

# INTERACCIÓN DE LA RADIACIÓN CON LA MATERIA.

Rafael Glez. Farfán. Febrero 2004.

## ATENUACIÓN.

Como ya sabemos, los rayos gamma proceden de las transiciones entre niveles energéticos nucleares, mientras que los rayos X resultan de las transiciones electrónicas en el átomo. La radiación de aniquilación procede de la recombinación de un par electrón-positrón. Como a pesar de su distinto origen, no son sino radiaciones electromagnéticas idénticas en todos sus aspectos, las peculiaridades de su interacción con la materia son comunes a las tres, por lo que en lo que sigue hablaré solo de radiaciones electromagnéticas, dejando al margen las radiaciones que por ser inhomogéneas exigen un tratamiento especial.

La radiación electromagnética difiere notablemente en su interacción con la materia, respecto a la de las partículas cargadas: esta diferencia estriba en que, como se verá más adelante, la absorción de la radiación es de carácter exponencial, por lo que carece de alcance definido, a diferencia de las partículas cargadas, las cuales –sobre todo las pesadas– pierden su energía en el curso de un gran número de colisiones con los electrones atómicos: en cada choque la energía de la partícula se decrementa en una pequeña cantidad, de modo que pierde energía progresivamente, hasta que resulta frenada y absorbida. Sin embargo, cuando un haz de radiación electromagnética incide sobre un absorbente delgado, cada fotón perdido por el haz resulta de un proceso único (de absorción o de dispersión) llamado *atenuación de la radiación*.

La interacción entre un fotón y un electrón supone un choque mecánico directo. Este hecho explica una de las características más destacadas de la radiación electromagnética: su gran poder de penetración en la materia, muy superior al de las partículas cargadas.

La carencia de un alcance definido en la absorción de la radiación electromagnética con la materia, se deriva del hecho de que un fotón al cruzar la materia, tiene una cierta probabilidad de atenuación por unidad de longitud  $\mu$ , que es independiente del camino recorrido. Se ha comprobado experimentalmente que la disminución de intensidad, o atenuación de un haz colimado de radiación, sigue una ley exponencial, que guarda muchas semejanzas con la de la desintegración radiactiva.

Para deducir la expresión analítica de la ley de atenuación, consideraremos una lámina de caras paralelas, de espesor "l" sobre la que incide perpendicularmente un haz colimado de radiación, de modo que alcanza *el absorbente*  $N_0$  fotones por unidad de tiempo. Al cruzar una longitud  $x$ , subsisten  $N$  fotones primarios en el haz: de ellos,  $dN$  serán absorbidos en el espesor comprendido entre  $x$  y  $(x+dx)$ , y

$$dN = -\mu N dx$$

será la ecuación diferencial que integrada (según las mismas pautas que en el caso de la desintegración radiactiva) nos conduce a

$$N = N_0 \cdot e^{-\mu x} \quad (1)$$

Si la intensidad del haz de fotones se expresa en forma de flujo  $\varphi$ , o sea, el número de fotones incidentes por unidad de tiempo y unidad de superficie, dividiendo (1) por la superficie del haz, nos queda:

$$\varphi = \varphi_0 \cdot e^{-\mu l} \quad (2)$$

Las expresiones (1) y (2) son válidas cuando:

- a) La radiación incidente es monoenergética
- b) El haz incidente es colimado, o sea que las trayectorias de los fotones son paralelas y normales a la superficie absorbente.
- c) El absorbente es delgado.

La condición c) resulta de momento ambigua pues depende de la energía de la radiación y de la naturaleza del absorbente. Aunque sea anticipar ideas, se define un absorbente delgado su la probabilidad de que un fotón sufra una dispersión Compton doble es menor del 1 %.

Como se puede apreciar de las ecuaciones anteriores, la atenuación depende del valor de  $\mu$  y del espesor del absorbente. Aquí se aprecia la diferencia de comportamiento de la radiación y de las partículas cargadas: en éstas basta interponer un absorbente de espesor ligeramente superior al alcance de las partículas más energéticas presentes en el haz, para absorberlo completamente, mientras que en el caso de la radiación se requerirá un espesor infinito para alcanzar el mismo objetivo.

El coeficiente de atenuación definido, depende funcionalmente de la energía de los fotones y del número atómico del absorbente. Como por la forma de las dos ecuaciones anteriores el producto  $\mu l$  ha de ser adimensional,  $\mu$  ha de tener dimensiones de inverso de longitud y se expresa en  $\text{cm}^{-1}$ . Por esa razón  $\mu$  se denomina *coeficiente de atenuación lineal*.

Los  $\mu$  ofrecen el inconveniente de que varían con el estado físico o de agregación del absorbente. Para evitar esta dificultad, se multiplica y divide el exponente de la expresión (1) por la densidad del absorbente  $\rho$ , con lo que resulta:

$$N = N_0 \cdot e^{-(\rho l)(\mu/\rho)} \quad (3)$$

Pero el producto  $\rho l$  que tiene de dimensiones  $\text{ML}^{-2}$  no es más que el espesor másico, independiente del estado físico o de agregación del absorbente. Por ello es frecuente el uso del coeficiente de atenuación másico  $\mu/\rho$ , cuyas unidades serán  $\text{cm}^2\text{g}^{-1}$ .

Un concepto utilizado para definir la intensidad de atenuación de un absorbente, es su espesor de semirreducción, definido como aquél que reduce a su mitad el flujo de radiación incidente. Esta magnitud tiene un evidente paralelismo con el periodo de desintegración radiactiva, y su valor es

$$X_{1/2} = \text{Ln } 2 / \mu \quad (4)$$

Otra magnitud muy usada en problemas de atenuación de radiación gamma, es la llamada *longitud de relajación* o recorrido libre medio de los fotones,  $\lambda$ , que igualmente se parece al concepto de vida media en radiactividad:

$$\lambda = 1 / \mu \quad (5)$$

## MECANISMO DE ATENUACIÓN DE LA RADIACIÓN.

El mecanismo interno de absorción de la radiación en la materia es complejo, ya que resulta de la superposición de varios procesos independientes de los que los más importantes son:

### a) Efecto Fotoeléctrico.

El efecto fotoeléctrico se produce cuando tiene lugar una colisión entre un fotón y un átomo, representado por uno de sus electrones suficientemente ligado. La consecuencia de una colisión fotoeléctrica es la emisión de fotoelectrones, de energía

$$E_f = h \cdot \gamma - W_o \quad (6)$$

siendo  $\gamma$  la frecuencia de la radiación y  $W_o$  la energía de ligadura del electrón al átomo (trabajo de extracción).

El átomo residual que resulta tras un efecto fotoeléctrico, es un ión positivo con una vacante en una capa profunda, por lo general la capa K. En consecuencia, el fotoelectrón emitido irá acompañado de rayos X característicos.

El efecto fotoeléctrico es un fenómeno de absorción que tiene importancia preponderante, por ejemplo en el aluminio, para energías de radiación menores a 50 keV, y para el plomo hasta valores de 500 keV. La teoría de la absorción fotoeléctrica no se encuentra completamente perfeccionada, y sus expresiones son solo válidas en intervalos energéticos limitados. Por ejemplo, en la zona igualmente alejada de los bordes de absorción y de efectos relativistas, una fórmula aproximada es:

$$\mu_f = a NZ^5 E^{(-7/2)} \quad (7)$$

donde  $a$  es una constante, y  $N$  el  $n^\circ$  de electrones por unidad de volumen. La expresión de  $\mu_f$  pone de manifiesto dos hechos importantes: de una parte la conveniencia de utilizar materiales pesados como blindaje biológico frente a la radiación, y por otra, la disminución rápida de  $\mu_f$  al crecer la energía.

### b) Efecto Compton.

El efecto así llamado tiene lugar en la colisión entre un fotón y un electrón tan débilmente ligado que se puede considerar como libre. La colisión es entonces elástica, en la que al chocar el fotón primario (de energía  $h\nu$ ) el electrón resulta deflectado un cierto ángulo, y con energía  $E_e$ , mientras que el fotón primario sufre una dispersión según cierto ángulo  $\varphi$  y su energía disminuye a  $h\nu'$ .

El principio de conservación de la energía mecánica permite escribir, despreciando la energía del electrón, que

$$h\nu = h\nu' + E_e \quad (8)$$

La aplicación de los principios de conservación de la energía y de la cantidad de movimiento en condiciones relativistas permite calcular el valor de la energía del fotón disperso,  $h\nu'$

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \alpha(1 - \cos\varphi)} \quad (9)$$

siendo  $\alpha = h\nu/m_0c^2$  y  $m_0$  la masa en reposo del electrón.

La energía cinética del electrón colisionado es

$$T = hv - hv' = hv \cdot [\alpha(1 - \cos\phi)/(1+\alpha(1-\cos\phi))] \quad (10)$$

por lo que T alcanza un calor máximo para  $\phi = \pi$  (retrodispersión) que vale

$$T_{\max} = hv [2\alpha/(1+2\alpha)] \quad (11)$$

El efecto Compton, al igual que el efecto fotoeléctrico, produce un átomo residual ionizado, pero en este caso la vacante se produce en una capa poco profunda, por lo general la capa más externa (electrones de valencia) por lo que de emitirse radiación electromagnética de desexcitación, será de baja energía.

El efecto Compton es predominante en un amplio margen energético, en el aluminio (entre 50 y 15 MeV) y en el plomo (entre 500 y 5 MeV). El coeficiente de atenuación Compton varía linealmente con el número atómico del absorbente.

### c) Creación de pares.

El efecto de creación de pares tiene lugar con fotones de alta energía, y representa un proceso de materialización de energía en el sentido de la Mecánica Relativista. El fenómeno que tiene lugar es que el fotón, en el campo del núcleo desaparece y en su lugar se crea una pareja positrón-electrón. El principio de conservación de la energía se expresa aquí de la forma

$$hv = 2m_0c^2 + E_+ + E_- \quad (12)$$

donde  $E_+$  y  $E_-$  representan respectivamente las energías cinéticas del positrón y del electrón.

El coeficiente de atenuación por creación de pares, varía con  $Z^2$ : según la expresión (12) la creación de pares es imposible para  $hv < 2m_0c^2 = 1,02 \text{ MeV}$ , valor que supone el umbral energético del proceso.

Los positrones resultantes de la creación de pares, al igual que los procedentes de la desintegración beta positiva, se aniquilan al combinarse con electrones en el medio de interacción. Por esta razón, en la interacción de radiación gamma del alta energía ( $>1,02 \text{ MeV}$ ), el fenómeno va acompañado de radiación de aniquilación.

Según lo visto hasta aquí, la atenuación de un haz de fotones, considerada como el decremento del flujo de un haz de radiación, puede ser debida a la absorción de fotones (efecto fotoeléctrico), o proceso de difusión Compton, con absorción parcial. La creación de pares supone la eliminación del fotón en el haz, pero en el proceso, el positrón al llegar al reposo, se aniquila emitiéndose la correspondiente radiación, cuya energía total (1,02 MeV) en principio se puede considerar que escapa del medio absorbente.

## TRANSFERENCIA DE ENERGÍA AL ABSORBENTE.

En los cálculos requeridos en Radioprotección, es necesario conocer la tasa de transferencia de energía de la radiación por unidad de volumen del absorbente. En virtud de la definición de  $\mu$ , la densidad de colisiones (colisiones por  $\text{cm}^3$  y por segundo), en un punto del absorbente cuyo flujo es  $\phi$  ( $\gamma/\text{cm}^2.\text{s}$ ) será:

$$F = \phi\mu \quad (14)$$

Por lo que si en cada colisión el fotón gamma cediera toda su energía al medio absorbente, la tasa de transferencia de energía, por unidad de volumen del absorbente sería:

$$T = EF = E\phi\mu \quad (15)$$

donde E representa la energía de los fotones.

Tanto en el efecto fotoeléctrico, como en la producción de pares, la energía del fotón es cedida en forma casi total al absorbente, y salvo que éste sea muy delgado, la radiación secundaria emitida (rayos X, electrones, radiación de aniquilación), es igualmente absorbida en el medio. Solo en el caso de radiación electromagnética de alta energía, escapa del absorbente una fracción importante del Bremsstrahlung generado por los electrones rápidos originados en las interacciones primarias.

En cambio, en las interacciones Compton, solo se cede al absorbente la energía cinética del electrón liberado.

La conveniencia de estos procesos de cesión parcial de la energía del fotón al absorbente, de suerte que se transfiera en estas interacciones una energía media  $E'$  inferior a la energía del fotón E. Dado que en dosimetría se considera solamente la energía transferida al absorbente, se definen los llamados *coeficientes de absorción energéticos*,  $\mu_{en}$  definidos como

$$\mu_{en} = \mu E'/E \quad (16)$$

Los coeficiente energéticos se hallan tabulados en muchas publicaciones para ciertos materiales.

## EL FENÓMENO DE ACUMULACIÓN

Se ha indicado anteriormente en la ec. (1) que la atenuación exponencial de la radiación solo es válida cuando los fotones están colimados y el absorbente es delgado. En tales condiciones el haz emergente contiene únicamente fotones de la misma energía; si el flujo incidente es  $\phi_0$ , el flujo emergente valdrá

$$\phi = \phi_0 \cdot e^{-\mu \cdot d} \quad (17)$$

donde  $\mu$  es el coeficiente de atenuación lineal, y d el espesor.

Las condición de validez de la atenuación exponencial son ideales. Los casos reales comprenden absorbentes más o menos gruesos, así como haces no colimados (haces divergentes). En estas condiciones los procesos de difusión y de producción de radiación de aniquilación en el propio absorbente, dan lugar a que el punto de observación sea alcanzado por un flujo de fotones superior al previsto en la ec. (17)

El efecto de acumulación de la radiación primaria y la dispersa, plantea el problema de la evaluación de ambos componentes en el cálculo de blindajes, ya que el efecto de la radiación dispersa puede ser varias veces más importante que el de la primaria.

Para evaluar este efecto, no sirve considerar el flujo total de fotones emergentes, que al ser polienergéticos, producen, producen un efecto biológico, cuya evaluación directa sería muy engorrosa. Una magnitud más útil, sería la tasa de fluencia de energía (MeV/cm<sup>2</sup>), pero la forma habitual de medir esta magnitud es con dosímetros, que registran la "energía depositada" por unidad de masa y de tiempo (tasa de dosis absorbida).

Los problemas de cálculo de blindajes se resuelven usando una nueva magnitud: **el factor de acumulación** definido como

$$B = (D_p + D_d)/D_d \quad (18)$$

Donde  $D_p$  y  $D_d$  representan respectivamente las tasas de dosis absorbida, debidas a radiación primaria y difusa.

Los factores de acumulación dependen de la energía de los fotones incidentes, de la geometría del haz incidente, del material del absorbente y de su espesor. Su cálculo es muy complejo, pero afortunadamente existen tabulaciones muy completas de factores de acumulación que cubren todos los casos más habituales.

Para el cálculo práctico de blindajes, se procede habitualmente calculando el flujo primario emergente según la ec.(18) y transformando este valor en tasa de dosis primaria,  $D_p$ , a partir de la cual se obtiene la llamada *dosis acumulada*, multiplicando por el factor de acumulación

$$D = D_p + D_d = B \cdot D_d \quad (19)$$

También se puede recurrir a los gráficos de fracción transmitida en función del material previsto para el blindaje, para las distintas energías de haces de fotones.

#### ATENUACIÓN DE HACES DE RADIACIÓN DE FRENADO.

El cálculo de atenuación de haces de fotones de radiación de frenado, supone el conocimiento previo del espectro y la evaluación por separado de zonas energéticas estrechas, consideradas monoenergéticas, con energía igual a la media del intervalo. Esta modalidad supone un cálculo complejo, solo abordable en la práctica mediante ordenadores.

A efectos prácticos se pueden introducir dos niveles de simplificación:

- a) Tratar el espectro continuo como si fuera monoenergético usando para ello la energía media del haz. Esta aproximación es simple, pero en general proporciona resultados mediocres.
- b) Usar curvas evaluadas por vía teórica o experimental, que representan fracciones de tasa de dosis transmitidas en función del espesor, para absorbentes de distintos materiales, y para algunos espectros tipo de radiación de frenado. La aproximación alcanzada en este caso es mucho mejor que en el caso a), pero sigue siendo cuestionable la validez de espectros tipo en aparatos de distinta procedencia, aunque sea común la tensión de aceleración.