factor beta se ajusta de acuerdo a la condición impuesta por ec. 103.

En la práctica ese ajuste se hace con un potenciómetro sobre el panel de la consola, fijando su posición con auxilio de una escala graduada en espesores (mm por ej.).

La calibración de equipos basados en el sistema comparativo, incluye también la preparación de los patrones de medida o "muestras standard".

Cada patrón deberá corresponder a un determinado espesor del producto a medir, pero no es necesario que ambos sean del mismo material; incluso la mayoría de las veces convendrá por razones prácticas, fabricar el patrón con un material distinto al del producto en proceso.

Aunque en este caso el espesor real del patrón puede no ser igual al espesor de producto que representa, bastará que el patrón entregue en el sistema de comparación, la señal correspondiente al espesor de calibración.

Un material adecuado para la construcción de los patrones es el aluminio. Las muestras de aluminio se rebajan fácilmente de espesor, y de manera uniforme, utilizando una solución concentrada de soda cáustica.

El mismo patrón se puede usar para una gama restringida de espesores, compensando electrónicamente las pequeñas diferencias entre el espesor del patrón y el del producto.

Por lo tanto, un número limitado de muestras, es suficiente para cubrir en forma continua todo el rango de espesores para el cual fue proyectado el equipo.

6.4.0 NORMALIZACIÓN

En el diseño de medidores de espesor, como ocurre con la mayoría de los calibradores nucleares (humedad, densidad, nivel, etc.), se deben prever medios para la normalización (standardización) manual o automática de los equipos.

La normalización tiene por objeto verificar periódicamente la operación del sistema para corregir, en caso necesario, variaciones de mediano y largo término en la estabilidad de medición.

Las causas más comunes de dichas variaciones de estabilidad son:

- a) alteración de la eficiencia del detector;
- b) variación de parámetros del circuito electrónico;
- c) cambios en la geometría de detección;
- d) deposición de polvo o sustancias extrañas en las membranas de la fuente y/o detector;
- e) decaimiento de la fuente radiactiva.

Las operaciones de normalización consisten en la verificación y eventual corrección de los siguientes parámetros:

- 1) cero del amplificador electrónico;
- 2) cero de medición (equipo midiendo sin absorbente entre fuente y detector);
- 3) lectura con una muestra de espesor calibrado.

Como se dijo al principio, esta secuencia de operaciones y los correspondientes ajustes de los parámetros que resulten afectados de error, se puede realizar en

forma manual o automática, En cualquier caso se requiere retirar el cabezal de la zona de medición, y la frecuencia de normalización dependerá tanto de las características del equipo como de las condiciones del proceso.

En general bastará con efectuar una comprobación cada 8 horas.

7.0.0 CAMPOS DE APLICACION Y BENEFICIOS ECONOMICOS DE LOS CALIBRADORES NUCLEARES DE ESPESOR

Los calibradores nucleares se aplican hoy prácticamente en todo proceso o control industrial, donde se requiera medir el espesor o el peso por unidad de superficie de productos laminados o de sus recubrimientos.

En 1961, la distribución de medidores de espesor por industrias en 20 países desarrollados (excluyendo los EEUU y la URSS) se muestra en la Tabla 7.

En lo que respecta a nuestro país en particular, la situación actual de la medición de espesor con radioisótopos, está reflejada en la Tabla 8.

Los medidores nucleares de espesor deben competir en cada aplicación específica, con otros métodos alternativos y su elección está condicionada en definitiva, a consideraciones de orden económico.

En muchos casos es posible demostrar prácticamente los beneficios tangibles de la medición nuclear, y predecir también los beneficios intangibles que de ella pueden esperarse.

La demostración de los beneficios económicos tangibles se realiza mediante un estudio de corta duración (de una a dos semanas), instalando un equipo de pruebas en el proceso.

El estudio consta de dos etapas:

Durante un tiempo el medidor registra las variaciones de espesor pero no se permite al operario el acceso y/o utilización de esa información para corregir la máquina.

En la segunda etapa el operario emplea las lecturas para controlar el proceso, registrándose también las variaciones de espesor.

Con los registros gráficos se analiza la distribución de la producción respecto al espesor y se comparan los resultados obtenidos con y sin medición nuclear, en la forma ilustrada en la Fig. 33.

La menor dispersión de la producción lograda en el último caso, permite correr el espesor promedio del producto hacia la derecha o hacia la izquierda del valor

TABLA 7. MEDIDORES NUCLEARES DE ESPESOR EN VARIAS INDUSTRIAS
DE 20 PAISES, EN 1961 (EXCLUIDOS USA Y URSS)

<u>INDUSTRIA</u>	<u>No. DE EQUIPOS</u>
Alimentación	6
Textil	215
Papel	1.531
Goma	221
Química y plásticos	723
Petróleo y carbón	31
Minerales no metálicos	125
Metales básicos	481
Maquinarias	164
Servicios	58
No especificados	22
TOTAL	3.577

TABLA 8. MEDICION NUCLEAR DE ESPESOR EN LA REPUBLICA ARGENTINA

Industria	Aplicación	Datos acumulativos					
		Usuarios		Equipos		Inversiones en equipos (US\$) ^α	
		1962	1968	1962	1968	1962	1968
Textil	Telas vinílicas	2	4	2	8	9.000	34.000
Madera y papel	Papel	2	3	3	5	20.000	29.500
	Papel abrasivo	-	1	-	5	-	17.500
Química y plásticos	Película celofán	1	2	1	3	4.500	19.000
	Procesos	-	1	-	1	-	3.500
Metales	Laminación	3	4	4	5	25.000	64.000
Servicios	Cañerías	1	1	1	1	3.000	3.000
TOTALES		9	16	11	28 ^β	61.500	170.500
AUMENTO RESPECTO 1962 %		78		155		178	

^α Inversiones estimadas.

^β De estos equipos, 18 fueron construidos en el país por la industria privada, representando bienes de por aproximadamente US\$ 107.000.

nominal, sin exceder mayormente las tolerancias de fabricación.

Este recurso posibilita o bien producir más metros por Kg. de materia prima, (promedio corrido a la izquierda) o más Kg. de producto con los mismos gastos de fabricación (promedio de espesor desplazado a la derecha), conservando siempre espesor uniforme y dentro de tolerancias.

En los casos de máquinas de alta velocidad de producción, aumentos del orden del 2% en los parámetros arriba mencionados, reditúan beneficios económicos anuales considerables que superan varias veces el costo del medidor nuclear.

Así por ejemplo, las Tablas 9 y 10 muestran los beneficios económicos de los medidores de espesor referidos a la industria papelera y a las industrias textil, química, plásticos y goma, de diferentes países, según resultados de una encuesta practicada en 1961.

Se observa que la relación beneficio anual/costo del medidor es grande en la mayoría de los casos, lo cual significa que el equipo se paga varias veces a sí mismo en el transcurso de un año, a través de las economías que su uso reporta.

Entre los beneficios intangibles derivados de la medición nuclear de espesores pueden citarse:

- 1) Mejora de calidad: por reducción de las variaciones de espesor o gramaje en los perfiles longitudinales y transversales de la lámina;
- 2) Afianzamiento del producto en el mercado: un producto más uniforme, dentro de tolerancias, ayuda a ganar nuevos clientes y a retener los actuales;
- 3) Corrección de fallas: los medidores nucleares suministran inmediata indicación de inconvenientes en la máquina o preparación de la materia prima, lo cual es importante en máquinas modernas de gran rendimiento;
- 4) Control de calidad y análisis de la producción: los registradores gráficos y analizadores de producción que pueden acoplarse a los calibradores nucleares, proveen información precisa, continua e inmediata que facilita los cálculos de costo en la línea.

TABLA 9. ASPECTOS ECONOMICOS DE LA MEDICION NUCLEAR DE ESPESOR
EN LA INDUSTRIA DEL PAPEL, REFERIDOS AL AÑO 1961.

País	No. de equipos	Ahorros Anuales U\$S	Relación Beneficio/Costo
Australia	12	270.000	15 : 1
Austria	16	42.000	4 : 1
Belgica	42	350.000	10 : 1
Canada	165	116.000	2.8 : 1
EE.UU	(*)	2.825.000	8.8 : 1
Finlandia	31	750.000	20 : 1
Francia	166	1.200.000	4 : 1
Holanda	63	360.000	6.2 : 1
Inglaterra	357	580.000	4 : 1
Noruega	48	260.000	10 : 1
Suecia	140	400.000	5 : 1

(*) Dato no disponible.

TABLA 10. ASPECTOS ECONOMICOS DE LA MEDICION NUCLEAR DE ESPESOR EN LAS INDUSTRIAS TEXTIL, QUIMICA, PLASTICA Y GOMA, REFERIDOS AL AÑO 1961

País	No. de equipos	Ahorros Anuales USS	Relación Beneficio/Costo
Argentina	3	12.000	10 : 1
Australia	23	100.000	5 : 1
Austria	12	80.000	10 : 1
España	16	90.000	50 : 1
EE.UU	(*)	6.300.000	6 : 1 - 20 : 1
Finlandia	6	600	1.2 : 1
Francia	154	180.000	2 : 1 - 40 : 1
Holanda	21	164.000	6 : 1 - 16 : 1
Inglaterra	189	3.000.000	2 : 1 - 9 : 1
Noruega	15	30.000	5 : 1
Suecia	105	500.000	4 : 1 - 16 : 1

(*) Dato no disponible.

BIBLIOGRAFIA

- 1.- Baró, G.B., y Castagnet, A.C., "Estado actual y perspectivas de la aplicación de radioisótopos en la industria Argentina", publicación interna EN-9/16, CNEA Buenos Aires, (1969);
- 2.- Cameron, J.F., and Rhodes, J.R., "Beta-excited sources of electromagnetic radiation", Radioisotopes in the physical sciences and industry, II, 23-39, OIEA, Viena, (1962);
- 3.- Clayton, C.G., and Cameron J.F., "A review of the design and application of radioisotope instruments in industry", Radioisotope Instruments in Industry and geophysics, I, 15-59, OIEA, Viena, (1966);
- 4.- Commisariat a L'Energie Atomique, Radioelements-Molecules marquees, Catálogo C.E.A., (Octubre 1968).
- 5.- Evans, R.D., The Atomic Nucleus, Chap. 28. Mc Graw-Hill Book Company, Inc, (1955);
- 6.- Kopp, M.C., y Pinasco, S.F., Micro-Microamperímetro, Informe No. 3, CNEA, Buenos Aires, (1958);
- 7.- Miwa, H., Mizukoshi, T., and Shimizu, M., "A beta backscatter gauge for the continuous measurement of zinc coating on steel", Radioisotope Instruments in Industry and geophysics, I, 213-225, OIEA, Viena, (1966);
- 8.- Nuclear Chicago, "A collection of comprehensive scientific papers on the application and measurement of radioactivity", Technical Bulletins Nos. 8 y 9, Nuclear Chicago Corp., 333 East Howard Av., Des Plaines, Illinois, USA.;
- 9.- OIEA, "Industrial Radioisotope Economics", Technical Reports Series No. 40, OIEA, Viena, (1965);
- 10.- Perette, J., Maugest J., "Utilisation du rayonnement alpha pour les mesures industrielles de poids superficiel", (Radioisotopes in the physical sciences and industry), II, 108-127, OIEA, Viena, (1962);
- 11.- Técnica e Industria, "Medición de espesores y gramajes con radioisótopos", Técnica e Industria No. 599, Buenos Aires, (1964);
- 12.- The Radiochemical Centre, Radioactive products, Catálogo 1967/68, Amersham;
- 13.- The Radiochemical Centre, The Radiochemical Manual, Second Edition. Amersham, (1966);
- 14.- Whitehouse, W. J., and Putman, J.L., Radioactive Isotopes, Cap. III, University Press, Oxford, (1953).

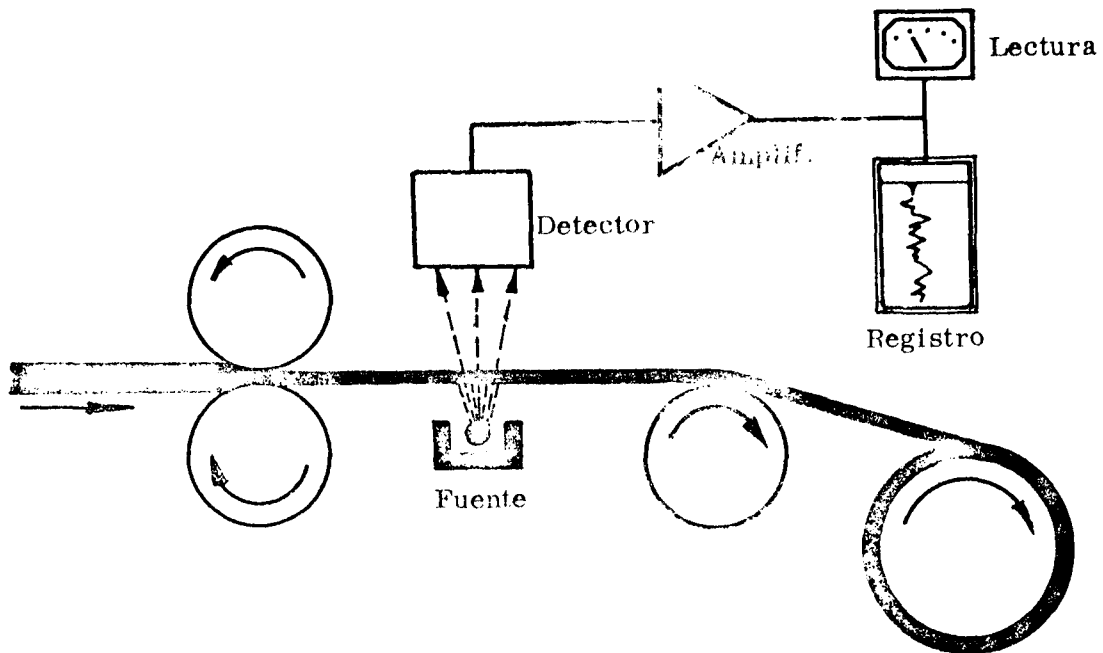


Fig. 1. Medida de espesor por el método de transmisión.

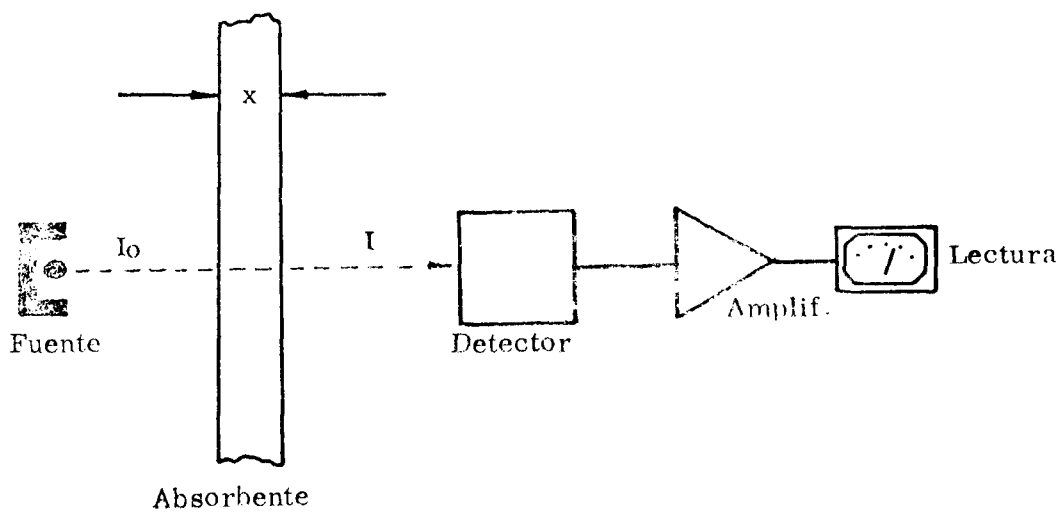


Fig. 2. Geometría y notación para estudiar la atenuación exponencial de radiaciones.

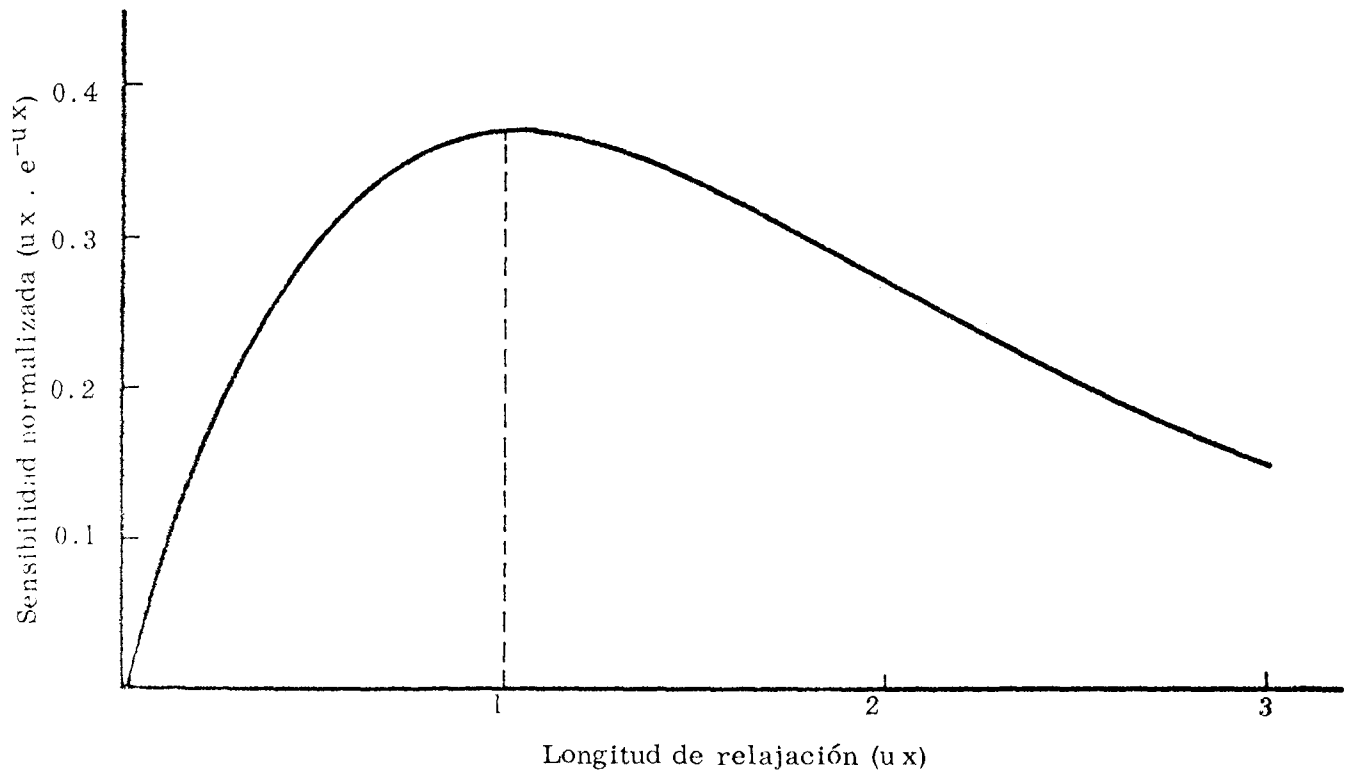


Fig. 3. Sensibilidad normalizada (S_0), en la medición de espesor por atenuación exponencial, en función del producto ux .

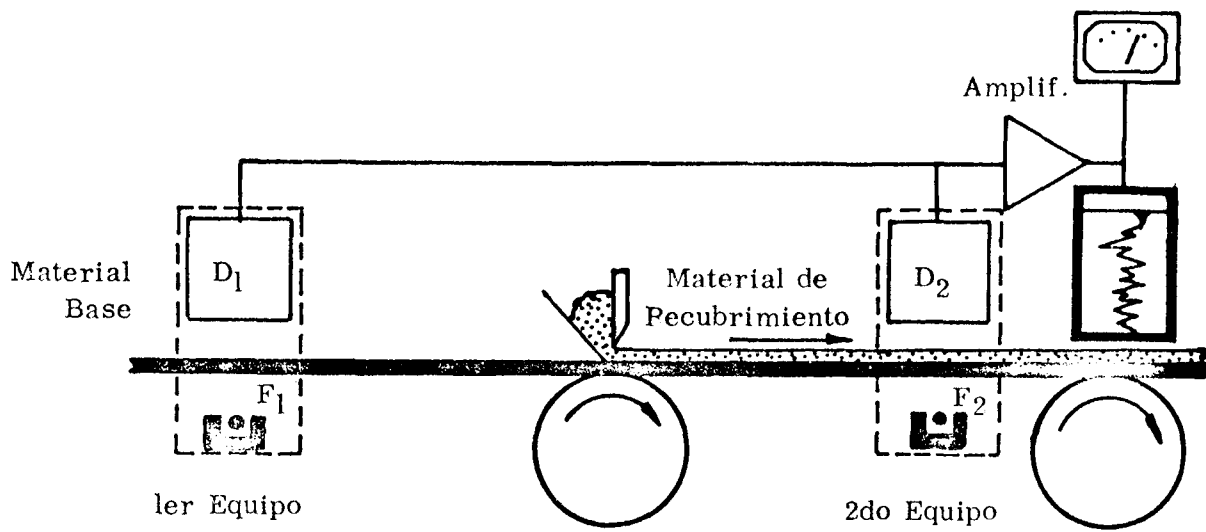


Fig. 4. Medida de recubrimientos por el método de transmisión.

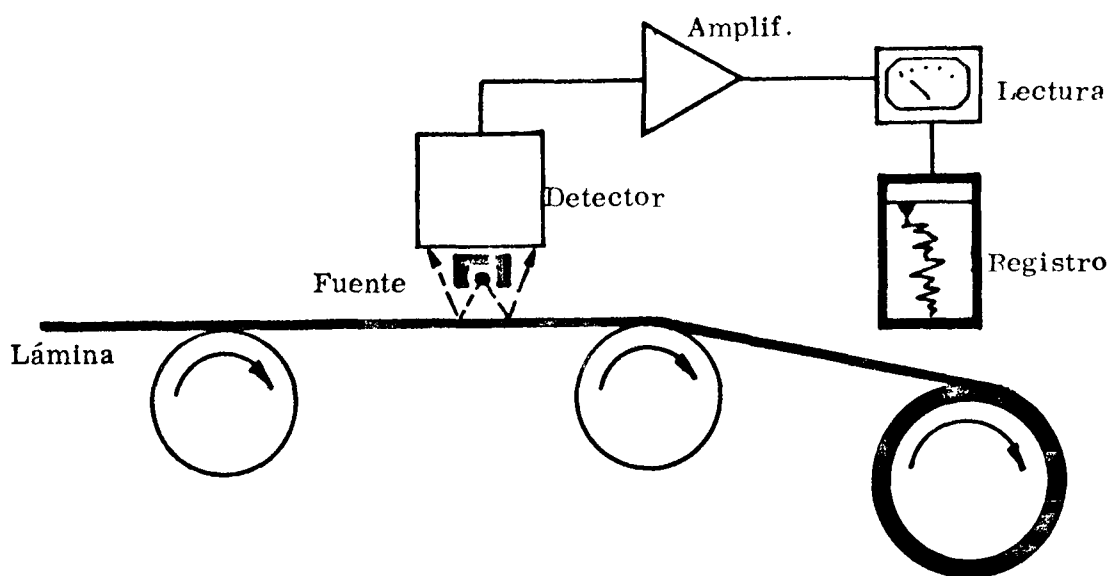


Fig. 5. Medida de recubrimientos por el método de retrodispersión.

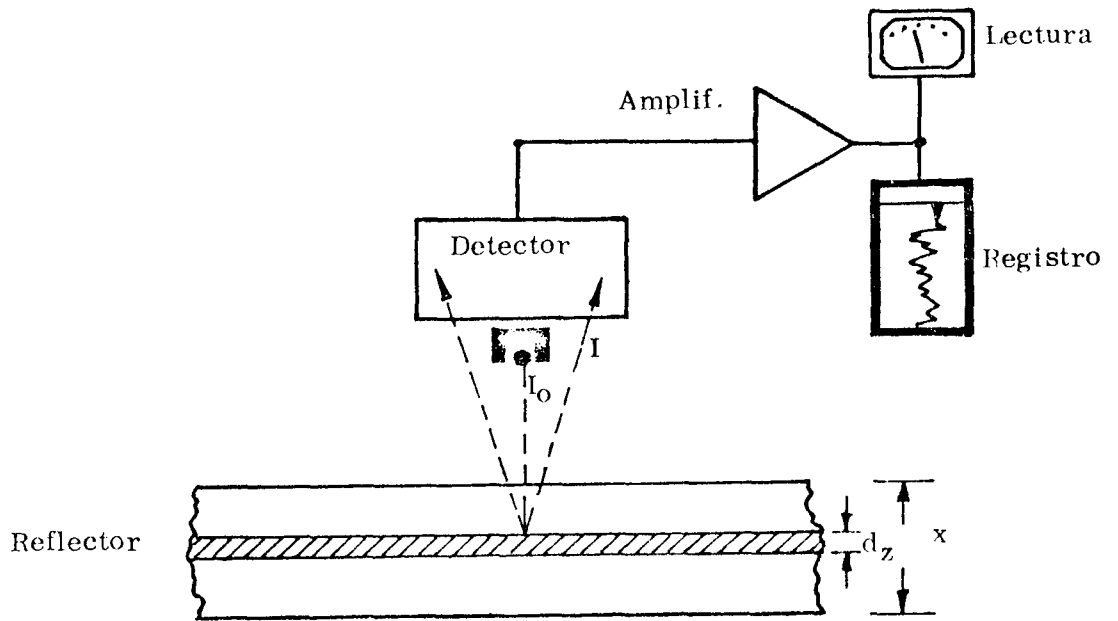


Fig. 6. Geometría y notación para estudiar el método de retrodispersión.

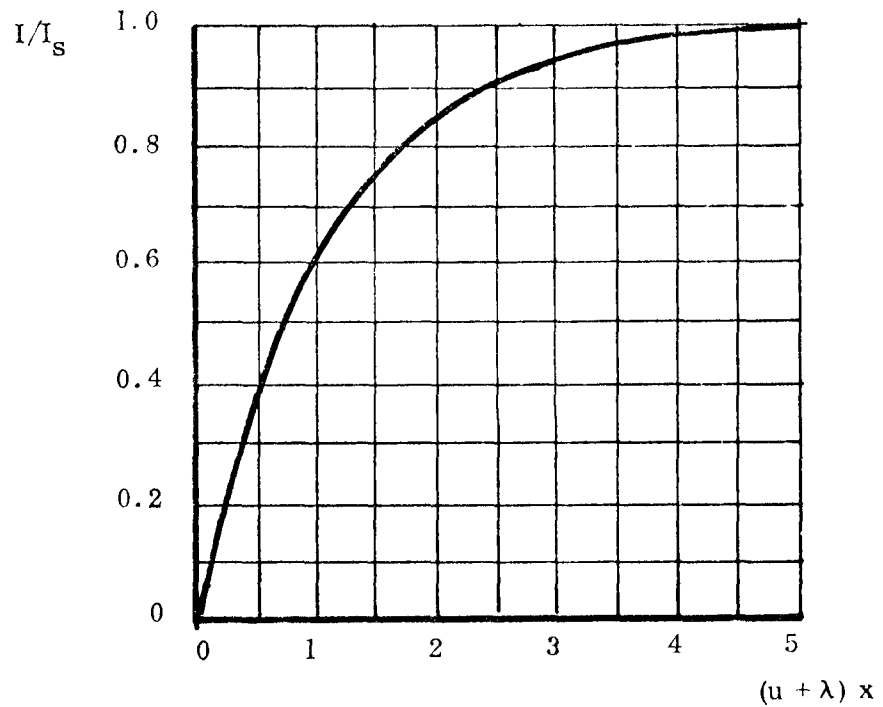


Fig. 7. Intensidad de radiación retrodispersada (I) como fracción de la retrodispersión a saturación (I_s) en función de $(u + \lambda) \cdot x$.

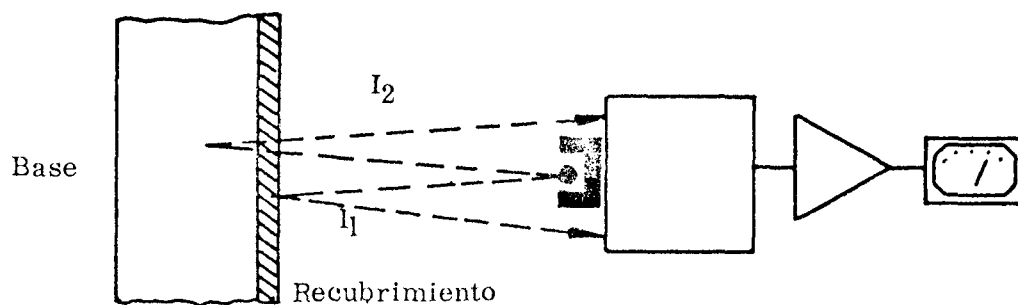


Fig. 8. Geometría y notación para estudiar la medición de recubrimientos por retrodispersión.

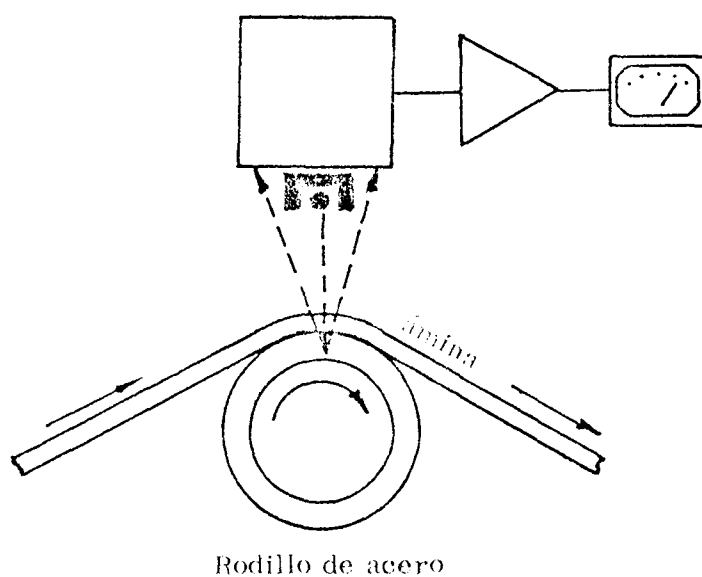


Fig. 9. Medición de espesor por atenuación de radiación retrodispersada.

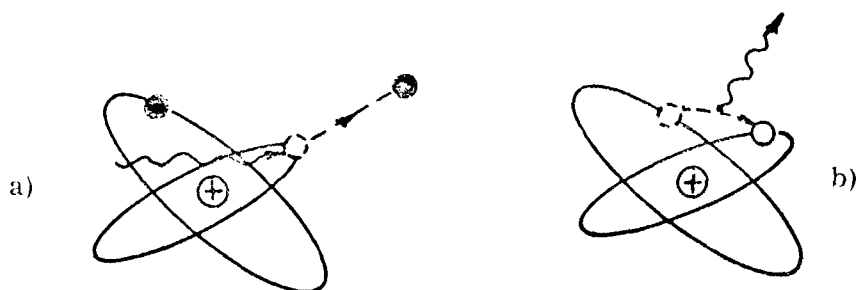


Fig. 10 a) y b). Proceso de fluorescencia de rayos X.

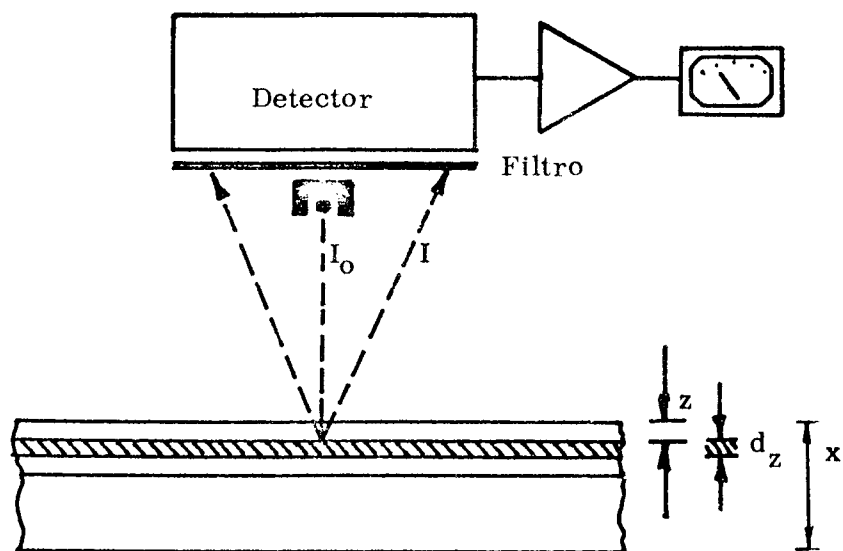


Fig. 11. Medición de espesor por excitación del recubrimiento.

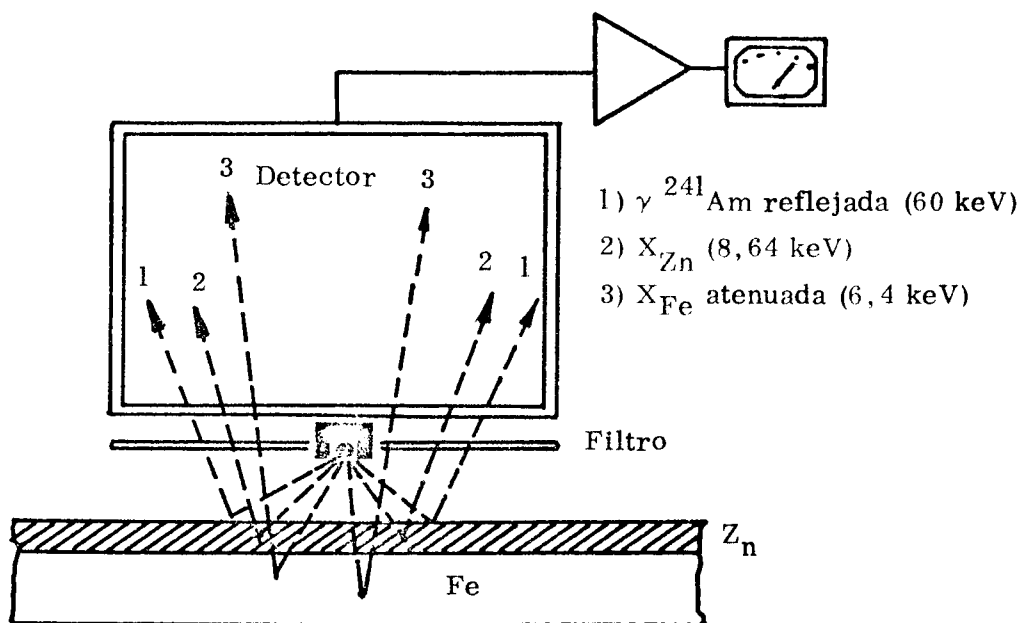


Fig. 12. El detector recibe radiación directa reflejada 1), radiación excitada en el recubrimiento 2), y radiación excitada en la base atenuada por el recubrimiento 3).

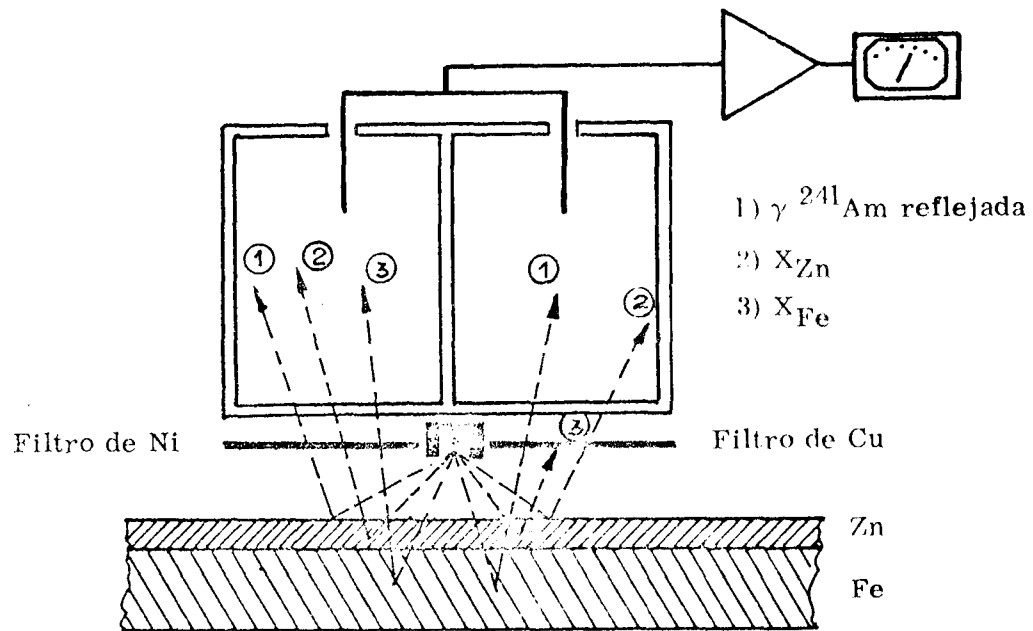


Fig. 13. Sistema de dos cámaras en oposición para eliminar la influencia de radiación indeseable en la medición de recubrimientos por fluorescencia de rayos X.

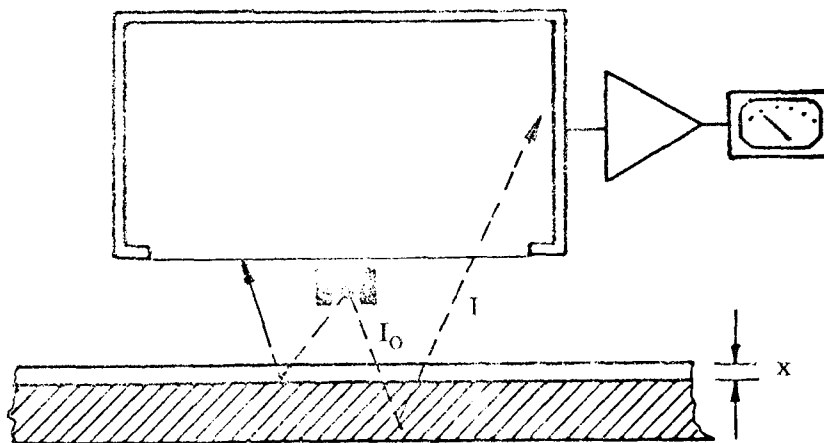


Fig. 14. Medición de recubrimientos por excitación del material base.

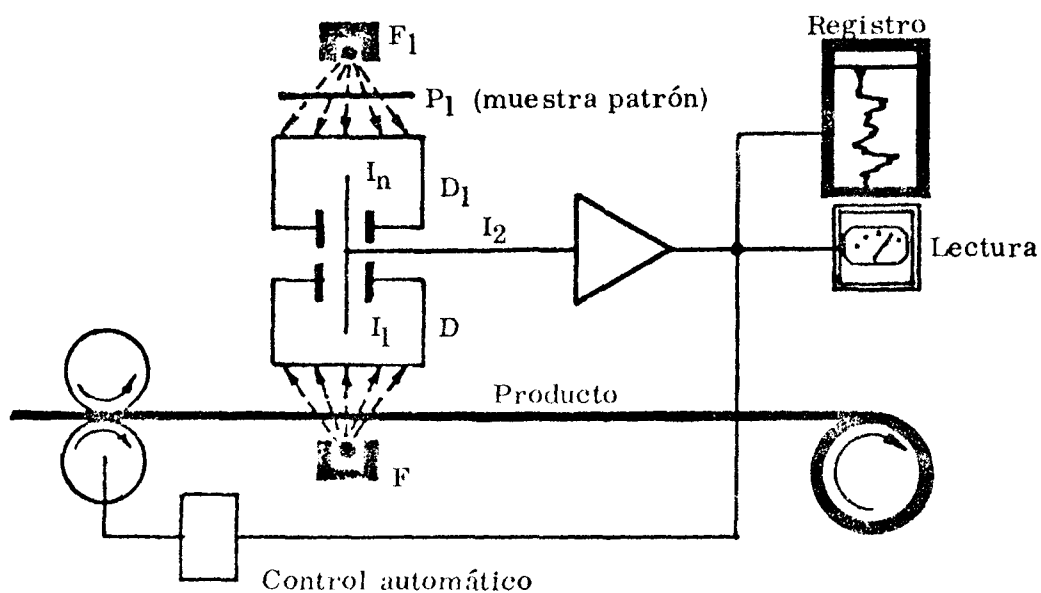


Fig. 15. Sistema comparativo de compensación nuclear.

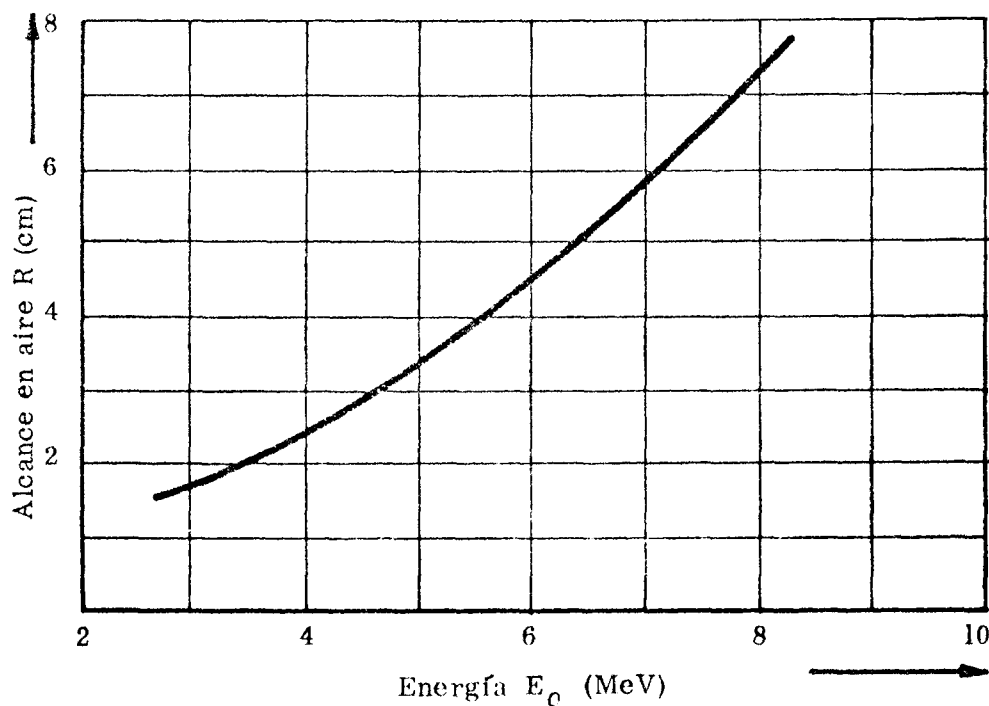


Fig. 16. Rango máximo de las partículas α en aire seco (15 C y 760 mm de Hg) en función de su energía.

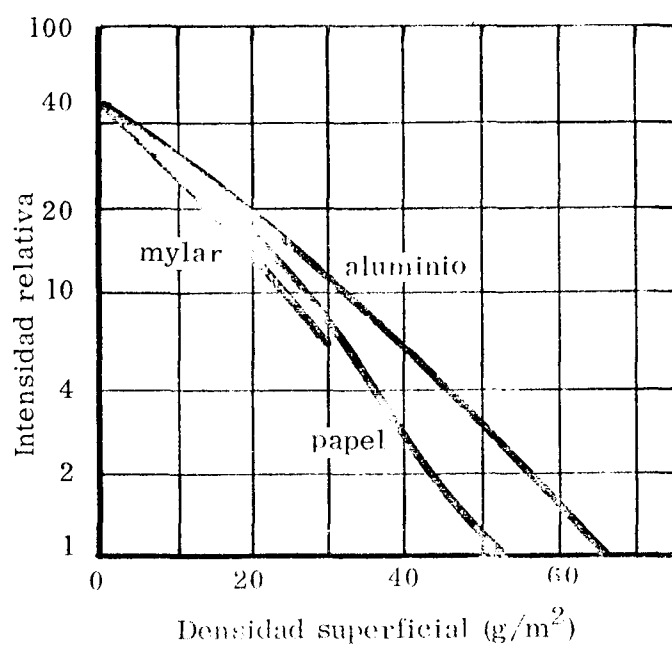


Fig. 17 a. Curvas de absorción α de Ra-226 en diferentes materiales, obtenidas con cámara de ionización.

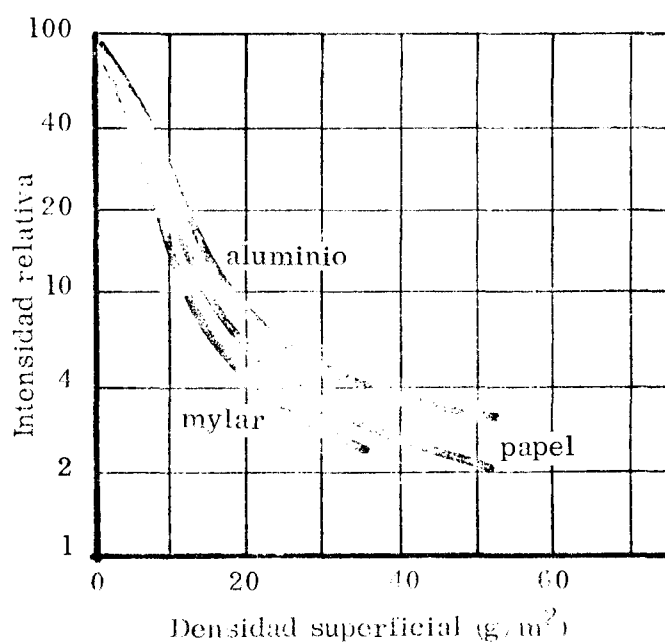


Fig. 17 b. Curvas de absorción α de Pb-210 en diferentes materiales, obtenidas con cámara de ionización.

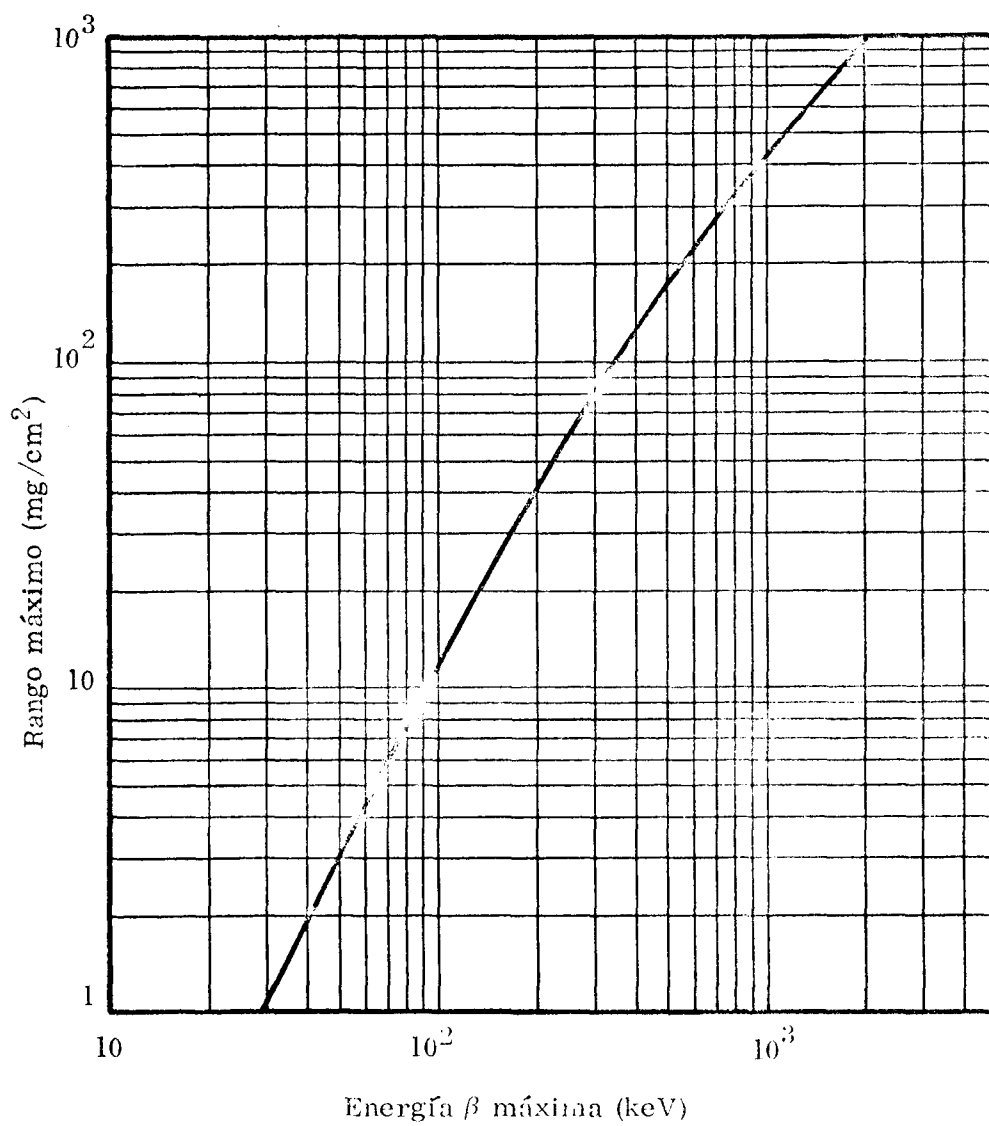


Fig. 18. Rango máximo para partículas β en aluminio en función de su energía máxima en keV.

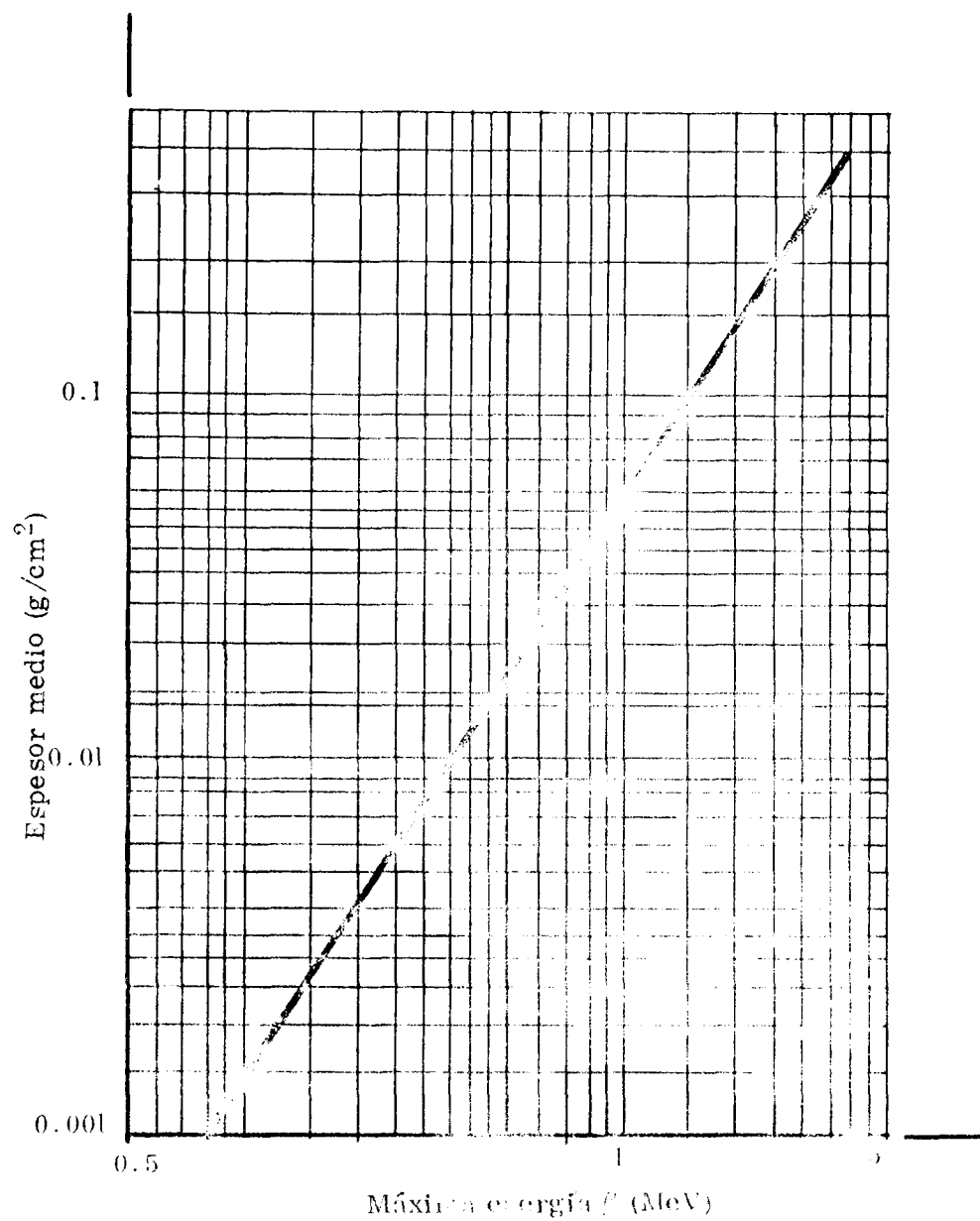


Fig. 19. Espesor medio en aluminio, para partículas β , en función de su energía máxima.

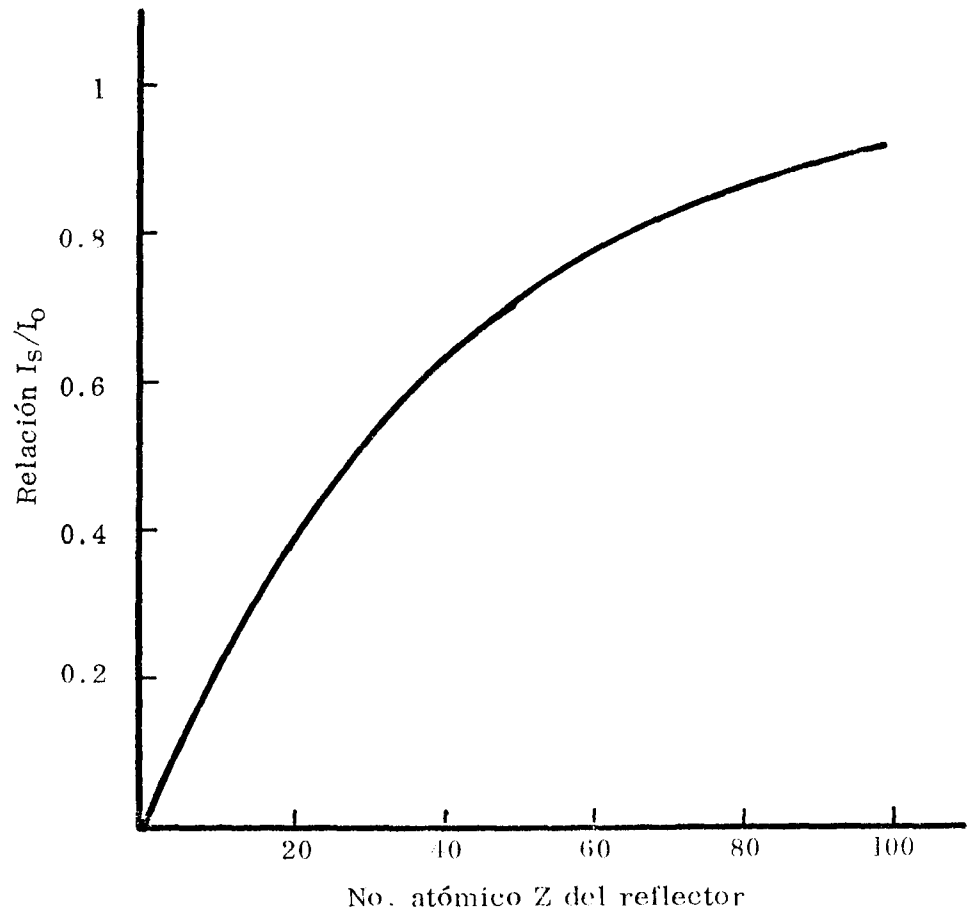
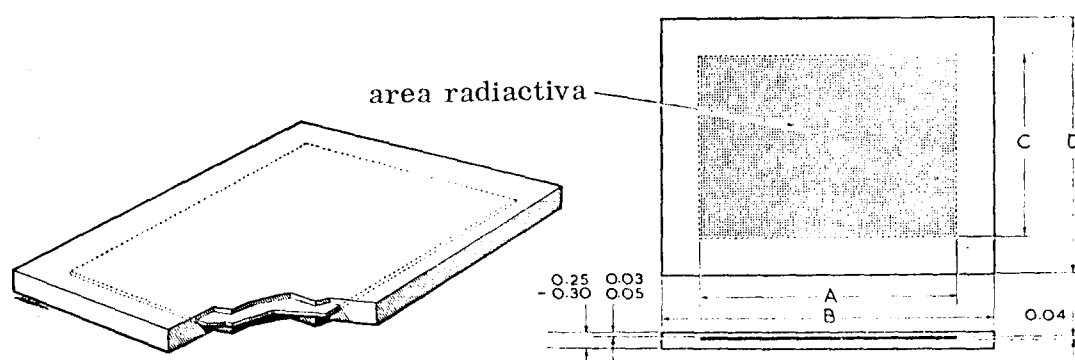
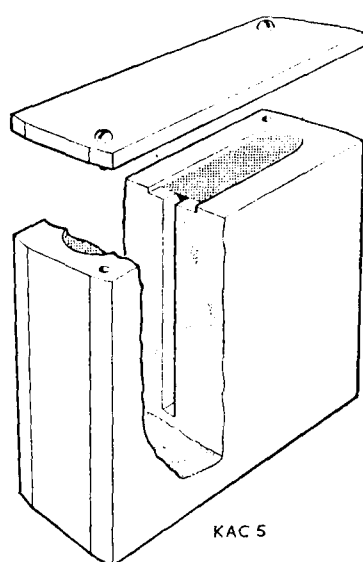


Fig. 20. Relación entre la intensidad de radiación β retrodispersada a saturación I_s y la intensidad I_0 de radiación directa incidente sobre el reflector, en función de su número atómico Z .

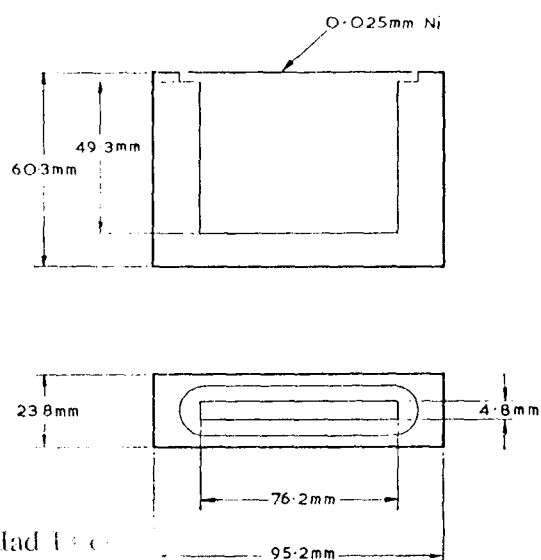


(Dimensiones en mm)

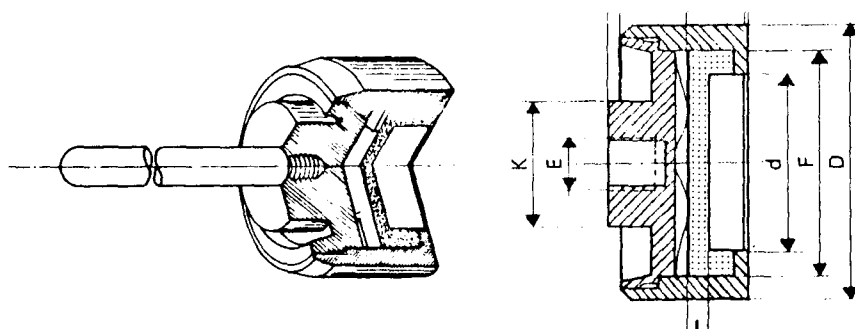
a)



b)



Capacidad 1 l



c)

Fig. 21 a), b) y c). Tres diseños de fuente β de uso común en medición de espesor.

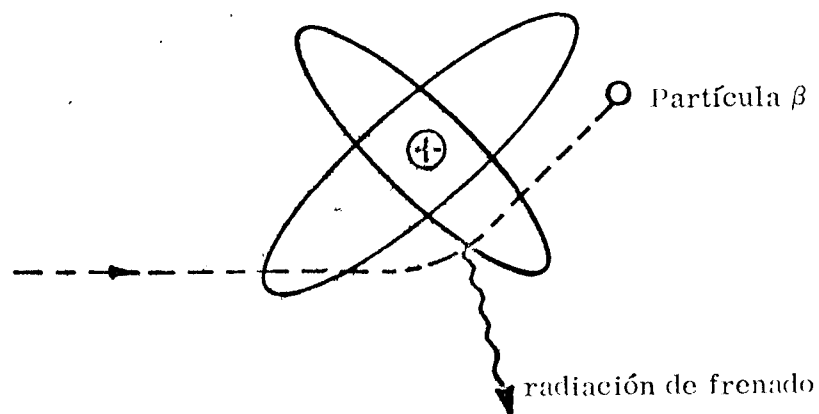


Fig. 22. Producción de radiación de frenado por deflexión de partículas β en la proximidad del núcleo atómico.

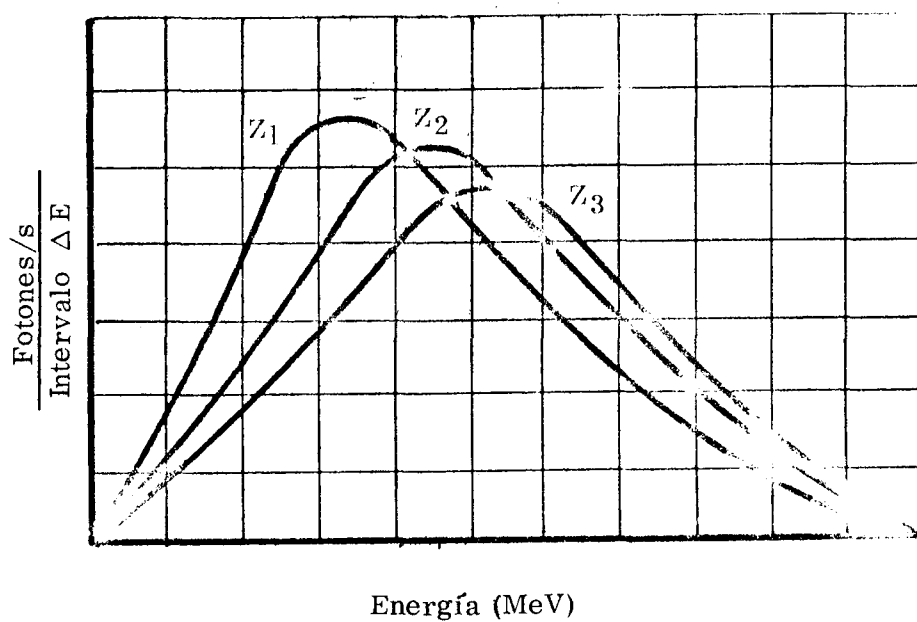


Fig. 23. Influencia de Z en la radiación de frenado emergente. ($Z_1 > Z_2 > Z_3$).

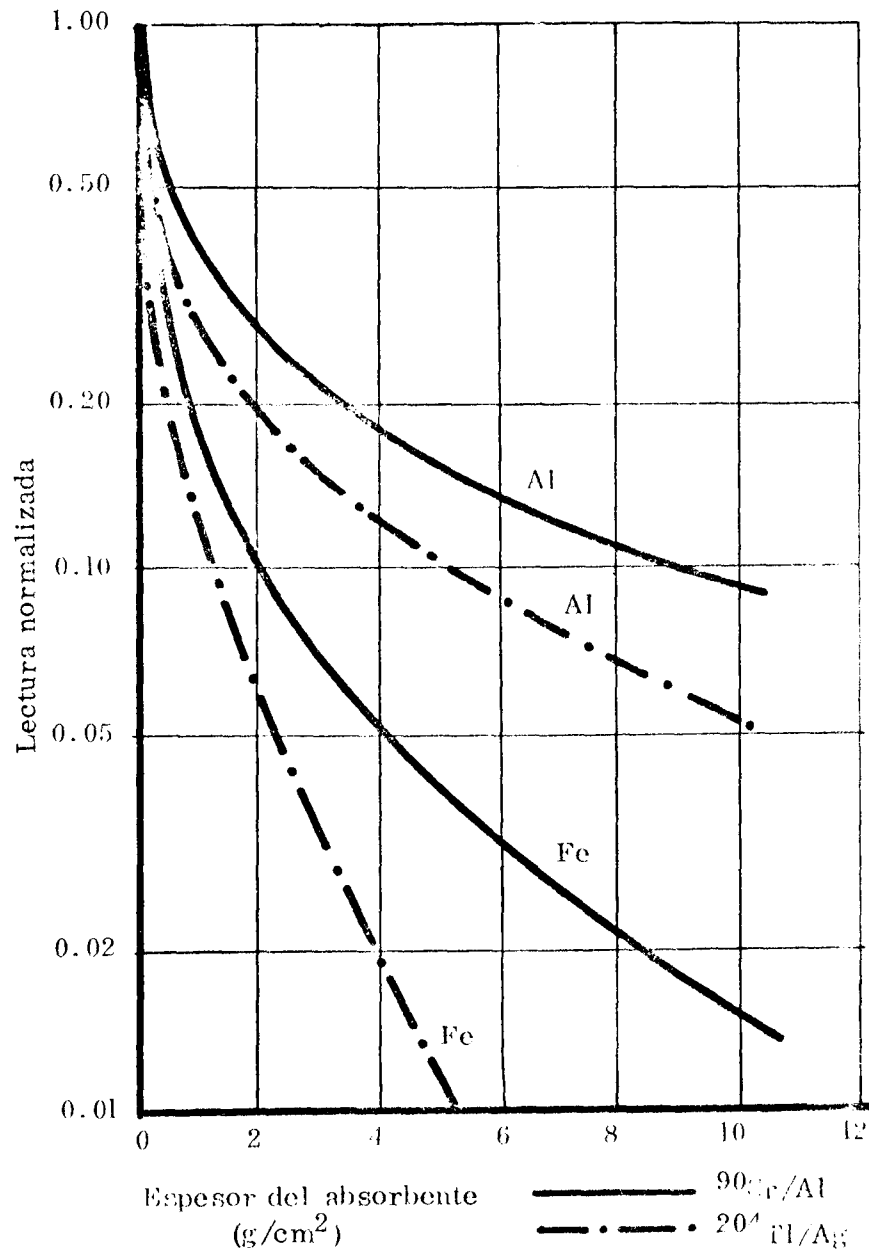


Fig. 24. Curvas de absorción para ⁹⁰Sr/Al y ²⁰⁴Tl/Ag en aluminio y hierro.

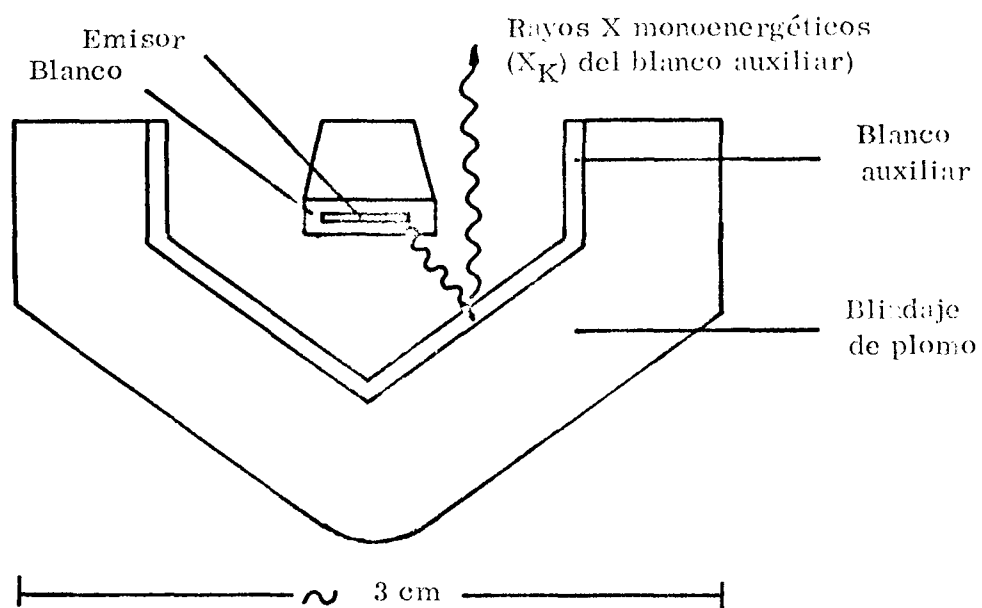


Fig. 25. Fuente de rayos X monoenergéticos.

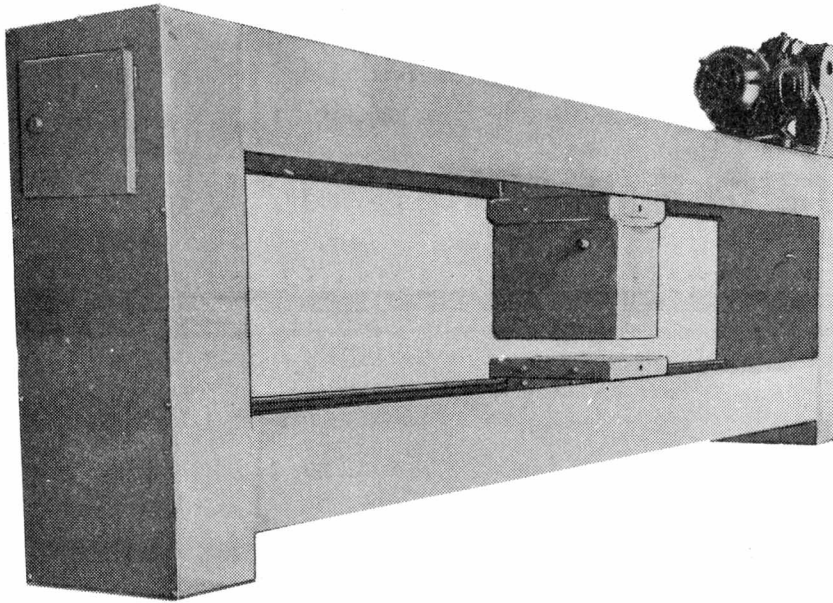


Fig. 26 a. Calibrador nuclear de espesor con estructura tipo O.

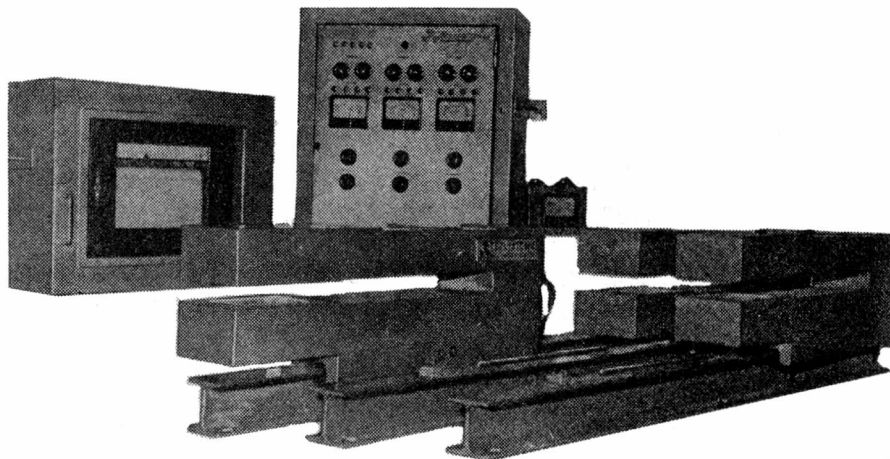


Fig. 26 b. Conjunto de calibradores nucleares de espesor, con cabezales de estructura tipo C.

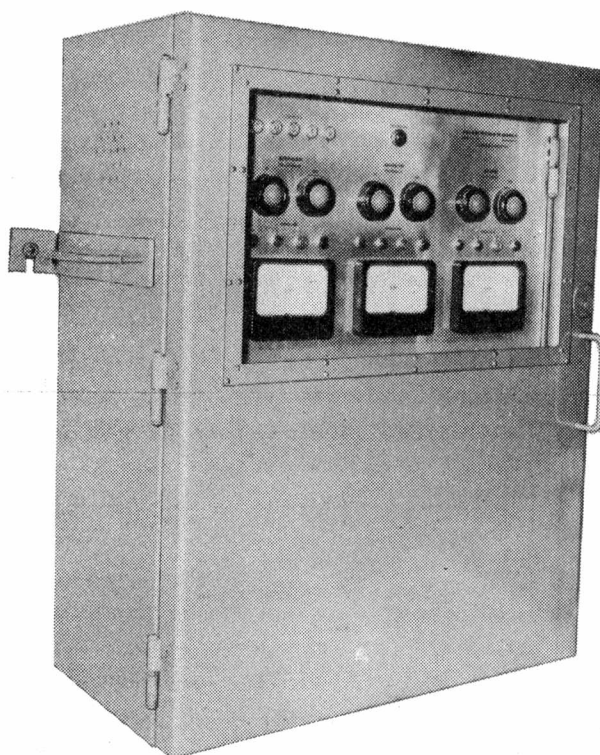


Fig. 27. Modelo de consola de control con gabinete metálico hermético.

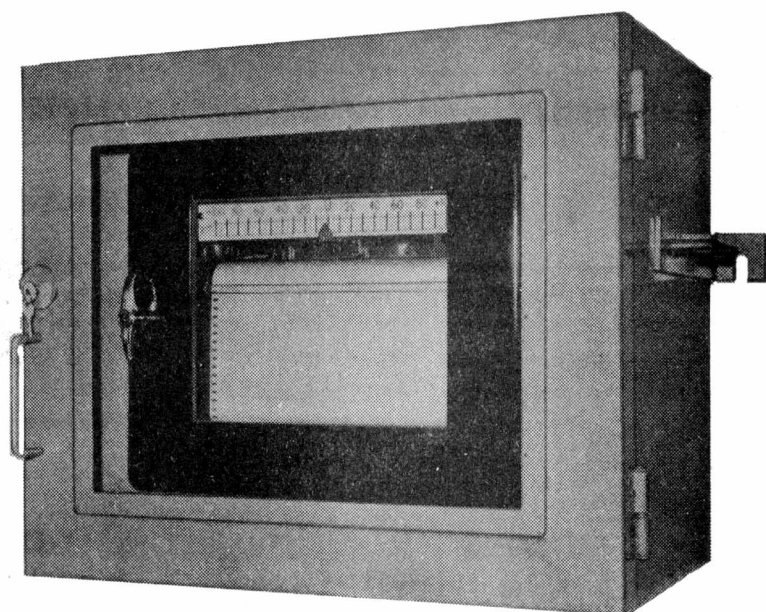


Fig. 28. Unidad de registro gráfico de un medidor nuclear de espesor, con gabinete metálico hermético.

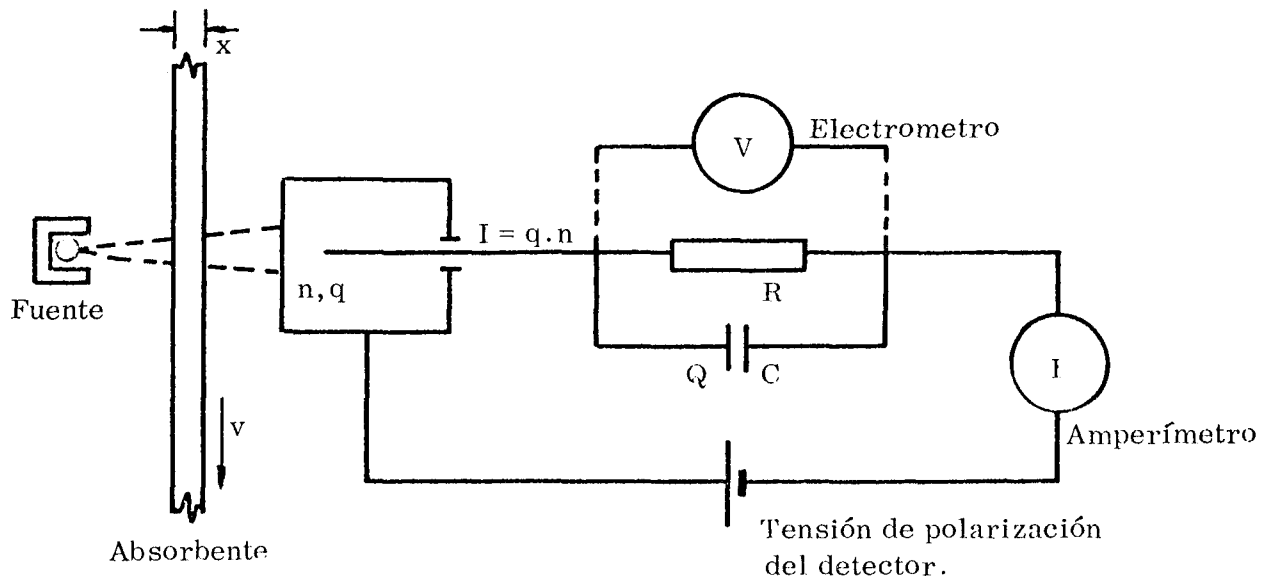


Fig. 29. Esquema del sistema de medición de espesor por transmisión, con cámara de ionización y electrometro.

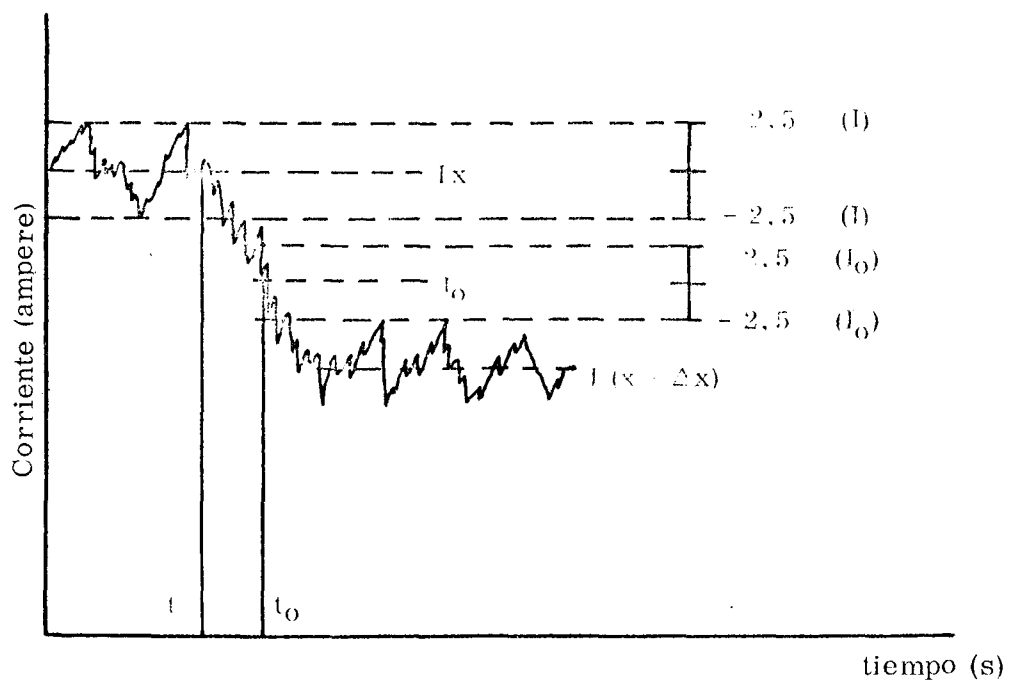


Fig. 30. Influencia de las fluctuaciones estadísticas, en la magnitud de la variación de señal discernible.

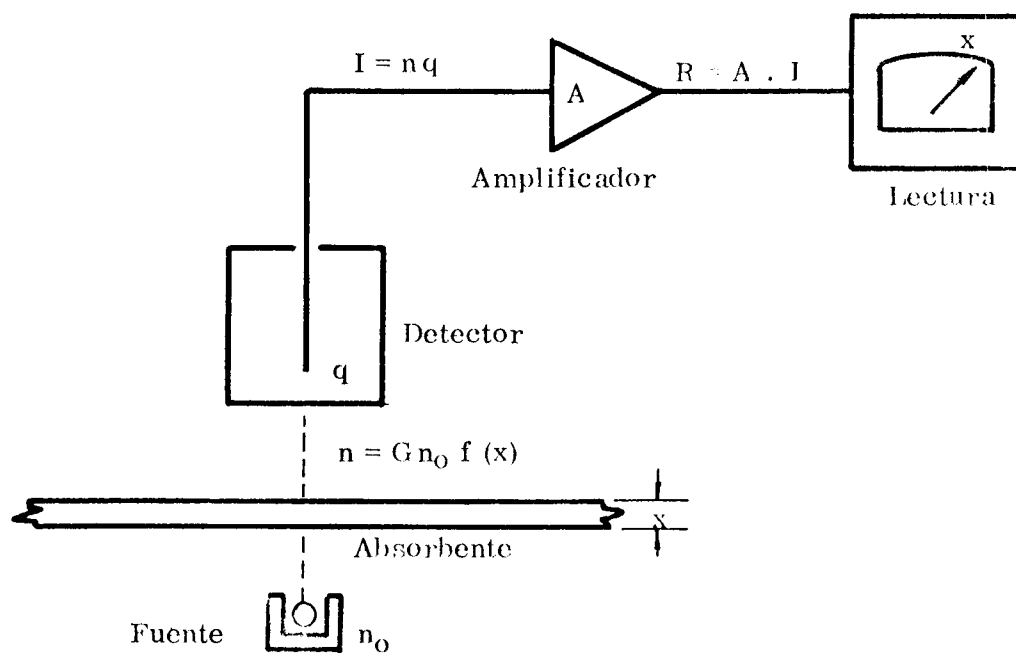


Fig. 31. Transformación de la señal primaria hasta su representación en el instrumento de lectura.

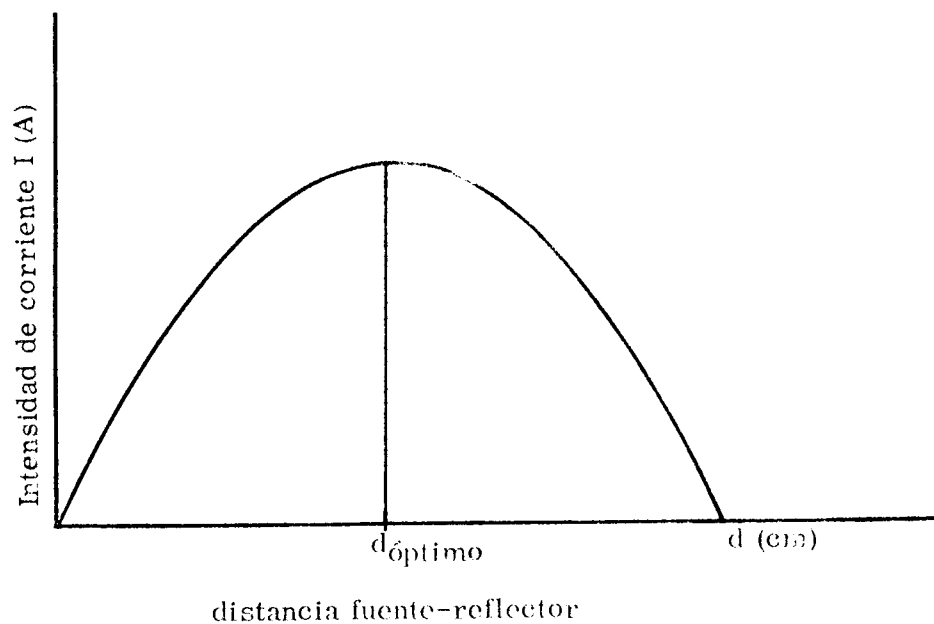


Fig. 32. Influencia de la distancia fuente-reflector en la señal detectada por retrodispersión.

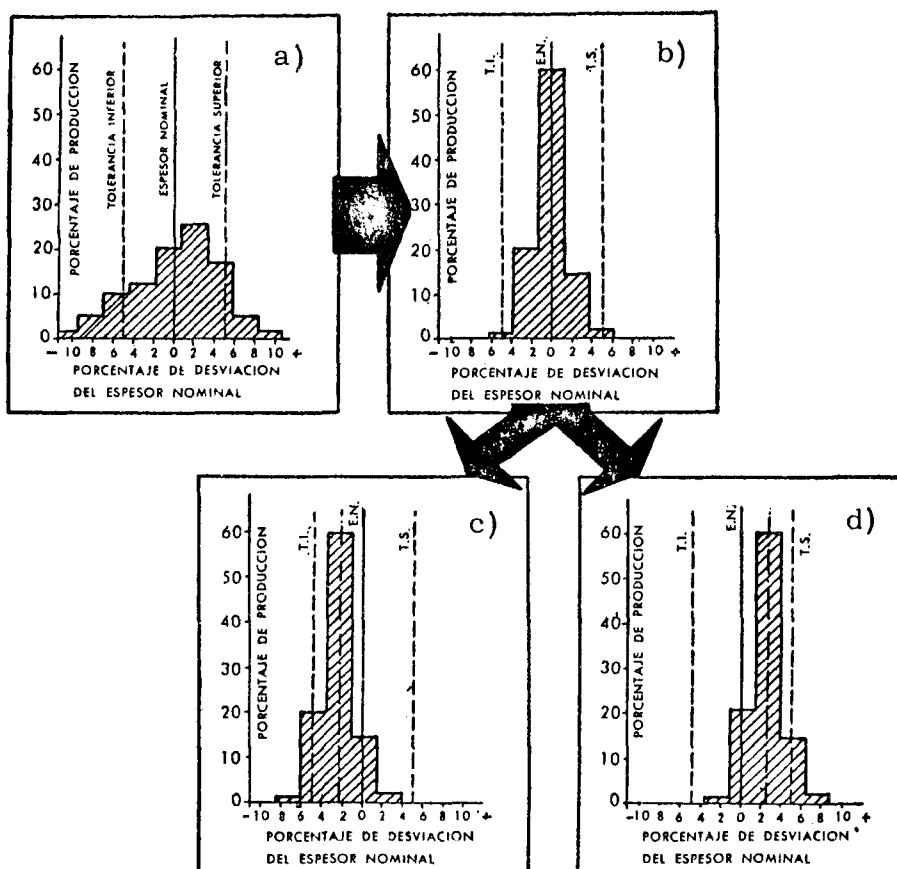


Fig. 33. Análisis de la distribución de la producción respecto al espesor: a) sin uso de calibrador nuclear; b) con empleo de calibrador nuclear; c) mas metros por kg de materia prima; d) menor costo por kg de producto.