

PÉRDIDA DE ENERGÍA EN FUNCIÓN DEL ÁNGULO DE SALIDA PARA IONES TRANSMITIDOS EN LÁMINAS DELGADAS

M. I. Pascuet¹, C. J. Aquino², N. E. Capuj³ y M.M.Jakas^{3(*)}

(1) Universidad Nacional General San Martín y Centro Atómico Constituyentes, C.N.E.A. Buenos Aires.

(2) Universidad Nacional del Nordeste, 9 de julio 1449, 3400 Corrientes.

(3) Universidad de La Laguna, 38201 La Laguna, Tenerife, España.

e-mail: mmateo@ull.es

Utilizando simulaciones numéricas y cálculos analíticos estudiamos la pérdida de energía como función del ángulo de salida $\Delta E(\theta)$ para protones de 50 a 200 keV, que atraviesan láminas delgadas de aluminio. Observamos que $\Delta E(\theta) - \Delta E(0) \cong Q(\theta) \delta(\theta, x)$; donde $Q(\theta)$ es la energía perdida por el ion en una colisión frontal con un átomo del blanco, y $\delta(\theta, x)$ es una función determinada por la dispersión múltiple sufrida por el ion en la lámina.

I. INTRODUCCIÓN

Cuando un haz de iones atraviesa una lámina delgada, éstos se desvían y pierden parte de su energía. El valor medio de la pérdida de energía ΔE depende del ángulo de salida θ (ver Fig. 2). Esto último se debe a que la energía perdida por el ion en cada colisión con los átomos del material es función del parámetro de impacto, $Q(p)$. Siendo que $Q(p)$ se vincula con los procesos inelásticos que tienen lugar durante la colisión, su conocimiento es importante para entender las interacciones elementales entre partículas energéticas cargadas y la materia sólida.

II. DESARROLLO

Simulación numérica.

El pasaje del ion por la lámina se simula numéricamente utilizando una versión ligeramente modificada del programa TRIM-85⁽¹⁾. Éste utiliza el método de Monte Carlo clásico para calcular las trayectorias de los iones teniendo en cuenta tanto las colisiones elásticas con los átomos del material como la pérdida de energía electrónica que, para este trabajo, fue modificado a los efectos de permitir que la pérdida de energía electrónica sea una función del parámetro de impacto $Q(p)$.

Cálculos analíticos.

Según Ref. 2, $Q(p)$ se relaciona con la pérdida de energía $\Delta E(\theta)$ a través de la expresión:

$$\Delta E(\theta) = N x S_e +$$

$$N x \int d^2p Q(p) [F_{MS}(\theta - \phi, x) - F_{MS}(\theta, x)] / F_{MS}(\theta, x) \quad (1)$$

Donde N = densidad atómica; x = espesor del blanco; F_{MS} = distribución de dispersión múltiple; S_e es la sección eficaz de frenamiento; y $\phi(p)$ es el ángulo de scattering asociado al parámetro de impacto p .

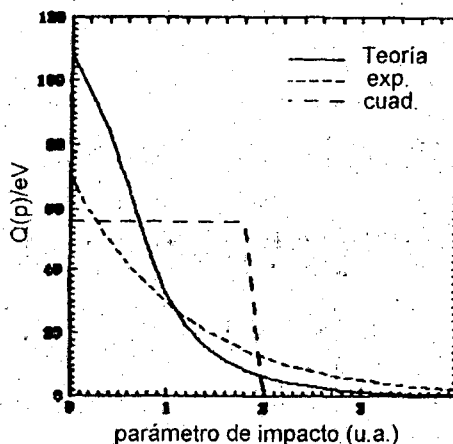


Figura 1: Funciones $Q(p)$: exponencial y cuadrada, utilizadas en las simulaciones numéricas (líneas discontinuas) y que mejor reproducen los resultados experimentales^(3,4). Cálculo teórico según Ref. 5 (línea continua).

Siendo que $Q(p)$ es una función suave de p (ver Fig. 1) dentro del intervalo de parámetros de impactos de donde procede el valor de la integral (1). Esto es, $Q(p) \sim cte$ para $0 < p < p_{1/2}$; donde $p_{1/2}$ es el parámetro de impacto para el cual $\phi(p_{1/2}) = \theta_{1/2}$; $\theta_{1/2}$ = semi-anchura de la distribución de dispersión múltiple⁽⁶⁾. Por lo tanto, podemos desarrollar $Q(p)$ alrededor del origen y quedarnos con el primer término. La ecuación (1), entonces, se transforma en

(*) Autor a quién debe dirigirse la correspondencia.

$$\Delta E(\vartheta) \cong N x S_c + N x Q(0) v(\vartheta, x) \quad (2)$$

Donde

$$v(\vartheta, x) = \int d^2 p [F_{MS}(\vartheta - \phi, x) - F_{MS}(\vartheta, x)] / F_{MS}(\vartheta, x) \quad (3)$$

Por lo que, según (2), $\Delta E(\vartheta)$ es sensible al valor de $Q(0)$ pero no a la forma funcional de $Q(p)$. Si referimos la pérdida de energía respecto de aquella que se observa en la dirección del haz obtenemos

$$\delta E(\vartheta) = \Delta E(\vartheta) - \Delta E(0) \cong N x Q(0) \delta(\vartheta, x) \quad (4)$$

donde

$$\delta(\vartheta, x) = v(\vartheta, x) - v(0, x).$$

III. RESULTADOS

La figura 2 muestra resultados de simular el caso de protones a 200 keV que atraviesan láminas de aluminio de 170 Å de espesor, utilizando las aproximaciones "exponencial" y "cuadrada" para $Q(p)$ que se muestran en la Fig. 1. Vemos allí que dos formas funcionales diferentes para $Q(p)$ llevan a los mismo resultados y que las dos pueden reproducir razonablemente bien los resultados experimentales.

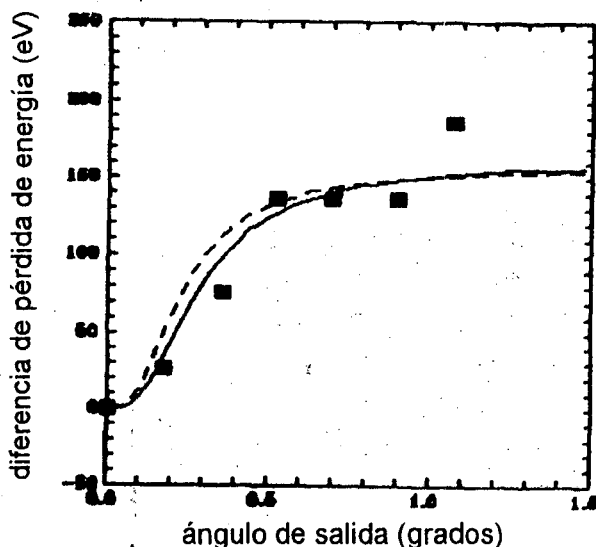


Figura 2: Pérdida de energía $\delta E(\vartheta)$ para (200keV) H^+ en láminas de Al Refs. 3,4 (símbolos llenos); y resultados de simulaciones utilizando las $Q(p)$ que se muestran en la Fig 1 (líneas continuas).

Vemos en la Fig.3 que $\delta(\vartheta, x)$ resulta ser una función que una vez escrita en unidades de $\theta_{1/2}$, resulta ser poco sensible al valor del espesor. Por lo que cabe esperar que $\delta E(\vartheta/\vartheta_{1/2})$ resulte ser también poco sensible al espesor de la lámina.

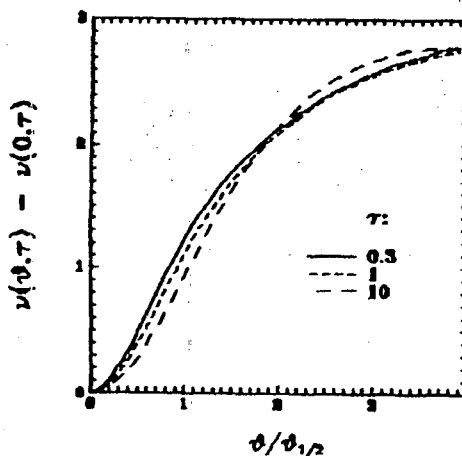


Figura 3: Función $\delta(\vartheta, x)$, representada en unidades de $\theta_{1/2}$ y para espesores "reducidos", $\tau = 0.3, 1$ y 10 (ver Ref. 6).

IV. CONCLUSIONES.

Utilizando simulaciones numéricas y cálculos analíticos hemos calculado la pérdida de energía como función del ángulo de salida, $\Delta E(\vartheta)$, para protones de 200 keV que atraviesan láminas delgadas de Al. Los resultados indican que (1) la cantidad que más fiablemente se puede obtener a partir de datos experimentales de $\Delta E(\vartheta)$ es el valor de pérdida de energía asociada a una colisión individual del tipo frontal; y (2) la función $\Delta E(\vartheta)$ está en gran medida determinada por la dispersión múltiple del ion en el material. Por lo que, al representar gráficamente $\Delta E(\vartheta)$, es conveniente medir ángulos y espesores en unidades del semiancho angular $\theta_{1/2}$ y del espesor "reducido" τ , para eliminar efectos que podrían ser erróneamente atribuidos a $Q(p)$.

REFERENCIAS

- 1- J.P. Biersack, and L.G. Haggmark, Nuclear Instrument and Methods **174**, 257 (1980).
- 2- M.M.Jakas, G.H.Lantschner, J.C.Eckardt y V.H.Ponce. Phys.stat.solidi **B117**, K131 (1983).
- 3- M.M.Jakas, G.H.Lantschner, J.C.Eckardt y V.H.Ponce. Phys.Rev. **A29**, 1838 (1984).
- 4- J.C.Eckardt, G.H.Lantschner, M.M.Jakas y V.H.Ponce. Nucl.Instr.Methods in Phys.Res. **B2**, 168 (1984).
- 5- H. Ascolani y N.R.Arista. Physical Review **A33**, 2352 (1986).
- 6- P.Sigmund. Nucl.Instrum. and Methods, **119**, 541 (1974).