



# Medición de radiación de niveles ambientales mediante una cámara de ionización

Carrera: Especialización en reactores nucleares  
y su ciclo de combustible

Alumno: Lic. Federico Izraelevitch  
Director: Dr. Emilio Matatagui  
marzo de 2012



# Índice

<b>Introducción</b>	<b>1</b>
<b>1 Conceptos liminares</b>	<b>2</b>
Equilibrio de partículas cargadas . . . . .	8
<b>2 Descripción de una cámara de ionización bajo la aproximación de Bragg-Gray</b>	<b>11</b>
Sensibilidad de una cámara de ionización . . . . .	13
Respuesta de una cámara a un campo de radiación gamma no uniforme . . . . .	14
<b>3 Desarrollo experimental</b>	<b>20</b>
Respuesta del fondo de radiación y corriente oscura . . . . .	22
Curva de Plateau . . . . .	24
Respuesta del detector a un campo gamma no uniforme . . . . .	26
Respuesta espectral del detector . . . . .	31
<b>Conclusiones</b>	<b>33</b>
<b>Notación</b>	<b>34</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>35</b>

# Introducción

FRECUENTEMENTE, a la hora de medir radiación de niveles ambientales en forma continua, se utilizan detectores del tipo contadores: contadores Geiger-Müller, contadores proporcionales o contadores de centelleo. En ellos, cada partícula incidente que interactúa con el material sensible del detector origina un pulso. Luego, integrando en un cierto intervalo de tiempo y dividiendo por dicho lapso es posible extraer, calibraciones mediante, la tasa de dosis que el detector recibe. Por otro lado, si los pulsos arriban al detector con mayor frecuencia, los mismos comenzarán a apilarse, dando lugar a una corriente eléctrica. Un detector capaz de funcionar en dicho modo es la cámara de ionización. La medición de radiación con una cámara puede dar información dosimétrica en forma absoluta, mientras que los detectores del tipo contadores tienen que ser sujetos a calibración.

En este trabajo nos proponemos estudiar la cámara de ionización como dosímetro de radiación gamma y su aplicación a detección de niveles ambientales, partiendo de principios fundamentales. Para ello, en el siguiente capítulo, discutiremos algunos conceptos básicos de dosimetría, interacción de los fotones y electrones con la materia, y equilibrio de partículas cargadas. Luego, en el capítulo 2 describiremos la cámara de ionización en forma teórica, bajo la aproximación de Bragg-Gray. Además, estudiaremos la dependencia de su respuesta ante un campo de fotones no uniforme producto de una fuente puntual. Finalmente, en el último capítulo, describiremos los experimentos realizados y compararemos sus resultados con la evaluación de las fórmulas obtenidas.

# Capítulo 1

## Conceptos liminares

COMENZAREMOS la discusión haciendo un compendio de conceptos e ideas que servirán de umbral para introducirnos en los cálculos y experimentos realizados en este trabajo.

La fluencia,  $\Phi$ , es la cantidad de partículas,  $N$ , que atraviesa una superficie, durante un tiempo dado.

$$\Phi = \frac{dN}{dA}$$

Por ejemplo, la fluencia de fotones en el Sistema Internacional tiene unidades de

$$[\Phi] = \frac{1}{m^2}$$

Si los fotones son monoenergéticos de energía  $E_\gamma$ , la fluencia de energía transportada por las partículas será  $\Phi E_\gamma$  y tendrá unidades de

$$[\Phi E_\gamma] = \frac{J}{m^2}$$

El flujo es la cantidad de partículas que atraviesa una superficie por unidad de tiempo, es decir, la tasa de fluencia.

$$\phi = \frac{d\Phi}{dt} = \frac{d}{dt} \left( \frac{dN}{da} \right)$$

El flujo de fotones es la cantidad de fotones por metro cuadrado por segundo. Si éstos son monoenergéticos, el flujo de energía transportado por ellos será  $\phi E_\gamma$  y tendrá unidades de

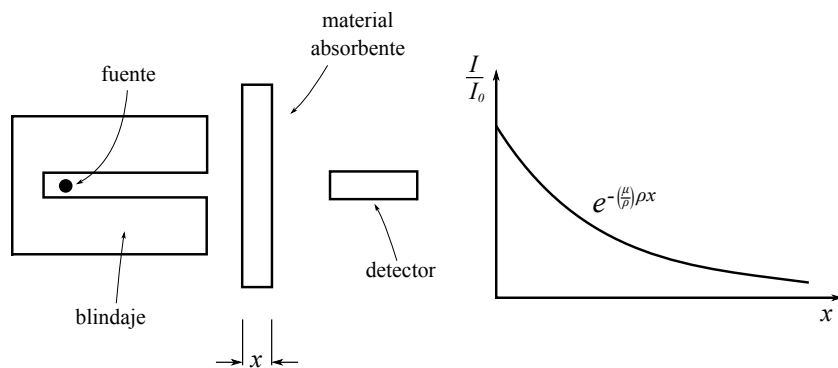
$$[\phi E_\gamma] = \frac{J}{m^2 s}$$

Los fotones ionizan la materia a través del efecto fotoeléctrico, el efecto Compton y la creación de pares, liberando electrones que se encuentran

ligados a átomos o moléculas. Dichos electrones salen eyectados con una cierta energía cinética y, por interacción coulombiana, colisionan con los átomos constituyentes del material, produciendo más ionización. Este proceso ocurre hasta que los electrones liberados por los fotones se frenan, alcanzando energías térmicas. Esta ionización secundaria es inmensamente mayor que la producida por el fotón inicial: veamos. Un fotón, en caso de interactuar con un electrón, y decimos esto porque los fotones interactúan en forma estocástica, puede arrancarlo del átomo del que forma parte. El electrón, que ahora ha adquirido energía cinética, es capaz de ionizar miles de átomos, dado que en su trayectoria interactúa coulombianamente con todos los electrones de su alrededor. Así, son los electrones los que depositan energía en la materia y no los fotones. En efecto, a estos últimos se los llama *radiación indirectamente ionizante*, dado que los responsables de la ionización generada y la energía depositada en la materia son los electrones liberados por ellos. Discutamos, entonces, los mecanismos a través de los cuales los fotones transfieren energía a los electrones y cómo éstos la ceden al medio.

En primer lugar, pensemos en el experimento de la figura 1. Una fuente radioactiva se encuentra dentro de un blindaje que genera un haz colimado, el cual atraviesa una sección de material absorbente de espesor  $x$ . Tras ella, un detector registra la intensidad de la radiación que logra atravesar el material. En estas condiciones, la intensidad de la radiación en función del espesor del material,  $I(x)$ , se atenúa exponencialmente, como se ve en el gráfico.

$$\frac{I(x)}{I_0} = \exp \left[ - \left( \frac{\mu}{\rho} \right)_{E_\gamma} \rho x \right]$$



**Figura 1:** Experimento de atenuación de un haz gamma.

El coeficiente de la exponencial,  $(\mu/\rho)$ , es llamado *coeficiente de atenuación*, el cual se expresa normalizado a la densidad del material para independizarse

de su estado de agregación, y depende de la energía de los fotones incidentes. Así es como se lo calcula y tabula, partiendo de los mecanismos de interacción fundamentales de los fotones con la materia antes mencionados. Por ende, el factor que acompaña a  $(\mu/\rho)$  es el producto de la densidad del material y el espesor. En este coeficiente están incluidas todas las interacciones que absorben fotones o que dispersan su dirección, mediante scattering, respecto a la dirección incidente.

Un fotón transfiere parte de su energía (o toda) a un solo electrón, y es éste el que, en su proceso de frenado, deposita su energía en el volumen del material absorbente, al ionizar y excitar los átomos constituyentes del mismo. En este contexto, se denomina *kerma* a la energía que los fotones transfieren a los electrones por unidad de masa de material absorbente, y se la nota  $K$ . La unidad de kerma es Gy, que tiene dimensiones energía por masa. En el SI, Gy = J/kg.

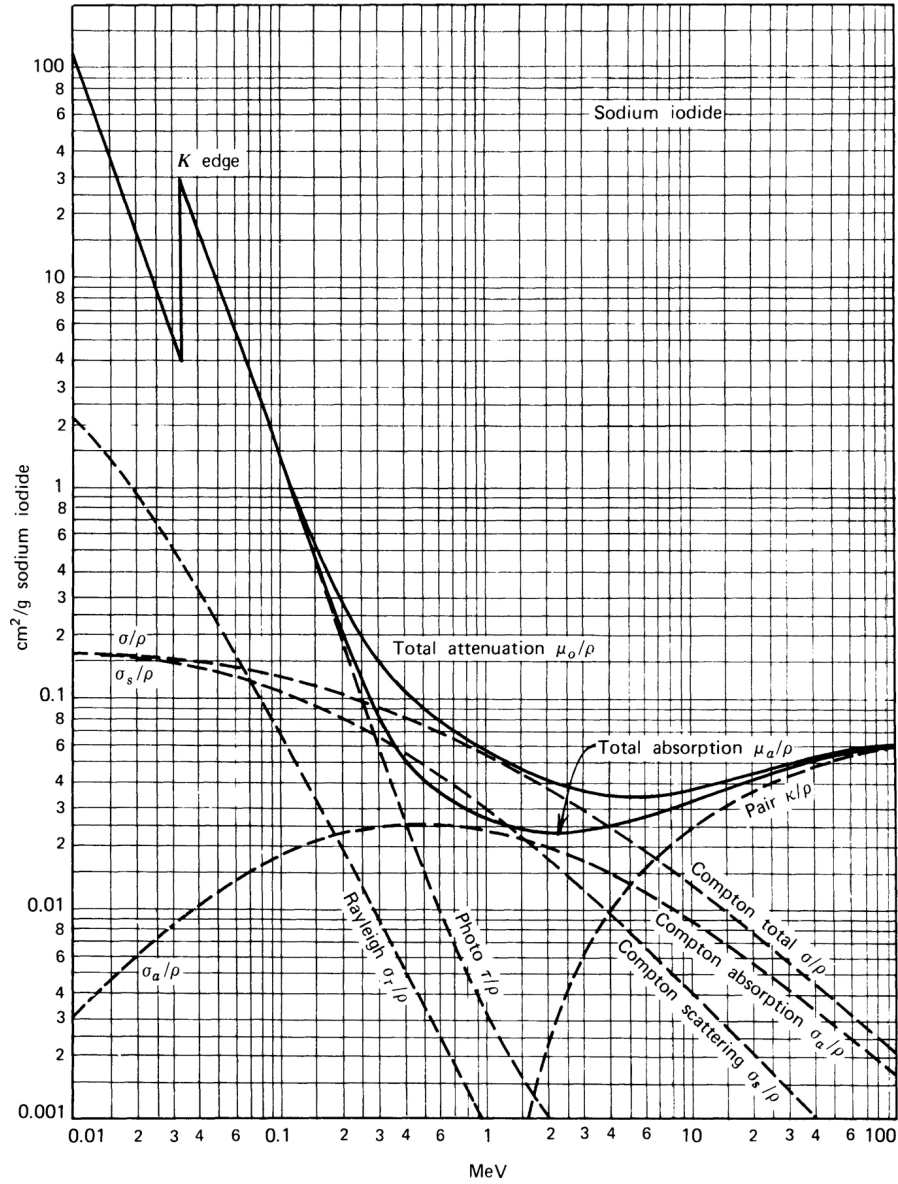
Para una energía y un material absorbente dados, la energía transferida a los electrones,  $K$ , es proporcional a la energía transportada por los fotones incidentes,  $\Phi E_\gamma$ .

$$K = \Phi E_\gamma \left( \frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{E,Z}$$

La constante de proporcionalidad,

$$\left( \frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{E,Z}$$

se llama *coeficiente de transferencia de energía*, y depende de la energía de los fotones incidentes y del número atómico del material absorbente. Esto es así dado que los mecanismos de interacción, fotoeléctrico, Compton y creación de pares, dependen de estos parámetros. En caso de la dependencia con el número atómico del absorbente, el efecto fotoeléctrico es proporcional a  $Z^5$ , Compton a  $Z$  y creación de pares a  $Z^2$ . En la figura 2 se puede ver la dependencia con la energía de los coeficientes de atenuación,  $\mu/\rho$ , y de transferencia de energía,  $\mu_{tr}/\rho$ , para fotones incidentes en yoduro de sodio. El gráfico fue extraído de [1], en donde el autor nota a los coeficientes  $\mu_0/\rho$  y  $\mu_a/\rho$ , respectivamente.



**Figura 2:** Mecanismos de interacción de los fotones con la materia en función de la energía. Extraído de [1].

Dado que  $K$  tiene dimensiones de energía por masa y que  $\Phi E$  de energía por tiempo por superficie, el coeficiente de transferencia de energía tiene dimensiones de superficie por masa.

$$\left[ \left( \frac{\mu_{tr}}{\rho} \right)_{E,Z} \right] = \frac{m^2}{kg}$$

Desviemos el hilo por un instante de los fotones, para ver qué ocurre con los electrones que éstos liberan al impartirle energía cinética. En el proceso de frenado, los electrones liberados interactúan electromagnéticamente con los átomos constituyentes del material absorbente. Para partículas cargadas, la pérdida de energía por unidad de longitud se denomina *stopping power*

$$\text{Stopping power} = \left( \frac{dE}{\rho dx} \right)_E$$

la cual depende de la energía actual de la partícula. El stopping power para electrones tiene dos contribuciones. Por un lado, los electrones pierden energía debido a las colisiones con los electrones atómicos, generando nuevas ionizaciones y excitaciones en los niveles energéticos de átomos o moléculas. Por el otro, si las colisiones son bruscas, el electrón sufre una desaceleración significativa e irradia fotones, a través de la llamada radiación de frenado o *bremstrahlung*. Entonces, el stopping power total,  $(dE/\rho dx)_t$ , puede escribirse como

$$\left( \frac{dE}{\rho dx} \right)_t = \left( \frac{dE}{\rho dx} \right)_c + \left( \frac{dE}{\rho dx} \right)_r$$

donde el subíndice  $c$  denota pérdidas por colisiones y  $r$ , por radiación de frenado. Las pérdidas por radiación dependen del número atómico del absorbente y de la energía del electrón de la forma

$$\left( \frac{dE}{\rho dx} \right)_r \propto Z^2 E$$

La relación de las pérdidas por radiación de frenado y por colisiones es aproximadamente

$$\frac{(dE/\rho dx)_r}{(dE/\rho dx)_c} \approx \frac{E Z}{700}$$

con  $E$  en MeV. Como ejemplo, para plomo ( $Z = 82$ ) las pérdidas por radiación de frenado igualan a las pérdidas por colisiones para energías de electrón de 8,5 MeV. En conclusión, los electrones pierden energía mayoritariamente en forma cuasi continua, debido a las colisiones suaves. Eventualmente, y dependiendo de  $E$  y  $Z$ , el electrón puede sufrir una colisión brusca y emitir radiación de frenado. Además, existe la probabilidad de que, producto de una colisión brusca, el proyectil choque otro electrón y le transfiera tanto como la mitad de

su energía cinética, eyectándolo del átomo. A este nuevo electrón energético se lo llama electrón  $\delta$ .

Volvamos a los fotones que transfieren energía a los electrones en un material absorbente. Si, en su proceso de frenado, los electrones irradian nuevos fotones por radiación de frenado, y estos fotones pueden escapar del medio absorbente, parte de la energía de los fotones iniciales no es depositada en el material. Entonces, es conveniente definir el *coeficiente de absorción de energía*,

$$\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{E,Z}$$

que contabiliza la energía transferida a los electrones menos las pérdidas eventuales por radiación de frenado de los electrones. Es decir que el coeficiente absorción de energía será siempre menor que el coeficiente de transferencia de energía, o a lo sumo igual en el caso en que las pérdidas por radiación de frenado sean despreciables, para  $Z$  y  $E$  bajos. En la tabla de la figura 3 se muestran las diferencias entre ambos coeficientes en forma porcentual, en función de la energía del fotón incidente y del número atómico del material absorbente. Se observa que éstas son mayores a medida que  $E$  y  $Z$  crecen.

Energía del fotón [MeV]	$(\mu_{tr} - \mu_{en})/\mu_{tr}$ [%]		
	Z = 6 (carbono)	Z = 29 (cobre)	Z = 82 (plomo)
0,1	0	0	0
1	0	1,1	4,8
10	3,5	13,1	26

**Figura 3:** Diferencia entre los coeficientes de transferencia y absorción de energía.

A su vez, el coeficiente de transferencia de energía será siempre menor que el coeficiente de atenuación, dado que el último considera los procesos de scattering elástico de los fotones, en donde éstos no transfieren energía sino que sólo cambian su dirección, apartándose del haz. Tenemos, entonces

$$\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_{E,Z} \leq \left(\frac{\mu_{tr}}{\rho}\right)_{E,Z} \leq \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{E,Z}$$

$$\text{Absorción} \leq \text{Transferencia} \leq \text{Atenuación}$$

## Equilibrio de partículas cargadas

Hasta aquí tenemos fotones que al incidir sobre un material absorbente liberan electrones. Veamos el concepto de equilibrio de partículas cargadas, o equilibrio electrónico, que nos permitirá relacionar la dosis con el flujo de fotones incidente.

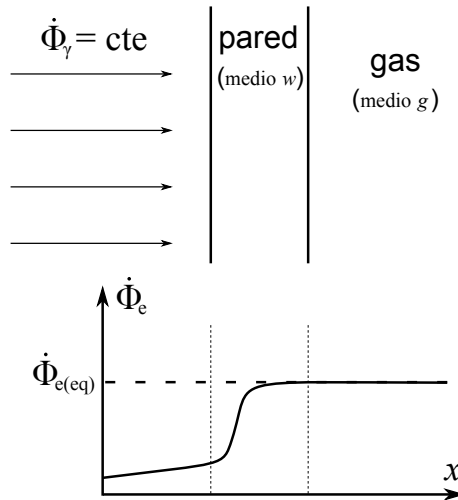
Consideremos un flujo uniforme de radiación gamma en un medio absorbente. Mediante los mecanismos que discutimos antes, los fotones ionizarán átomos y moléculas, y en el material se creará un mar de electrones con energía cinética, es decir, un campo de partículas cargadas. Ahora, pensemos en un volumen genérico,  $v$ , dentro del medio absorbente, atravesado por este campo de electrones. Si cada partícula cargada que sale de  $v$  es reemplazada por otra de igual naturaleza y energía que ingresa en  $v$ , entonces se dice que existe *equilibrio de partículas cargadas* o *equilibrio electrónico*.

En un medio infinito de una dada composición atómica, expuesto a un campo uniforme de fotones ionizantes, el campo de electrones creado es también uniforme, e independiente de la densidad del medio, así como también independiente de los cambios de densidad en el material. Esto implica que dentro de cualquier volumen tomado en este medio habrá equilibrio de partículas cargadas, en este caso, equilibrio electrónico. Este enunciado es conocido como el teorema de Fano.

Me permito hacer una sutil digresión para comentar mi desacuerdo con llamar teorema a algún elemento de una ciencia natural. Un teorema es un concepto matemático en el cual se demuestra una proposición sobre la base de hipótesis previas. La demostración de un teorema representa que dicha proposición es una consecuencia de las hipótesis y, en este sentido, si las hipótesis son verdaderas, entonces la tesis probada también es verdadera, sin más suposiciones. La idea de veracidad de la tesis es inherente a la de teorema: de esta manera es como se construye el consistente andamiaje de la matemática. Por otro lado, en una ciencia natural, lo que otorga el valor de verdad a una tesis es el experimento. La eventualmente utilizada noción de “teorema” en Física es una extensión de su concepto en el ámbito de la matemática, en donde se plantean hipótesis o suposiciones de las cuales se deriva una conclusión con consecuencias físicas. Si bien la demostración de estos “teoremas”, es decir, el vehículo lógico que conduce de las hipótesis a la tesis, puede contar con el más severo rigor matemático, la veracidad de la proposición quedará sujeta al juicio del experimento, y no se erigirá simplemente por puro formalismo. Al llamar teorema a este tipo de planteos con hipótesis, tesis y demostración, se le otorga valor de verdad por el mero hecho de que pueda ser demostrado a través de la potencia de la matemática. En el caso del llamado teorema de Fano, la proposición es verídica en tanto que los experimentos la han contrastado en forma exitosa, sin cuidado de que partiendo de las suposiciones uno pueda,

lógica matemática mediante, arribar a dicha tesis.

Recapitulando, tenemos un medio infinito de un cierto material, de composición atómica constante, y un flujo uniforme de fotones. Esto implica que tendremos equilibrio electrónico en el medio, independientemente de si interponemos el mismo material en otra fase (generamos cambios de densidad). Pongamos esto en terreno dionisiaco. Un detector gaseoso, en general, es un recipiente cerrado que contiene un gas en su interior. Llamaremos medio  $w$  a la pared del detector y medio  $g$ , al gas. Para fijar ideas, tomaremos que ambos coinciden en número atómico; en la práctica esto representa una aproximación. Consideremos que sobre el detector incide un campo gamma uniforme, cuya fuente está relativamente cerca, como se muestra en la figura 4. En la parte inferior de la figura se puede ver el flujo de electrones liberados por los fotones incidentes,  $\dot{\Phi}_e$ , en función de la posición en el sistema pared-gas,  $x$ . A la izquierda de la pared,  $\dot{\Phi}_e$  crece lentamente debido que los fotones liberan electrones del medio circundante al detector, usualmente aire. Si la fuente se encontrara suficientemente lejos del detector, el valor de  $\dot{\Phi}_e$  en el borde izquierdo de la pared sería aproximadamente el valor de equilibrio,  $\dot{\Phi}_{e(eq)}$ . En la pared, el flujo de electrones crece rápido hasta alcanzar un valor de equilibrio, dado que la densidad de la pared es del orden de  $10^3$  veces la del aire. Una vez que el equilibrio electrónico fue alcanzado, éste no es alterado por el cambio de medio en la interfase pared/gas, dado el enunciado de Fano. Al interponer una pared sólida hemos establecido el equilibrio electrónico.



**Figura 4:** *Establecimiento del equilibrio electrónico en interfases gas sólido.*

Finalmente, en un medio con equilibrio electrónico la dosis puede obtenerse fácilmente. En el caso de que los electrones en equilibrio sean generados por

un campo de fotones, la dosis absorbida es el kerma.

$$D = K \Big|_{\text{eq. elect.}}$$

$$D = \Phi_\gamma E_\gamma \left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{E,Z} \quad (1)$$

Así, podemos calcular la dosis a partir del flujo de energía transportado por los fotones. En la práctica, para hacer mediciones dosimétricas, las cámaras de ionización son construidas tal que para las energías de interés se alcance el equilibrio electrónico en la pared. La longitud de material absorbente que un flujo perpendicular de fotones debe atravesar para establecer el equilibrio electrónico está relacionada con el rango de los electrones en el material. Las paredes de una cámara deben tener un espesor del orden del rango de los electrones en ese medio.

En el caso de contar con la información acerca del campo de electrones en equilibrio, la dosis se obtiene sumando la contribución del stopping power para cada energía,  $(dE/\rho dx)_E$ . Podemos describir al campo de electrones como una fluencia espectral,  $\Phi_e^E$ , es decir, cantidad de electrones con una dada energía que atraviesan una superficie, con unidades de

$$[\Phi_e^E] = \frac{\text{partículas}}{\text{cm}^2 \text{MeV}}$$

Entonces, la dosis absorbida en un medio con equilibrio electrónico, dado  $\Phi_e^E$ , será la suma de las contribuciones del stopping power para cada energía

$$D = \int_0^{E_{\text{máx}}} \Phi_e^E \left( \frac{dE}{\rho dx} \right)_E dE \quad (2)$$

Del mismo modo, se puede definir un promedio espectral del stopping power, que notaremos  $\bar{S}$ , de la forma

$$\bar{S} = \frac{\int_0^{E_{\text{máx}}} \Phi_e^E \left( \frac{dE}{\rho dx} \right)_E dE}{\int_0^{E_{\text{máx}}} \Phi_e^E dE}$$

Los valores de  $\bar{S}$  se pueden calcular, ya que  $(dE/\rho dx)_E$  puede obtenerse a partir de la fórmula de Bethe y la de Moeller [2]. Notemos que el numerador de  $\bar{S}$  es la dosis,  $D$ , y el denominador, la fluencia total,  $\Phi_e$ .

$$\bar{S} = \frac{D}{\Phi_e} \quad (3)$$

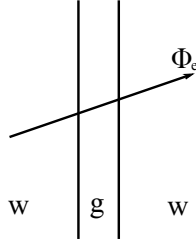
## Capítulo 2

# Descripción de una cámara de ionización bajo la aproximación de Bragg-Gray

EN esta sección estudiaremos la cámara de ionización bajo las hipótesis de la cavidad de Bragg-Gray. Partiremos de los conceptos discutidos para obtener una expresión para la sensibilidad de una cámara de ionización, y su respuesta ante un campo gamma no uniforme.

Consideremos un medio homogéneo  $w$  sujeto a irradiación de un campo gamma, uniforme, en donde una lámina de  $w$  es reemplazada por otra de medio  $g$ , tal se observa en la figura 5. Anticipamos que el medio  $w$  representará la pared del detector, mientras que el medio  $g$ , el gas de colección. A la fina lámina de medio  $g$  la llamaremos *cavidad*. Si los números atómicos de ambos medios son similares, estamos bajo las condiciones del enunciado de Fano, por lo que tendremos equilibrio de partículas cargadas en el sistema. En este escenario, consideraremos las siguientes hipótesis:

- Comparado con el rango de las partículas cargadas, el espesor de la cavidad es tan chico que no perturba el campo de electrones.
- Las partículas cargadas se originan únicamente en la pared y no en el gas.
- Las partículas cargadas no se detienen dentro del gas.
- La dosis en la cavidad es depositada por las partículas cargadas.



**Figura 5:** *Cavidad de Bragg-Gray.*

Bajo las hipótesis de Bragg-Gray, las fluencias de electrones en la cavidad y en la pared son iguales

$$\Phi_e^w = \Phi_e^g \equiv \Phi_e$$

Reescribiendo (3) para ambos medios

$$\bar{S}_g = \frac{D_g}{\Phi_e} \quad \bar{S}_w = \frac{D_w}{\Phi_e} \quad (4)$$

Tomando el cociente de (4) tenemos

$$\frac{\text{Dosis en la pared}}{\text{Dosis en el gas}} = \frac{D_w}{D_g} = \frac{\bar{S}_w}{\bar{S}_g} \quad (5)$$

Bajo la hipótesis de equilibrio electrónico, la dosis en la pared,  $D_w$ , es igual al kerma (1)

$$D_w = K_c = \Phi_\gamma E_\gamma \left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_w \quad (6)$$

Por otro lado, la dosis en el gas,  $D_g$ , se relaciona con la carga liberada,  $Q$ ,

$$D_g = \frac{Q}{m} w_g \quad (7)$$

donde  $m$  es la masa del gas y  $w_g$  es la energía necesaria para crear un par ion-electrón. Los valores típicos de los gases están en el orden de 30 eV/par. Numéricamente resulta equivalente expresar  $w_g$  en eV/par o en J/C.

De (5) tenemos

$$D_g = D_w \left( \frac{\bar{S}_g}{\bar{S}_w} \right) \quad (8)$$

introducimos (6) y (7)

$$\frac{Q}{m}w_g = \Phi_\gamma E_\gamma \left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_w \left( \frac{\bar{S}_g}{\bar{S}_w} \right)$$

y tomando derivada temporal obtenemos

$$I = \frac{m}{w_g} \dot{\Phi}_\gamma E_\gamma \left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_w \left( \frac{\bar{S}_g}{\bar{S}_w} \right) \quad (9)$$

Esta ecuación representa la respuesta de una cámara a la excitación de un campo gamma monoenergético, a la cual volveremos en breve.

## Sensibilidad de una cámara de ionización

La sensibilidad de una cámara de ionización es la relación entre la corriente colectada,  $I$ , y la tasa de dosis incidente,  $D_g$ .

$$\mathcal{S} = \frac{I}{\dot{D}_g} \quad (10)$$

Bajo las hipótesis de la cavidad de Bragg-Gray, tomando derivada temporal de (8), la tasa de dosis en el gas es

$$\dot{D}_g = \dot{D}_w \left( \frac{\bar{S}_g}{\bar{S}_w} \right)$$

Introduciendo la derivada de (6)

$$\dot{D}_g = \dot{\Phi}_\gamma E_\gamma \left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_w \left( \frac{\bar{S}_g}{\bar{S}_w} \right) \quad (11)$$

Reemplazando (9) y (11) en la expresión de la sensibilidad, (10), obtenemos

$$\mathcal{S} = \frac{m}{w} \quad (12)$$

en donde, recordemos,  $m$  es la masa del gas de la cámara de ionización y  $w$  es la energía necesaria para liberar una unidad de carga. Veamos las dimensiones de  $\mathcal{S}$ :

$$[\mathcal{S}] = \frac{[m]}{[w]} = \frac{\text{kg}}{\text{J/C}} = \frac{\text{C}}{\text{J/kg}} = \frac{\text{C}}{\text{Gy}} = \frac{\text{A}}{\text{Gy/s}}$$

Para un gas ideal, la ecuacion de estado es

$$PV = nR_g T$$

y como  $n = m/M_r$ , donde  $M_r$  es la masa molar relativa, cuyas dimensiones son  $[M_r] = \text{kg/mol}$ , tenemos

$$m = \frac{PVM_r}{R_g T} \quad (13)$$

Reemplazando en (12)

$$\mathcal{S} = \frac{M_r}{wR_g} \frac{PV}{T}$$

De la evaluación de esta fórmula es de donde uno puede obtener los parámetros de diseño para una cámara de ionización. Por ejemplo, para el aire, con  $w_{\text{aire}} = 34 \text{ eV/par} = 34 \text{ J/C}$ , y  $M_r(\text{aire}) \approx 0,029 \text{ kg/mol}$ , se obtiene

$$\mathcal{S} = 1,06 \cdot 10^{-11} \frac{\text{A}}{\text{Gy/h}} \frac{V}{\text{cm}^3} \frac{273 \text{ K}}{T} \frac{P}{760 \text{ mmHg}}$$

## Respuesta de una cámara a un campo de radiación gamma no uniforme

La ecuación (9) relaciona la corriente de una cámara de ionización,  $I$ , con el flujo de energía transportado por los fotones,  $\dot{\Phi} E_\gamma$ ,

$$I = \frac{m}{w} \dot{\Phi} E_\gamma \left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_w \left( \frac{\bar{S}_g}{\bar{S}_w} \right)$$

Introduciendo la masa de un gas ideal, (13), y reordenando obtenemos

$$I = \dot{\Phi} V E_\gamma \frac{PM_r}{wR_g T} \left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_w \left( \frac{\bar{S}_g}{\bar{S}_w} \right) \quad (14)$$

en donde

$E_\gamma$  es la energía de los fotones incidentes

$\frac{PM_r}{wR_g T}$  son parámetros del gas de la cámara

$\left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_w$  es el coeficiente de absorción de energía de la pared

$\left(\frac{\bar{S}_g}{\bar{S}_w}\right)$  es la relación de stopping power del gas y la pared

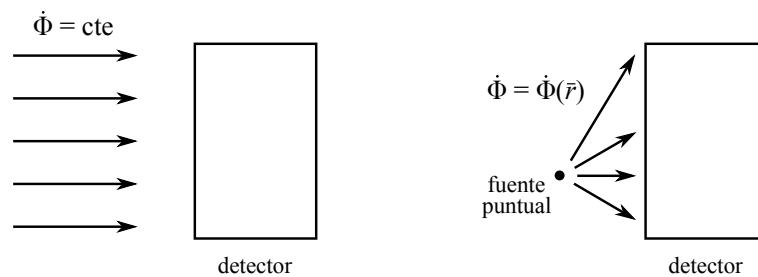
$\dot{\Phi}$  es el flujo de fotones

$V$  es el volumen del detector

Analicemos el factor  $\dot{\Phi}V$ . Recordemos las dimensiones de estas magnitudes,  $[V] = \text{m}^3$  y  $[\dot{\Phi}] = \text{fotones}/\text{m}^2\text{s}$ . En la práctica, las fuentes de radiación generan flujos no uniformes. Por ejemplo, una fuente puntual genera un flujo que se atenúa con el cuadrado de la distancia a la fuente,  $\frac{1}{r^2}$ . Ahora bien, si se coloca el detector lejos, donde lejos representa que la longitud característica del detector es mucho menor que la distancia a la fuente, el flujo puede aproximarse por una constante sobre el detector. En la figura 6 se pueden ver dos casos representativos. En el esquema de la izquierda, el flujo es uniforme sobre el detector, mientras que en el segundo, no.

En el caso en que las dimensiones del detector sean mucho más chicas que la distancia a la fuente, entonces el flujo sobre el detector será uniforme. El factor  $\dot{\Phi}V$  será, simplemente, el producto del flujo sobre el detector por su volumen.

Si la fuente se encuentra a una distancia del detector comparable con sus dimensiones, el flujo sobre el detector no será uniforme. En esta situación, aquellos diferenciales de volumen del detector que estén más cerca de la fuente contribuirán a la señal de la cámara en mayor medida que los que estén más lejos.

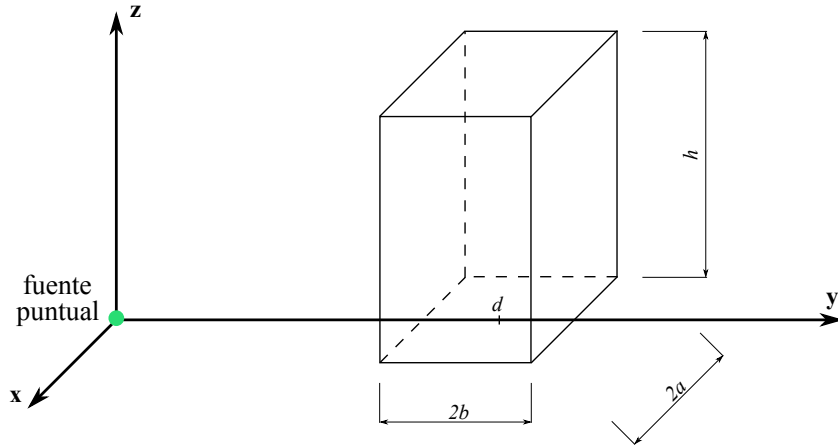


**Figura 6:** Campo de radiación incidente sobre un detector.

Entonces, para evaluar la contribución del campo  $\dot{\Phi}(\vec{r})$  a cada diferencial de volumen y obtener el factor  $\dot{\Phi}V$  hay que tomar la integral

$$\int_V \dot{\Phi}(\vec{r}) dV \quad (15)$$

que es lo que mostraremos a continuación. En la figura 7 se puede ver un esquema de un detector genérico en presencia de una fuente puntual en el origen, a una distancia  $d$ , comparable con dimensiones. En la figura, el detector es un prisma de base rectangular, de  $2a \times 2b$ , y de altura  $h$ .



**Figura 7:** Esquema del detector y una fuente radioactiva puntual.

El flujo de una fuente puntual en el origen se puede escribir como

$$\dot{\Phi}(\vec{r}) = \frac{\dot{N}}{4\pi r^2}$$

donde  $\dot{N}$  es la cantidad de fotones emitidos por la fuente por unidad de tiempo. Si la fuente emite un fotón por cada desintegración radioactiva,  $\dot{N}$  es igual a la actividad de la fuente,  $A$ . En coordenadas rectangulares,  $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$ , y

$$\dot{\Phi}(\vec{r}) = \frac{\dot{N}}{4\pi(x^2 + y^2 + z^2)}$$

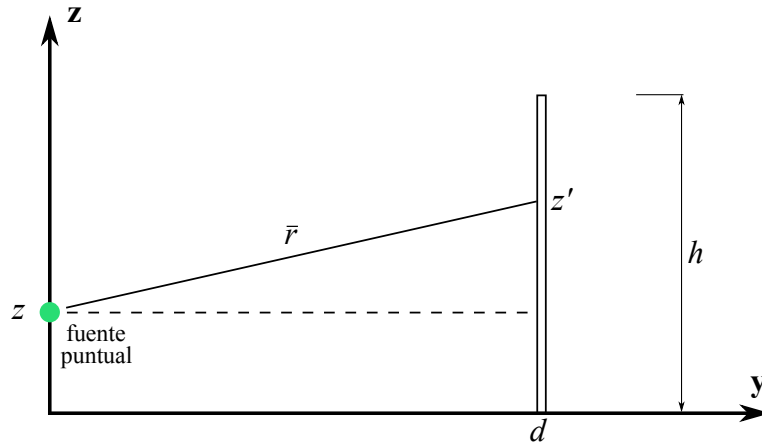
evaluando (15) tenemos

$$\begin{aligned} \int_V \dot{\Phi}(\vec{r}) dV &= \int_{-a}^a \int_{d-b}^{d+b} \int_0^h \frac{\dot{N}}{4\pi(x^2 + y^2 + z^2)} dz dy dx \\ &= \frac{\dot{N}}{4\pi} \int_{-a}^a \int_{d-b}^{d+b} \int_0^h \frac{1}{x^2 + y^2 + z^2} dz dy dx \end{aligned}$$

lo cual es algo muy poco amistoso de integrar. Escrito en coordenadas esféricas, el integrando se simplifica mucho, pero el dominio de integración,

de geometría rectangular, no es automático de escribir. Entonces, es necesario hacer aproximaciones.

Consideremos que la altura del detector,  $h$ , es mucho mayor que las dimensiones de la base,  $2a$  y  $2b$ ,  $h \gg 2a, 2b$ . Considerar  $h \gg 2a$  implica pensar que el flujo se mantiene constante para  $-a < x < a$ . Del mismo modo,  $h \gg 2b$ , implica que el flujo se mantiene constante cuando  $d - b < y < d + b$ . Esta aproximación es equivalente a pensar que cada superficie del detector en el plano  $(\mathbf{x}, \mathbf{y})$  recibe el mismo flujo, y que éste varía con la posición de dicha superficie en el eje  $\mathbf{z}$ . De esta manera, hemos reducido el problema a uno unidimensional. En la figura 8, se muestra un esquema del detector, de altura  $h$ , en presencia de una fuente puntual que puede ser colocada a lo largo del eje  $\mathbf{z}$ , para  $0 < z < h$ , a una distancia  $d$ .



**Figura 8:** Esquema del detector y una fuente radioactiva puntual bajo la aproximación de detector unidimensional.

El flujo sobre la coordenada  $z'$  del detector, es función de la posición de la fuente,  $z$ ,

$$\dot{\Phi}(\bar{r}) = \dot{\Phi}(z, z')$$

y la distancia entre la posición de la fuente y la coordenada sobre el detector,  $r$ , es

$$r^2 = d^2 + (z' - z)^2$$

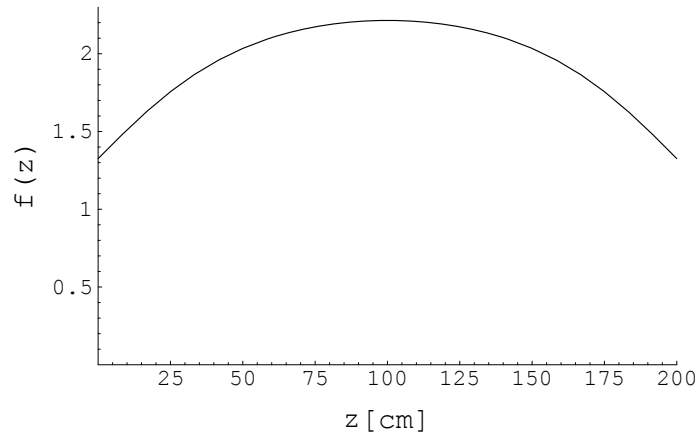
Reescribimos la integral del flujo en el volumen bajo la aproximación del detector unidimensional, y obtenemos

$$\begin{aligned}
\int_V \dot{\Phi}(\bar{r}) dV &= \frac{\dot{N}}{4\pi} \iint_S \int_0^h \frac{1}{d^2 + (z' - z)^2} dz dA \\
&= \frac{\dot{N}}{4\pi} \iint_S dA \int_0^h \frac{1}{d^2 + (z' - z)^2} dz \\
&= \frac{\dot{N}}{4\pi} S_{\text{base}} \frac{1}{d} \left[ \arctan\left(\frac{h-z}{d}\right) + \arctan\left(\frac{z}{d}\right) \right] \\
&= \frac{\dot{N}}{4\pi} S_{\text{base}} \frac{1}{d} f(z)
\end{aligned} \tag{16}$$

con

$$f(z) = \left[ \arctan\left(\frac{h-z}{d}\right) + \arctan\left(\frac{z}{d}\right) \right]$$

En la figura 9 se puede ver un gráfico de  $f(z)$  en función de  $z$ , evaluado para una altura del detector,  $h$ , de 2 m, y una distancia de la fuente al eje del mismo,  $d$ , de 0,5 m. Se observa que  $f(z)$  alcanza un máximo en  $h/2 = 1$  m, el centro geométrico del detector, lo cual es esperable de acuerdo a la simetría del problema.



**Figura 9:** Gráfico de  $f(z)$  en función de  $z$ .

Entonces, para un detector cilíndrico de radio  $R$  tenemos  $S_{\text{base}} = \pi R^2$

$$\int_V \dot{\Phi}(\bar{r}) dV = \frac{\dot{N}}{4\pi} \frac{\pi R^2}{d} f(z) \tag{17}$$

Veamos, ahora, lo que ocurre al alejar la fuente del detector, tal que la distancia entre ellos sea mucho mayor que la altura,  $d \gg h$ . En este límite, los argumentos de las funciones arcotangente de  $f(z)$  tienden a cero. El desarrollo de Taylor de  $f(x) = \arctan(x)$  en un entorno de  $x = 0$  es

$$\arctan(x) \approx x + \frac{x^3}{3} + O(x^5)$$

Tomando el primer orden e introduciéndolo en  $f(z)$

$$f(z) \approx \frac{h-z}{d} + \frac{z}{d} = \frac{h}{d} \Big|_{d \gg h}$$

Reemplazando en (16) obtenemos

$$\int_V \dot{\Phi}(\bar{r}) dV \approx \frac{\dot{N}}{4\pi} \frac{\pi R^2 h}{d} = \frac{\dot{N}}{4\pi d^2} \pi R^2 h$$

en donde  $\dot{N}/4\pi d^2$  es el flujo de una fuente puntual a una distancia  $d$  y  $\pi R^2 h$  es el volumen del detector,  $V$ . Vemos que el resultado obtenido para la integral se reduce al caso esperado cuando el flujo sobre el detector es uniforme, el cual es el producto del flujo por el volumen, ambos constantes.

Sinteticemos las expresiones obtenidas de la corriente de una cámara de ionización sujeta al flujo no uniforme de una fuente puntual, bajo la aproximación de detector unidimensional. Traemos (17) y la introducimos en (14)

$$I = \frac{\dot{N}}{4\pi} \frac{\pi R^2}{d} f(z) E_\gamma \frac{PM_r}{wR_g T} \left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_w \left( \frac{\bar{S}_g}{\bar{S}_w} \right)$$

Hasta aquí hemos considerado, implícitamente, que el campo de fotones incidentes en la cámara no se atenúa significativamente en su pared. En caso de que la atenuación no sea despreciable, la corriente disminuirá proporcionalmente a la atenuación exponencial de la intensidad de la radiación incidente, que recordemos es

$$\exp \left[ - \left( \frac{\mu}{\rho} \right)_w \rho \xi \right]$$

donde  $(\mu/\rho)_w$  es el coeficiente de atenuación de la pared de la cámara, y  $\rho$  y  $\xi$  su densidad y espesor, respectivamente.

De modo que, para considerarla en el cálculo, debemos agregar este factor en la expresión

$$I = \frac{\dot{N}}{4\pi} \frac{\pi R^2}{d} f(z) E_\gamma \frac{PM_r}{wR_g T} \left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_w \left( \frac{\bar{S}_g}{\bar{S}_w} \right) \exp \left[ - \left( \frac{\mu}{\rho} \right)_w \rho \xi \right] \quad (18)$$

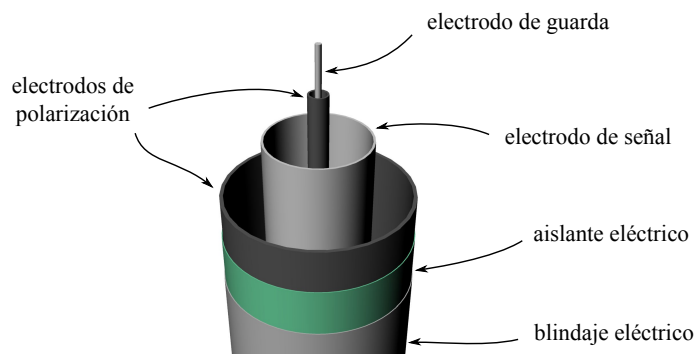
con

$$f(z) = \left[ \arctan \left( \frac{h-z}{d} \right) + \arctan \left( \frac{z}{d} \right) \right]$$

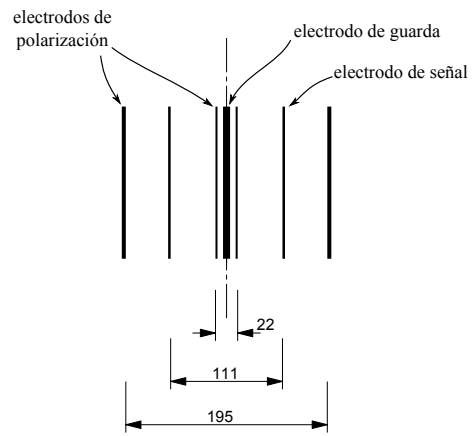
## Capítulo 3

# Desarrollo experimental

HABIENDO hecho una descripción del detector bajo un enfoque teórico, en este último capítulo la contrastaremos con resultados experimentales. Para comenzar, comentaremos el detector utilizado en el presente trabajo. Éste fue una cámara de ionización gamma que construimos en el laboratorio en 2011. Como discutimos, la respuesta de una cámara de ionización es proporcional a su volumen, por lo cual, si se desea medir radiación de nivel ambiental, es necesario contar con un gran volumen sensible. La cámara que diseñamos y construimos tiene geometría cilíndrica, con un diámetro de 203 mm y una altura de 2 m. Descontando piezas internas, el detector posee un volumen sensible de 57,6 litros. El gas de llenado es argón, a una presión de 10 bar. El material de las paredes de la cámara es aluminio, y el espesor del tubo exterior es 4 mm. En la figuras 10 y 11 se puede ver un esquema de los electrodos cilíndricos de la cámara y sus diámetros. En la figura 12 se ve una foto del detector en donde se puede apreciar su tamaño.



**Figura 10:** *Esquema de electrodos de la cámara de ionización construída.*



**Figura 11:** Esquema acotado de electrodos de la cámara construída. Longitudes en milímetros.



**Figura 12:** Foto del detector.

## Respuesta del fondo de radiación y corriente oscura

La mayoría de los detectores de radiación ionizante funcionan, desde el punto de vista circuital, como una fuente de corriente cuya magnitud está relacionada con la radiación incidente. Sin embargo, en ausencia de radiación, la corriente entregada por los detectores no es cero, sino que existe una corriente llamada *oscura*. Esta corriente depende del tipo de detector en cuestión y de su diseño en particular. Así, en ciertos casos, la corriente oscura puede ser lo suficientemente alta como para enmascarar la señal de la radiación que se desea medir. En nuestro caso, deseamos detectar radiación de niveles ambientales, con lo cual, la corriente oscura del detector debe ser lo más chica posible. Veamos.

Recordemos que, bajo las aproximaciones realizadas, la sensibilidad es (12)

$$\mathcal{S} = \frac{m}{w}$$

Al evaluarla, teniendo en cuenta que  $w_{Ar} = 26,4 \text{ J/C}$  y que

$$m = \frac{PVM_r}{R_g T}$$

obtenemos

$$\mathcal{S} = 5,37 \cdot 10^{-6} \frac{\text{A}}{\text{Gy/h}}$$

El fondo de radiación natural es del orden de  $2 \text{ mSv/año}$ , lo que equivale  $\approx 0,2 \mu\text{Sv/h}$  [3]. La magnitud varía sensiblemente con la geografía del lugar y con la altitud. Esta tasa de dosis es fundamentalmente producida por cuatro fuentes. En primer lugar, los radionucleídos naturales de largo período,  $^{40}\text{K}$ ,  $^{232}\text{Th}$  y  $^{238}\text{U}$ , los cuales presentan abundancias significativas en la corteza terrestre, de algunas ppm. Los cosmogénicos, como el  $^{14}\text{C}$ , producto de los rayos cósmicos incidentes sobre la atmósfera. Luego tenemos al radón y su prole que alcanza concentraciones en aire de  $100 \text{ mBq/l}$ , aunque en interiores puede llegar a ser un orden de magnitud mayor. Finalmente, los muones cósmicos en la superficie terrestre tienen un flujo de  $\approx 1/\text{cm}^2\text{s}$ , para una superficie horizontal [4].

Haciendo una estimación cruda, en donde toda la dosis del fondo alcanza el volumen sensible del detector<sup>1</sup>, estimemos la corriente que produce en la cámara. Además, supondremos un factor de ponderación de Sv a Gy de 1.

---

<sup>1</sup>El radón, por ejemplo, es un emisor alpha. Las paredes de aluminio del detector no permiten que éstas ingresen al volumen sensible y aporten a la corriente

$$I_{\text{fondo}} = \mathcal{S} \dot{D}_{\text{fondo}} = 5,37 \cdot 10^{-6} \frac{\text{A}}{\text{Gy/h}} \cdot 0,2 \frac{\mu\text{Gy}}{\text{h}} = 1,07 \text{ pA}$$

Por otro lado, los muones cósmicos generan, para aire en condiciones normales de presión y temperatura,  $\approx 2 \text{ e/cm}^3\text{s}$  de carga por ionización [5], que en nuestro detector genera una corriente

$$I_{\text{muones}} = 0,22 \text{ pA}$$

Así, vemos que la corriente oscura debe ser por lo menos un orden de magnitud menor, del orden de los 20 fA.

Para distinguir la corriente oscura,  $I_o$ , de la corriente de ionización,  $I_i$ , medimos la corriente de fondo aplicando tensiones de dos polaridades. Si se aplica tensión positiva sobre el electrodo de alta tensión, la corriente medida será

$$I_+ = I_i + I_o$$

Si se aplica tensión negativa, tendremos

$$I_- = -I_i + I_o$$

en donde hacemos la hipótesis de que  $I_o$  no cambia de signo al cambiar la polaridad de la tensión. Tenemos entonces

$$I_i = \frac{I_+ - I_-}{2} \quad \text{y} \quad I_o = \frac{I_+ + I_-}{2}$$

Conectamos la salida del detector a un electrómetro Keithley 610C y realizamos las mediciones. La fuente de polarización utilizada, construida en el laboratorio, tiene salida variable entre 0 y 200 V, con saltos de 25 V. Consta de conjuntos de baterías de 12,5 V, una llave selectora multiposición para variar la tensión de salida, y una llave inversora para cambiar la polaridad. El uso de baterías electroquímicas resulta indispensable cuando se desean medir corriente por debajo del pA, debido a que las fluctuaciones de la más estable de las fuentes electrónicas enmascara la corriente.

De esta manera obtuvimos  $I_i = (0,60 \pm 0,01) \text{ pA}$  y  $I_o = (0,024 \pm 0,01) \text{ pA}$ . La corriente de fondo medida está de acuerdo con las estimaciones para la corriente producida por los muones y el fondo total. De hecho, que su magnitud caiga entre ambos valores resulta razonable.

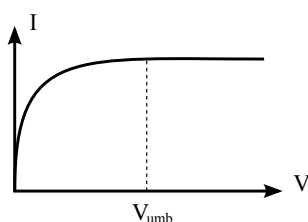
## Curva de Plateau

Para estudiar la respuesta de la cámara, inicialmente, utilizamos una fuente de  $^{60}\text{Co}$ . El  $^{60}\text{Co}$  decae vía beta menos a estados excitados de  $^{60}\text{Ni}$ , desde los cuales se emiten fotones gamma de 1,17 y 1,33 MeV, respectivamente. La energía máxima del electrón beta es del orden de 300 keV, por lo que éste es fácilmente detenido por una fina plancha de aluminio, es decir, no penetra a través de la pared del detector. La fuente fue manufacturada con una actividad de 555 kBq, el 20/11/2008, y dado que el período de semidesintegración del  $^{60}\text{Co}$ ,  $T_{1/2}$ , es 5,271 año, se debió corregir la actividad actual por el decaimiento exponencial

$$A(t) = A_0 e^{-t/\lambda}$$

con  $\lambda$  igual al tiempo de vida promedio,  $\lambda = T_{1/2}/\ln 2$ . La actividad actual corregida,  $A$ , fue 358,9 kBq.

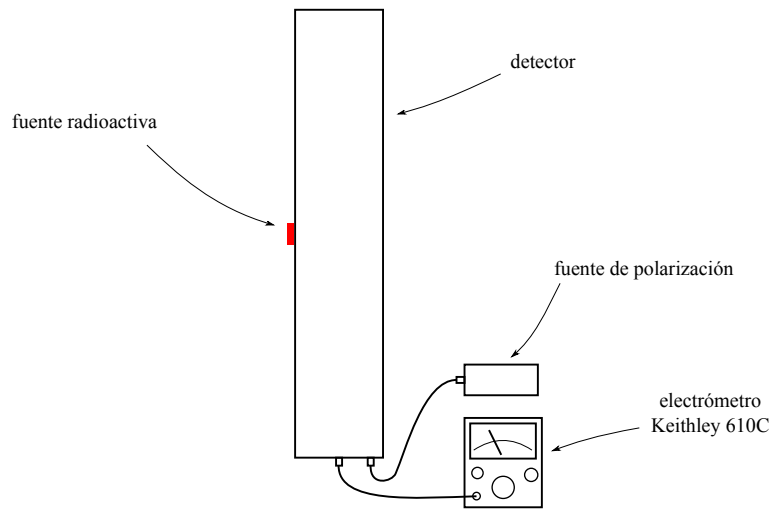
En primer lugar, estudiamos la *curva de plateau* de la cámara. Una curva de plateau representa la respuesta de la corriente de una cámara de ionización en función de la tensión de polarización aplicada entre el electrodo de señal y el de alta tensión, para una tasa de dosis constante dada. La evolución típica se muestra en la figura 13. El campo eléctrico presente en la cámara producto del potencial entre electrodos separa los iones de los electrones, cuando las cargas son liberadas por la radiación ionizante incidente. Se puede observar que, por debajo de un cierto umbral, la corriente crece con la tensión aplicada, producto de la competencia entre el arrastre impuesto por el campo eléctrico y la recombinación de cargas. Una vez superada la tensión de umbral, el campo logra separar todos los electrones de los iones generados en el proceso de ionización y toda la carga liberada es colectada en el electrodo de señal. La corriente es aproximadamente constante y sólo depende de la tasa de dosis recibida.



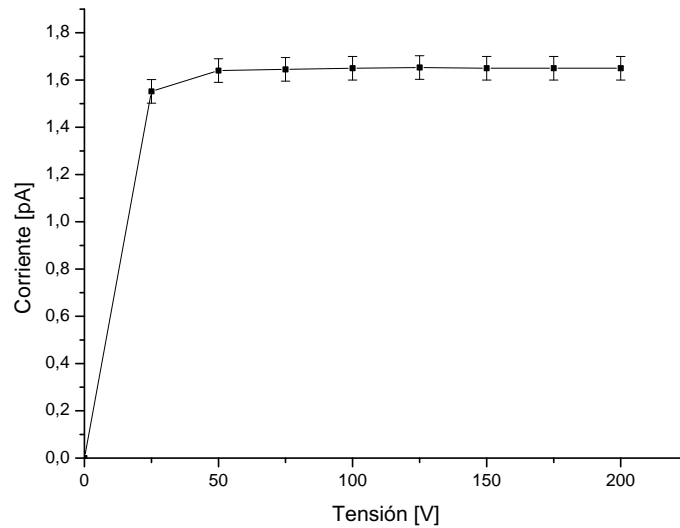
**Figura 13:** Curva de plateau típica de una cámara de ionización.

Colocamos la fuente en contacto con el centro geométrico del detector, como se puede ver en la figura 14. Para medir la corriente producida por la cámara utilizamos un electrómetro Keithley 610C. La polarización fue provista

por la fuente antes descripta. En la figura 15 se puede ver la curva de plateau obtenida. Se observa que la tensión de umbral, para la tasa de dosis provocada por la fuente de cobalto mencionada, es 50 V. Es decir, que si se fija una tensión de polarización mayor, toda la carga liberada será colectada en el electrodo de señal.



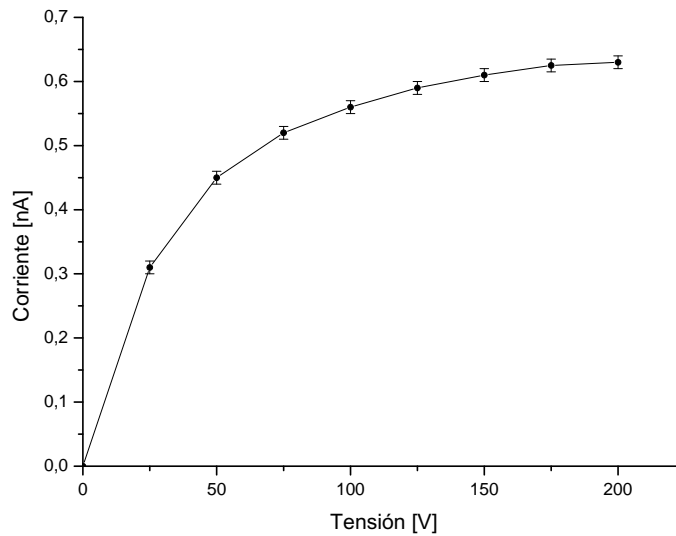
**Figura 14:** Arreglo experimental para determinar la curva de plateau del detector.



**Figura 15:** Curva de plateau obtenida para la fuente de  $^{60}\text{Co}$ .

A continuación, sometimos el detector a una tasa de dosis mayor, mediante una fuente de  $^{241}\text{Am}$  de 370 MBq de actividad. El  $^{241}\text{Am}$  tiene un período de semidesintegración de más de 400 años y decae emitiendo alpha a estados

excitados del  $^{241}\text{Np}$ . Cada 100 desintegraciones del  $^{241}\text{Am}$  se emiten 36 fotones de 60 keV, los cuales representan la radiación más significativa del radionucleído. En la figura 16 se muestran los resultados obtenidos. Como se observa, con una tasa de irradiación mayor, la tensión de umbral crece. En este caso, recién a partir de 200 V los efectos de recombinación comienzan a hacerse despreciables.



**Figura 16:** Curva de plateau obtenida para la fuente de  $^{241}\text{Am}$ .

## Respuesta del detector a un campo gamma no uniforme

En esta sección describiremos la respuesta del detector a un campo gamma no uniforme, tanto mediante la evaluación del enfoque teórico del capítulo anterior, como mediante el experimento.

### Cálculo teórico de la corriente del detector en presencia de una fuente puntual

Dada la derivación de (18), a continuación haremos su evaluación para las condiciones experimentales. Recordamos la expresión:

$$I = \frac{\dot{N}}{4\pi} \frac{\pi R^2}{d} f(z) E_\gamma \frac{PM_r}{wR_g T} \left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_w \left( \frac{\bar{S}_g}{\bar{S}_w} \right) \exp \left[ - \left( \frac{\mu}{\rho} \right)_w \rho \xi \right]$$

en donde

$$f(z) = \left[ \arctan \left( \frac{h-z}{d} \right) + \arctan \left( \frac{z}{d} \right) \right]$$

Vemos que la corriente producida en la cámara de ionización es función del diseño del detector (materiales de construcción, gas de llenado, geometría), la naturaleza de la fuente radioactiva (actividad, energía) y la disposición geométrica fuente-detector.

Para llevar a cabo el experimento, contamos con una fuente de  $^{60}\text{Co}$ , por lo que el cálculo se hizo referido a dicho radionucleído. El  $^{60}\text{Co}$  emite dos fotones por cada desintegración: uno de 1,17 MeV y otro de 1,33 MeV, con lo cual

$$\dot{N} E_\gamma \left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_E = A \left[ 1,17 \text{ MeV} \left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{1,17 \text{ MeV}}^{\text{Al}} + 1,33 \text{ MeV} \left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{1,33 \text{ MeV}}^{\text{Al}} \right]$$

donde  $A$  es la actividad de la fuente. Los valores de  $(\mu_{en}/\rho)$  para el aluminio, para 1 y 1,5 MeV, se obtuvieron de [6]. Mediante interpolación lineal se calcularon los valores para las emisiones del  $^{60}\text{Co}$  (ver tabla de la figura 17).

$E_\gamma$ [MeV]	$(\mu_{en}/\rho)_{\text{Al}}$ [cm <sup>2</sup> /g]
1	0,0269
1,17	0,0261
1,33	0,0253
1,5	0,0245

**Figura 17:** Coeficientes de absorción de energía para el aluminio.

De [7] se pueden obtener los promedios espectrales del stopping power para aluminio, relativos al promedio espectral del stopping power en argón,

$$\left( \frac{\bar{S}_{\text{aluminio}}}{\bar{S}_{\text{argón}}} \right) = 1,085$$

de donde tomando la inversa obtenemos

$$\left( \frac{\bar{S}_g}{\bar{S}_w} \right) = 0,922$$

El factor de atenuación

$$\exp \left[ - \left( \frac{\mu}{\rho} \right)_w \rho \xi \right]$$

fue evaluado para  $\xi = 4$  mm de aluminio, tomando su densidad  $\rho = 2,70$  g/cm<sup>3</sup>. En la tabla de la figura 18 se muestran los valores del coeficiente de atenuación,  $(\mu/\rho)_{Al}$ , obtenidos de [6], y los valores interpolados linealmente para las emisiones del <sup>60</sup>Co.

$E_\gamma$ [MeV]	$(\mu/\rho)_{Al}$ [cm <sup>2</sup> /g]
1	0,0613
1,17	0,0574
1,33	0,0538
1,5	0,0500

**Figura 18:** Coeficientes de atenuación para el aluminio.

De esta manera, promediando las atenuaciones pesadas por energía, el factor global calculado fue

$$\exp \left[ - \left( \frac{\mu}{\rho} \right)_w \rho \xi \right]_{\text{global}} = 0,942$$

El resto de los parámetros del cálculo, según las condiciones experimentales, es

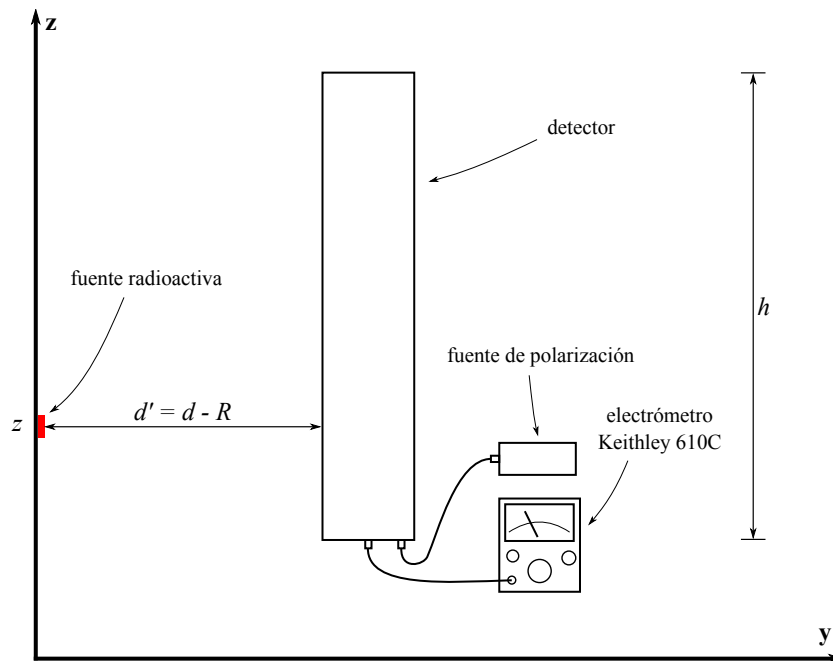
$R = 9,76$ cm	radio del detector
$h = 2$ m	altura del detector
$d = 50$ cm	distancia de la fuente al eje del detector
$P = 10$ bar	presión de llenado
$T = 293$ K	temperatura de llenado
$R_g = 8,314$ J/mol K	constante de los gases ideales
$M_r = 39,95$ g/mol	masa molar del argón
$w = 26,4$ J/C	energía necesaria para liberar una unidad de carga en argón

Finalmente, a la corriente calculada es necesario sumarle la corriente de fondo,  $I_f$ . Introduciendo todo esto en (18) y considerando los errores experimentales y de cálculo obtenemos

$$I(z) = (0,96 \pm 0,05) \text{ pA} \left[ \arctan \left( \frac{h - z}{d} \right) + \arctan \left( \frac{z}{d} \right) \right] + I_f \quad (19)$$

## Determinación experimental de la corriente del detector en presencia de una fuente puntual

Para realizar el experimento, y así comparar la dependencia de la corriente con la posición de la fuente en el eje vertical con la expresión obtenida, montamos un mástil perpendicular al piso, a una distancia  $d$  del detector. En la figura 19 se muestra un esquema del arreglo experimental.

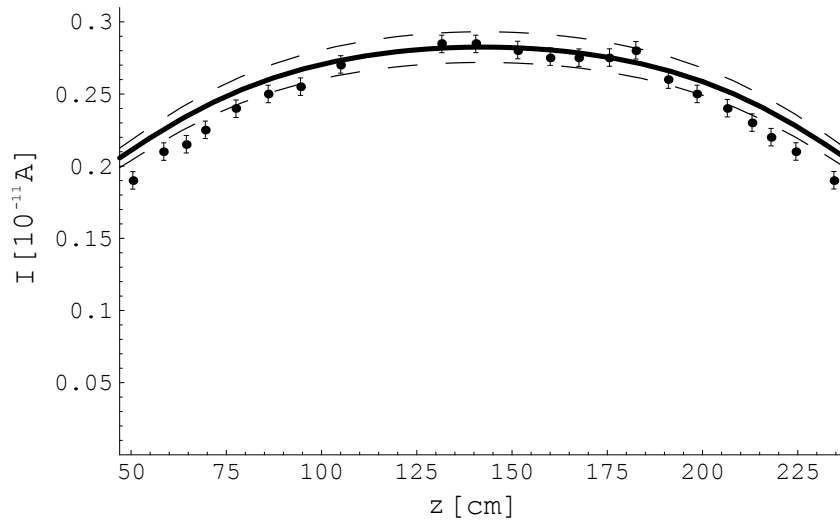


**Figura 19:** Arreglo experimental montado para estudiar la dependencia de la respuesta de la cámara con la posición de la fuente radioactiva.

A él fijamos, mediante mordazas a tornillo, un dispositivo para montar la fuente radioactiva de  $^{60}\text{Co}$ , tal que permitiera su fácil desplazamiento a lo largo del mástil. Además, cortamos a medida una barra de longitud  $d' = d - R = 40$  cm, para utilizar de galga y verificar que la fuente, luego de moverla a lo largo del eje, estuviera a distancia constante, con la galga paralela al piso. Polarizamos al detector con la fuente descripta, aplicando 100 V, tal que toda la carga liberada fue colectada. La corriente fue medida con el electrómetro

Keithley 610C. Dado que, para medir la altura de la fuente, lo más conveniente es hacerlo respecto al piso, el comienzo de la longitud sensible del detector se fijó con  $z = z_0$ .

En la figura 20 se puede ver la corriente de la cámara de ionización producto de la fuente radioactiva de  $^{60}\text{Co}$ , en función de la posición de la fuente en el eje vertical. Los puntos con sus barras de error representan los datos experimentales; la línea sólida, la predicción del modelo (19) y las líneas a trazos, el error de la predicción. El fondo de radiación medido fue  $I_f = 0,07$  pA. Se puede observar que el modelo, aún con las aproximaciones realizadas, se ajusta a los datos experimentales. Dicho acuerdo es mayor en un entorno del centro geométrico del detector, y empeora a medida que  $z$  se aleja de él. Es decir que el modelo se aparta un poco del experimento cuando la fuente es colocada cerca de los extremos del detector.



**Figura 20:** Corriente de la cámara de ionización en función de la posición de la fuente radioactiva en el eje vertical.

Si extraemos el valor máximo predicho y lo comparamos con el valor máximo experimental, descontando el fondo obtenemos

$$I_{\text{modelo}} = (2,13 \pm 0,11) \text{ pA}$$

$$I_{\text{experim}} = (2,15 \pm 0,10) \text{ pA}$$

## Respuesta espectral del detector

La respuesta espectral de una cámara de ionización es la relación entre la respuesta de la misma comparada con algún estándar. Por ejemplo, uno frecuentemente utilizado es la respuesta en aire, dado su ubicuidad. Es decir, que evalúa cómo la presencia de la pared y el gas de colección modifican la respuesta en energía respecto a dicho estándar.

Como vimos, bajo la hipótesis de equilibrio electrónico, la tasa de dosis en un dado material es igual al kerma, el cual es proporcional a la cantidad de fotones incidentes, a su energía y al coeficiente de absorción de energía

$$\dot{D} \propto \dot{N} E_{\gamma} \left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right)$$

Si consideramos que, en general, los radionucleídos emisores gamma no emiten fotones en todas sus desintegraciones, es conveniente definir el factor  $n$  como la fracción de fotones emitidos por desintegración. El  $^{137}\text{Cs}$ , por ejemplo, emite 85 fotones cada 100 desintegraciones,  $n_{\text{Cs-137}} = 0,85$ . Entonces,  $\dot{N} = nA$ , donde  $A$  es la actividad del radionucleído.

$$\dot{D} \propto nAE_{\gamma} \left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{\text{aire}} \quad (20)$$

Los factores faltantes en la expresión no dependen de la energía. Como compararemos los cocientes de la señal experimental y la predicción teórica en aire para diferentes energías, éstos resultan prescindibles, dado que sólo aportan un factor de escala global.

Para determinar la respuesta espectral del detector se utilizaron tres fuentes de actividad calibrada, las cuales se muestran en la tabla de la figura 21.

Nucleído	$E_{\gamma}$ [MeV]	A [ $\mu\text{Ci}$ ]	$S_e$ [u.a.]	$S_t$ [u.a.]	$S_e/S_t$
$^{241}\text{Am}$	0,0595	9,52	0,115	0,098	1,173
$^{137}\text{Cs}$	0,661	5,35	0,208	1,521	0,137
$^{60}\text{Co}$	1,17 y 1,33	0,129	0,21	0,153	0,138

**Figura 21:** Respuesta espectral de la cámara de ionización.

Una por una, las fuentes fueron montadas en el centro geométrico del detector, manteniendo idénticas condiciones, como en la figura 14. Se registró la corriente mediante el electrómetro y se le sustrajo la corriente producto del fondo. Esta diferencia es la señal experimental,  $S_e$ .

La señal teórica,  $S_t$ , es igual a los factores mostrados en la tasa de dosis de la ecuación (20), evaluado en el estándar, en este caso, aire,

$$S_t = nAE_\gamma \left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{\text{aire}}$$

El cociente  $S_e/S_t$  como función de la energía es la respuesta espectral. En la tabla, se puede ver que  $S_e/S_t$  es constante para las energías superiores, de 600 keV y 1 MeV, y que aumenta para 60 keV. Veamos por qué esto es razonable.

La señal experimental tiene dos contribuciones mayoritarias respecto al estándar de aire. Por un lado, la pared del detector, de aluminio, produce atenuación en la intensidad de los fotones. Dicho factor de atenuación,  $\exp[-(\mu/\rho)\rho x]$ , es 0,74 ; 0,91 y 0,94 para 0,06 ; 0,6 y 1 MeV; respectivamente. Por el otro, el coeficiente de absorción de energía  $(\mu/\rho)_{\text{Ar}}$  es del orden de 9 veces mayor para 60 keV que para 0,6 y 1 MeV. Esto es así, dado que  $Z_{\text{Ar}} = 18$  y  $Z_{\text{aire}} \approx 7$ . A baja energía, por debajo de 100 keV, el mecanismo de interacción de los fotones con la materia dominante es el efecto fotoeléctrico, el cual depende de  $Z^5$ . Por ello, el producto de la atenuación y el coeficiente de transferencia de energía resulta mayor en el caso de 60 keV, lo que implica una señal esperada en el experimento mayor que la señal teórica en aire. Concluimos que la respuesta espectral de la cámara respecto al estándar de aire es plana para energías medias, por sobre 0,1 MeV, y difiere a bajas energías, en donde se obtiene un orden de magnitud mayor.

# Conclusiones

EN este trabajo hemos estudiado la cámara de ionización partiendo de principios dosimétricos fundamentales. Como hemos visto, para detectar bajos niveles de radiación se debe contar con un gran volumen sensible, lo que puede traer aparejado la no uniformidad de los campos a medir. Para resolver este problema, formulamos modelos teóricos y, mediante aproximaciones, realizamos predicciones. Los resultados experimentales se adecuaron a los cálculos.

Partiendo de principio fundamentales, hemos obtenido ecuaciones que sirven de base para el diseño de cámaras de ionización. Por ejemplo, hemos calculado la sensibilidad y la respuesta en corriente como función de los parámetros constructivos, materiales de pared, gas de llenado, dimensiones, etc. Medimos las curvas de plateau y estudiamos el comportamiento del detector ante el fondo de radiación natural. Luego, sometimos a la cámara a la presencia de un campo gamma no uniforme y medimos su respuesta, y la comparamos con la predicción del modelo formulado. Por último, obtuvimos la respuesta espectral para tres energías representativas.

\* \* \*

Quiero dar las gracias a Emilio Matatagui, con quién he sostenido un fructífero vínculo maestro-discípulo durante más dos años. Por sus enseñanzas, por las que fueron adrede y por aquellas que aprendí por ósmosis, gracias. También quiero expresar mi humilde agradecimiento a Carla Notari y a Ana María Lerner por haber depositado la confianza en mí desde el primer instante y por haberme apoyado en forma incondicional, en esta etapa tan importante en mi formación.

Este trabajo, así como la mayor parte de mi carrera de Especialización que con él se cierra, fue financiado por una beca de posgrado de la Comisión Nacional de Energía Atómica, a través del Instituto de Tecnología Nuclear Dan Beninson.

# Notación

$\Phi$	Fluencia de partículas
$\phi$	Flujo de partículas
$(\mu/\rho)$	coeficiente de atenuación
$(\mu_{tr}/\rho)$	coeficiente de transferencia de energía
$(\mu_{en}/\rho)$	coeficiente de absorción de energía
$K$	kerma
$(dE/\rho dx)$	stopping power
$D$	Dosis
$\bar{S}$	promedio espectral del stopping power
$w_g$	energía necesaria para liberar una unidad de carga en un gas
$\mathcal{S}$	sensibilidad de una cámara de ionización
$A$	actividad de una fuente radioactiva

# Bibliografía

- [1] G. Knoll, *Radiation detection and measurement*, 4ta edición, pág 48.
- [2] F. Attix, *Introduction to radiological physics and radiation dosimetry*, pág 171
- [3] G. Heusser, *Low radioactivity background techniques*, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci., 45:543-90, (1995).
- [4] Particle data group, *Review of Particle Physics*, julio de 2010, pág 338.
- [5] M. Shamos y A. Liboff, *New ionization chamber technique for the measurement of environmental radiation*, Rev. Sci. Inst., 39-2, pág 223 (1968)
- [6] F. Attix, pág 556
- [7] T. Burlin en *Radiation dosimetry, vol 1*, F. Attix y W. Roesch editores, pág 355.