

1

INTERACCIÓN DE LAS RADIACIONES IONIZANTES CON LA MATERIA

Antes de comenzar con el estudio del funcionamiento de los detectores empleados en el laboratorio de física nuclear y los espectros de las radiaciones nucleares que se pueden registrar con ellos, es necesario aclarar algunos conceptos importantes sobre la interacción de las radiaciones con la materia.

Tal como se verá, dependiendo del tipo de radiación que se esté considerando, el efecto (principalmente ionizante) de éstas sobre la materia variará considerablemente. La principal consecuencia de esto será que el tipo de detector óptimo a emplear para cada una de ellas será distinto.

PARTÍCULAS PESADAS CARGADAS

Aunque la dispersión (o scattering) coulombiana de partículas cargadas por los núcleos (llamado scattering de Rutherford) es un proceso importante en física nuclear, tiene poca influencia en la pérdida de energía de las partículas cargadas a lo largo de su trayectoria dentro del detector. Debido a que los núcleos del material del detector ocupan sólo en torno a 10-15 del volumen de sus átomos, es 10¹⁵ veces más probable para una partícula el colisionar con un electrón que con un núcleo. Por tanto, el mecanismo de pérdida de energía dominante para las partículas cargadas es el scattering coulombiano por los electrones atómicos del detector.

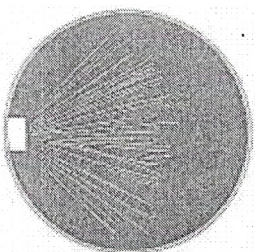
La conservación de la energía y el momento en una colisión frontal elástica entre una partícula pesada de masa M y un electrón de masa m (que supondremos por sencillez, en reposo) da una pérdida de energía cinética a la partícula de:

$$\Delta T = T \cdot \left(\frac{4m}{M} \right)$$

Para una partícula alfa de 5 MeV (valor típico en las desintegraciones alfa), esta cantidad es de 2.7keV. Por tanto, se pueden deducir inmediatamente 4 conclusiones:

1 – Ocurrirán muchos miles de estos sucesos antes de que la partícula deposite toda su energía. (Una colisión frontal da el máximo de transferencia posible de una partículas incidente al electrón. En la mayoría de las colisiones esta pérdida de energía será mucho menor).

2 – En una colisión entre una partícula cargada y un electrón, la partícula cargada es desviada un ángulo despreciable, por lo que la partícula sigue una trayectoria prácticamente rectilínea.



Trazectorias de partículas α de la desintegración del ^{210}Po en una cámara de niebla.

LABORATORIO DE FÍSICA NUCLEAR Y DE PARTÍCULAS

3 – Debido a que la fuerza coulombiana tiene un alcance infinito, la partícula interacciona simultáneamente con muchos electrones y por tanto, pierde su energía de un modo gradual pero continuo a lo largo de su trayectoria. Después de viajar un cierta distancia, habrá perdido toda su energía; esta distancia se denomina el alcance de la partícula. el alcance viene dado por el tipo de la partícula, su energía y el tipo de material en el que penetra. En la figura siguiente se muestran las trayectorias de partículas a detectadas mediante una cámara de niebla. Se puede apreciar que existe una distancia bien definida más allá de la cual no hay ya partículas. Normalmente se trabaja con un valor medio del alcance, definido de forma que la mitad de las partículas lo alcancen y la otra mitad no. Para partículas pesadas, la variación de los valores en torno al alcance medio es muy pequeño, por lo que éste se convierte en una cantidad útil y bien definida.

4 – La energía necesaria para ionizar un átomo (i.e., para extraerle un electrón) es del orden de 10 eV, por lo que la mayoría de las colisiones transferirán suficiente energía al electrón como para ionizar al átomo. (Si el electrón no recibe la suficiente energía, pasa a un estado excitado del que rápidamente regresa tras una desexcitación). Los electrones extraídos, adquieren la suficiente energía (keV) como para producir ellos mismos nuevas ionizaciones (estos electrones ionizantes se conocen con el nombre de rayos delta). Por tanto, son capaces de liberar por medio de colisiones con los átomos del medio, otros electrones (secundarios). Para determinar la energía perdida por una partícula debemos incluir tanto a los electrones primarios como secundarios, así como las excitaciones atómicas.

La figura siguiente muestra la relación entre el alcance y la energía para el caso del aire y otros materiales comunes. Para materiales que no se muestran, una estimación del alcance puede hacerse de un modo semiempírico por medio de una relación conocida como la regla de Bragg-Kleeman:

$$\frac{R_1}{R_0} \approx \frac{\rho_0 \cdot \sqrt{A_1}}{\rho_1 \cdot \sqrt{A_0}}$$

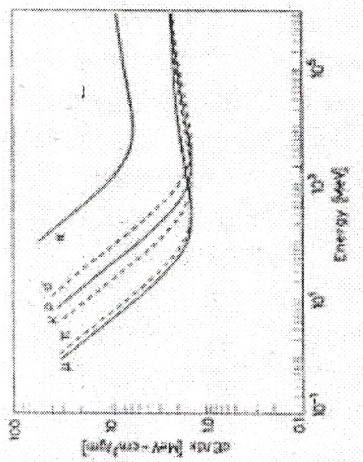
donde R es el alcance, ρ la densidad y A el peso atómico. Los subíndices 0 y 1 corresponden a dos materiales, uno de los cuales tiene un alcance conocido.

La relación teórica entre el alcance y la energía puede ser obtenida mediante el cálculo mecánico cuántico del proceso colisional. Este cálculo fue realizado por primera vez en 1930 por Hans Bethe. El resultado da la energía perdida por unidad de longitud (a veces llamado poder de frenado):

$$\frac{dE}{dx} = \left[\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right]^2 \cdot \frac{4\pi z^2 N_0 Z \rho}{mc^2 \beta^2 A} \cdot \left[\ln \left(\frac{2mc^2 \beta^2}{I} \right) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right]$$

donde $v = \beta \cdot c$ es la velocidad de la partícula, z es su carga eléctrica, Z , A , ρ son el número atómico, el peso atómico y la densidad del material sobre el que impactan, N_0 es el número de Avogadro y m la masa del electrón. El parámetro I representa la energía media de excitación de los electrones atómicos, que se toma como una constante empírica (aunque en principio podría calcularse promediando sobre todos los posibles procesos de excitación e ionización atómicos). En general su valor es del orden de 102 eV. Por ejemplo, $I = 86$ eV para el aire y 163 eV para el Aluminio.

LABORATORIO DE FÍSICA NUCLEAR Y DE PARTÍCULAS



Poder de frenado para diferentes partículas pesadas en función de la energía.

- La pérdida de energía es independiente de la masa M de la partícula incidente y proporcional al cuadrado de la carga.
- Varía con $1/v^2$ a velocidades no relativistas.
- Después de pasar por un mínimo, la pérdida de energía aumenta logarítmicamente con $v = 1/(1-b^2)^{1/2}$

El alcance puede ser calculado integrando la ecuación de Bethe-Bloch sobre todas las energías de la partícula:

$$R = \int_z^0 \left(- \frac{dE}{dz} \right)^{-1} \cdot dE$$

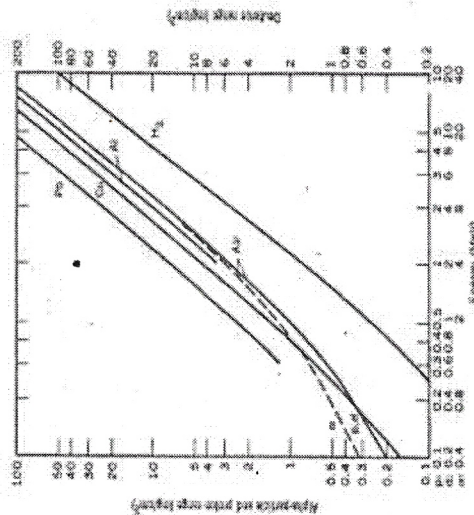
Sin embargo, la ecuación de Bethe-Bloch no es válida para energías bajas, cerca del final del alcance. Esto se debe a que no tiene en cuenta la posibilidad de que las partículas capturen electrones, como sucede en el caso de partículas incidentes de baja velocidad.

Es posible reescribir la ecuación anterior de la siguiente forma:

$$R = \frac{M}{Z^2} \int f(v) \cdot dv$$

donde $f(v)$ es una función de la velocidad de la partícula que es independiente de su masa y de su carga. Podemos, por tanto, comparar los alcances del mismo material para diferentes partículas con una misma velocidad inicial:

$$\frac{R_1}{R_0} = \frac{M_1}{M_0} \cdot \frac{Z_0^2}{Z_1^2}$$



Alcance (Range) frente a la energía para varios materiales.

ELECTRONES

Los electrones y los positrones interactúan mediante scattering coulombiano con los electrones atómicos del mismo modo que las partículas pesadas cargadas. Hay, sin embargo, una serie de importantes diferencias:

1 – Los electrones, particularmente aquellos emitidos en las desintegraciones β viajan con velocidades relativistas.

2 – Los electrones sufrirán grandes desviaciones en las colisiones con otros electrones, y por tanto, seguirán trayectorias erráticas. El alcance (definido como la distancia lineal de penetración en el material) será muy distinto de la longitud total de la trayectoria que el electrón siga.

3 – En las colisiones frontales con otro electrón, una gran fracción de la energía inicial puede ser transferida al electrón que recibe el impacto. De hecho, hay que tener en cuenta que en estos casos, no se puede distinguir en el estado final cual de los dos electrones era inicialmente el incidente y cual el blanco.

4 – Debido a que el electrón sufre rápidos cambios en la dirección y en la magnitud de su velocidad, está sometido a grandes aceleraciones. Como las partículas cargadas al ser aceleradas emiten radiación electromagnética, estos electrones emiten una radiación conocida como "Bremsstrahlung" (Expresión alemana que significa "radiación de frenado").

Las expresiones para la pérdida de energía por unidad de longitud recorrida para los electrones también fue obtenida por Bethe, y puede ser escrita en una forma similar a la ecuación:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_e = \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \cdot \frac{2\pi N_0 Z \rho}{m c^2 \beta^2 A} \cdot \left[\ln \left(\frac{T \cdot \beta^2 \cdot (T + m c^2)}{2 I^2 m c^2} \right) + (1 - \beta^2) \right] - \left[2\sqrt{1 - \beta^2} - 1 + \beta^2 \right] \cdot \ln 2 + \frac{1}{8} (1 - \sqrt{1 - \beta^2})^2$$

Aumenta de manera logarítmica con la energía y linealmente con Z .

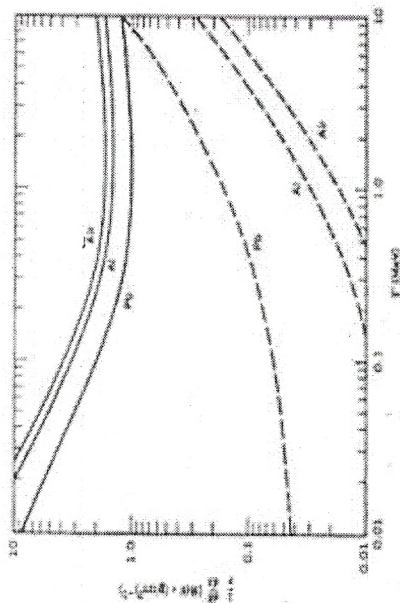
$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_e = \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \cdot \frac{Z^2 N_0 (T + m c^2) \rho}{137 m^2 c^2 A} \cdot \left[4 \ln \left(\frac{2(T + m c^2)}{m c^2} \right) - \frac{4}{3} \right]$$

donde T es la energía cinética de los electrones. Los subíndices c y r indican las pérdidas de energía debidas a las colisiones y a la radiación respectivamente. La expresión de las pérdidas radiativas es válida únicamente para energías relativistas; por debajo de 1 MeV, las pérdidas radiativas son despreciables.

Aumenta linealmente con T y cuadráticamente con Z .

La pérdida total de energía es la suma de estas dos contribuciones:

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



Pérdida de energía para electrones: por colisiones (continuo) y radiación (discontinuo)

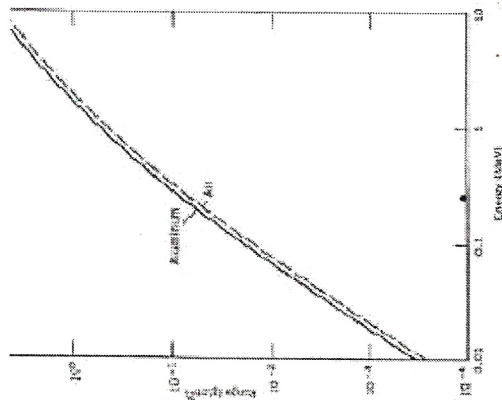
Para estimar las contribuciones relativas de los dos términos podemos ver de manera aproximada su cociente en la región relativista:

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_r}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_e} \approx \frac{T + mc^2}{mc^2} \cdot \frac{Z}{1600}$$

El término radiativo es, por tanto, solo significativo a altas energías y en materiales pesados. Como se ve en la figura anterior, para la mayoría de materiales empleados como detectores de electrones, la contribución radiativa es pequeña. Además, hay poca variación de las pérdidas colisionales con la energía del electrón.

El cálculo del alcance de los electrones podría en principio realizarse integrando las ecuaciones y a lo largo de la trayectoria de los electrones. Sin embargo, dada la naturaleza

errática de la trayectoria, es un proceso difícil. Por tanto, se usan datos empíricos de la absorción de haces de electrones monoenergéticos para obtener la relación alcance-energía para electrones. La siguiente figura es un ejemplo de esta relación:



Alcance frente a la Energía para electrones en aire y en aluminio.

Basándonos en que la dependencia de la pérdida de energía con el tipo de material es pequeña, podemos despreciarla y usar esta figura para estimar alcances en otros materiales.