

C.R.P. B11101000	
ARCHIVO FOTOCOPIAS	
NO 1	ANO 1980

01.86.81

PULVERIZACION CATODICA

Lic. Alberto R. Oliva Florio

Tesis presentada ante la Facultad de Ciencias de la Universidad
Nacional de Cuyo, República Argentina, para optar al título de
Doctor en Física

Dr. Raul A. Baragiola
Asesor Científico

Lic. Alberto R. Oliva Florio

San Carlos de Bariloche (R.N.)

ARGENTINA

1980

I N D I C E

INTRODUCCION	1
I.- TRATAMIENTO TEORICO DE LA PULVERIZACION CATODICA	
I-1. Generalidades	1
I-1.1. Determinación de la sección eficaz diferencial.	2
I-1.2. Determinación de la cantidad de átomos de retroceso en la cascada de colisiones y de la fracción que llega a la superficie	6
I-1.4. Determinación de la probabilidad de superar la barrera de superficie	7
I-1.5.1. Cálculo del valor del coeficiente de pulverización catódica S.	7
I-1.5.2. Cálculo de S según la teoría de Brandt y Laubert	9
I-1.5.3. Cálculo de S según la teoría de Thompson	9
I-2. Dependencia de S con la energía del proyectil incidente E_p	10
I-3. Dependencia con el ángulo de incidencia θ	10
II.- MEDICIONES	
II-1. Requerimientos básicos	13
II-2. Equipo experimental	14
II-2.1. Conjunto productor del haz de proyectiles	14
II-2.1.1. Acelerador de iones	14
II-2.1.2. Selector de masas.	14
II-2.2. Conjunto de medición	16
II-2.2.1. Transporte del haz y producción de ultra alto vacío	17
II-2.2.2. Determinación de la posición del blanco	17
II-2.2.3. Definición del haz, colección de corrientes y medición de dosis	18
II-2.2.4. Medición de las variaciones de masa y preparación de blancos	20
II-3. Procedimiento experimental	23
II-3.1. Calibración de la energía del haz de iones	23
II-3.2. Calibración de las mediciones de corriente	23
II-3.3. Determinación del área de impacto del haz a incidencia normal	25

II.3.4. Determinación del ángulo de incidencia	26
II.3.5. Medición de las variaciones de masa	28
II.3.5.1. Medición de la sensibilidad	29
II.3.5.1.1. Sensibilidad absoluta	29
II.3.5.1.2. Sensibilidad diferencial S_d	29
II.3.5.2. Sensibilidad en función del ángulo de incidencia . .	30
II.3.5.3. Espesor de la capa evaporada	32
II.3.5.4. Efectos de la fluencia	33
III- DEPENDENCIA ANGULAR	
III-1. Resultados experimentales	38
III-2. Discusión de los resultados	38
III-2.1. Angulos de incidencia cercanos a la normal	38
III-2.1.1. Efecto de la rugosidad superficial	39
III-2.2. Angulo correspondiente al máximo en $S(\theta)$	40
III-3. Simulación numérica	42
IV- DEPENDENCIA CON LA ENERGIA	
IV-1. Resultados experimentales	59
IV-2. Discusión de los resultados	59
IV-3. Simulación numérica	63
REFERENCIAS	73

AGRADECIMIENTOS

La ejecución de este trabajo fué facilitada por el espíritu de colaboración encontrado entre los integrantes de la División Colisiones Atómicas, razón por la cual expreso aquí mi agradecimiento hacia todos ellos.

En particular, deseo agradecer a E.V.Alonso y J.Ferron la colaboración prestada en el aspecto experimental, y a M.M.Jakas la enorme cantidad de discusiones que sostuvimos sobre aspectos teóricos y experimentales del proceso de pulverización catódica.

Finalmente, agradezco en forma muy especial a R.A.Baragiola su objetividad en la faz técnica de este trabajo, y su apoyo y aliento en la faz personal.

RESUMEN

Hemos incrementado en un orden de magnitud la sensibilidad de un método de medición del coeficiente de pulverización catódica S , y hemos extendido su aplicación para incluir la posibilidad de variación del ángulo de incidencia de los proyectiles.

Utilizando este método, se ha medido S en función de la fluencia, del ángulo y de la energía de incidencia, usando iones de He, Ne, Ar y Ar_2 , y Xe y Xe_2 , como proyectiles, para un intervalo de energías entre 1 y 50 KeV, y de ángulos de incidencia entre 0° y 84° , y en condiciones experimentales que aseguran la limpieza de la superficie de los blancos.

Así, al medir a muy bajas fluencias, se encontró un valor de S elevado respecto al corrientemente aceptado y que corresponde a fluencias medias, y el incremento puede ser atribuido a la topografía superficial inicial del blanco.

Al medir la dependencia angular de S , se encontró que para proyectiles livianos respecto al blanco, la anisotropía de la cascada de colisiones hace que la dependencia angular sea más fuerte que la prevista por la teoría.

Hemos también hallado una ley de escala que permite predecir el ángulo correspondiente al máximo en S para una amplia gama de valores de la energía de incidencia y de pares proyectil-blanco.

Al estudiar la dependencia de S con la energía, de determinó la existencia de efectos no lineales en la pulverización catódica en un rango de energías de incidencia en cual su aparición no estaba prevista.

Asimismo, hemos encontrado una relación empírica que permite predecir la existencia de efectos no lineales y la magnitud de su contribución a S .

INTRODUCCION

Se denomina pulverización catódica (PC), al fenómeno de eyección de material desde superficies sólidas o líquidas, como consecuencia del impacto de partículas atómicas energéticas.

Este proceso ha sido estudiado desde hace más de un siglo, habiéndose actualmente renovado el interés en él debido a la importancia que tiene para temas tan diversos como producción de láminas delgadas, tecnología de superficies, problemas de primera pared en reactores de fusión y análisis de superficies.

De las cantidades que caracterizan al proceso de PC, una de las esenciales es el coeficiente de pulverización catódica S , definido como el cociente entre el número de partículas que abandonan la superficie y el número de partículas que inciden sobre ella.

En la última década han sido publicadas varias recopilaciones que resumen resultados de mediciones de S en blancos policristalinos o amorfos (Tso 73, Oes 75, Win 76), en tanto que las principales teorías del fenómeno, basadas en la teoría colisional del daño por radiaciones, fueron publicadas por Brandt y Laubert (Bra 67), Thompson (Tho 68) y Sigmund (Sig 69), siendo esta última la que realiza el tratamiento más sofisticado del modelo de cascada de colisiones binarias, y constituyendo por lo tanto la base de nuestro análisis.

I .- TRATAMIENTO TEORICO DE LA PC

I - 1. Generalidades

Actualmente se acepta que la PC es un proceso que involucra colisiones múltiples, es decir, el proyectil interacciona con átomos del blanco, transfiriéndoles energía y creando con ello los átomos de retroceso (AR) de primera generación. Estos, a su vez, colisionan con otros átomos del blanco, creando los AR de segunda generación, y así sucesivamente hasta que la máxima energía transferida en una colisión, no es suficiente para poner en movimiento un nuevo átomo del blanco.

El conjunto de AR creados compone la cascada de colisio

nes (CC). En cualquier instante que se considere, los AR que integran la CC tendrán una cierta distribución de energías y direcciones de movimiento, de acuerdo con la cual una fracción de ellos podrá llegar a la superficie, donde cada átomo podrá ser reflejado hacia el interior del cuerpo o bien pasar al exterior, convirtiéndose así en un átomo que debe ser contado a los efectos de calcular el valor de S.

De aquí surge que los pasos básicos que se deben seguir para efectuar un cálculo de S, son los siguientes:

- 1) Determinación de la sección eficaz diferencial para la transferencia de energía entre el proyectil y átomos del blanco, y entre estos últimos entre sí.
- 2) Determinación del número de átomos que componen la CC, de la distribución de energías (E_r) y direcciones de movimiento de los AR.
- 3) Cálculo de la probabilidad de que uno de los AR de la CC alcance la superficie.
- 4) Cálculo de la probabilidad que tiene el AR que llega a la superficie de atravesar la barrera presentada por el potencial de superficie (E_b).

I-1.1. Determinación de la sección eficaz diferencial

Como aproximación básica, en las teorías de PC se acepta que las colisiones son binarias y elásticas, con lo cual se estudia el proceso como si los proyectiles y AR entregaran su energía a los átomos del blanco a través de una secuencia de colisiones individuales elásticas. En esta aproximación, si $U(R)$ es el potencial entre un par de átomos separados por una distancia R, se puede poner:

$$T = 4 \frac{M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} E \sin^2 \frac{\theta}{2} = T_m \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad \text{I-1}$$

$$\theta = \pi - 2P \int_{R_0}^{\infty} \frac{\dot{R} dR}{\left(1 - \frac{U(R)}{E_R} - \frac{P^2}{R^2}\right)^{1/2}} \quad \text{I-2}$$

$$d\sigma(\theta) = -2\pi P dP$$

I-3

donde

$$E_R = \frac{M_2}{M_1 + M_2} E$$

En forma convencional se ha llamado M_1 a la masa del proyectil, M_2 a la del átomo blanco, T a la energía transferida, E a la energía del proyectil, P al parámetro de impacto, θ al ángulo de dispersión en el sistema centro de masas, y R_0 a la distancia de aproximación máxima:

$$R_0 = P * \left(1 - \frac{U(R)}{E_R} \right)^{-1/2}$$

La sección eficaz diferencial $d\sigma(T)$ se obtiene invirtiendo I-2 para obtener $P = P(\theta)$, introduciendo esta cantidad en I-3 para obtener $d\sigma(\theta)$, y reemplazando $\theta(T)$ de I-1. Es evidente que la factibilidad de este proceso depende crucialmente del conocimiento de $U(R)$, pero debido a que en cada CC tienen lugar un gran número de colisiones, los efectos en cierta medida se promedian, con lo cual no se requiere un conocimiento preciso de $U(R)$ para efectuar cálculos que se ajusten razonablemente a los resultados experimentales.

Esto hace que el potencial que surge del modelo de Thomas-Fermi sea adecuado para la solución de este problema. En el modelo de T-F, se asume que el potencial varía con lentitud suficiente como para que en la distancia en que varía en una fracción pequeña de sí mismo se puedan localizar muchos electrones. En estas condiciones, los electrones obedecen la estadística de Fermi-Dirac, y el potencial resultante del átomo se puede expresar como el producto de un potencial coulombiano por una función de apantallamiento:

$$V(R) = \frac{Z e^2}{R} \phi \left(\frac{R}{a} \right) \quad \text{I-4}$$

donde

$$a = 0,8853 a_0 Z^{-1/3}$$

y a_0 es el radio de Bohr, 0,529 Å, y Z es el número atómico. La fun

ción de apantallamiento $\phi(z)$ se muestra en figura 1.

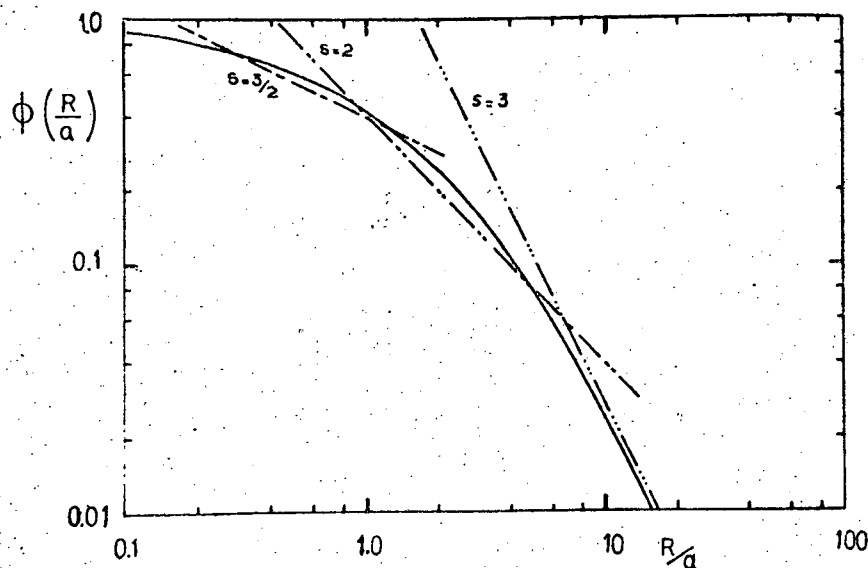


Figura 1 - Función de apantallamiento de Thomas Fermi, $\phi(R/a)$, (ec.I-5) para átomos neutros — y aproximaciones potenciales.

Es conveniente que $U(R)$ tenga la misma forma funcional que el potencial de T-F (ec.I-4), y Firsov (Fir 58) mostró que se podía utilizar la misma función de apantallamiento, quedando el potencial dado por:

$$U(R) = \frac{Z_1 Z_2}{R} e^2 \phi\left(\frac{R}{a_F}\right) \quad \text{I-5}$$

donde

$$a_F = 0,8853 a_0 (Z_1^{1/2} + Z_2^{1/2})^{-2/3}$$

En la discusión de los métodos aproximados para la dispersión por potenciales coulombianos apantallados, Lindhard et al (Lin 68) aproximan a $U(R)$ por un potencial de la forma I-5, utilizando como distancia de apantallamiento :

$$a_L = 0,8853 a_0 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2} \quad \text{I-6}$$

La máxima diferencia entre ambos radios de apantallamiento es de un 11%, que ocurre para $Z_1=Z_2$, siendo por lo tanto ambos radios de apantallamiento equivalentes dentro de la precisión inherente al modelo de Thomas-Fermi. En lo sucesivo, utilizaremos a_L , denominándolo a .

El potencial de T-F sobrestima la interacción cuando esta ocurre a distancias interatómicas grandes (bajas energías),

por lo cual para describir la interacción entre átomos del blanco, resulta más adecuado utilizar un potencial tipo Born-Mayer:

$$U(R) = A e^{-bR} \quad I-7$$

donde A y b son constantes que han sido tabuladas (p.ej., Abr 69).

En el trabajo citado anteriormente, Lindhard et al proponen una aproximación a la función de apantallamiento de T-F, válida para un rango determinado de distancias de interacción, y que presenta la ventaja que su utilización permite efectuar la integración de la ec. I-2 en forma cerrada. La función de apantallamiento propuesta es:

$$\phi\left(\frac{R}{a}\right) = k_s a^{-1} \left(\frac{a}{R}\right)^{s-1} \quad I-8$$

donde k_s y s son constantes que dependen del rango de valores de R que se quiera ajustar. En figura 1 se comparan los valores de la ec. I-8 con los de la función de apantallamiento de T-F para distintos valores de s.

Reemplazando I-8 en I-5, el potencial a utilizar queda:

$$U(R) = \frac{Z_1 Z_2}{R} e^2 k_s a^{-1} \left(\frac{a}{R}\right)^{s-1} \quad I-9$$

Substituyendo en I-2, y llamando m a $1/s$

$$d\sigma(T) = C E^{-m} T^{-1-m} dT \quad I-10$$

donde

$$C = \frac{1}{2} \pi \lambda_m a^2 \left(\frac{M_1}{M_2}\right)^2 \left(\frac{2 Z_1 Z_2 e^2}{a}\right)^{2m} \quad I-11$$

y

$$\lambda_1 = 0,5 \quad ; \quad \lambda_{1/2} = 0,327 \quad ; \quad \lambda_{1/3} = 1,309$$

Para energías muy bajas, se puede seguir utilizando I-10 con $m=0$, y en este caso se utiliza:

$$C_0 = \frac{1}{2} \pi \lambda_0 a^2$$

$$\lambda_0 = 24 \quad \text{y} \quad a = 0,219 \text{ \AA}$$

en forma independiente de los valores de Z_1 y Z_2 .

Utilizando la ec. I-11, el frenamiento nuclear S_n , definido como la pérdida de energía en colisiones elásticas por unidad de camino recorrido, puede ponerse como:

$$\begin{aligned} S_n &= \int_0^{T_m} T \, d\sigma \\ &= 4 C \frac{M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} \frac{E^{-2m}}{1-m} \end{aligned} \quad \text{I-12}$$

I-1.2. Determinación de la cantidad de AR en la CC, y de la fracción que llega a la superficie

Una vez que disponemos de la cantidad de energía que un átomo en movimiento entrega por unidad de camino recorrido, en forma útil para la creación de nuevos AR, podemos proseguir con el análisis del proceso de PC siguiendo lo hecho por Sigmund (Sig 69).

Se supone que un proyectil inicia su movimiento en $x = 0$ con velocidad $\bar{v}$ a tiempo $t = 0$, en un medio infinito.

La cantidad básica de interés es:

$$G(x, \bar{v}_0, \bar{v}, t) \, d^3 v_0 \, dx$$

que es el número medio de átomos que se mueven en una capa de espesor dx , ubicada a una profundidad x respecto al plano $x = 0$, con velocidades comprendidas en $d^3 v_0$ en torno a $\bar{v}_0$, al tiempo t , y originados por un proyectil que a $t = 0$ estaba en $x = 0$ con velocidad $\bar{v}$.

El flujo de AR a través del plano x , será:

$$G(x, \bar{v}_0, \bar{v}, t) \, d^3 v_0 \, v_{0x} \, dt$$

Consecuentemente, el número total de átomos originados por un mismo proyectil, que atraviesan un plano situado a profundidad x durante todo el tiempo de duración de la CC, será:

$$H(x, \bar{v}) = \int_0^{\infty} \int_0^{\bar{v}} G(x, \bar{v}_0, \bar{v}, t) v_{0x} d^3 v_0 dt \quad I-13$$

y $H(x, \bar{v})$, evaluada en $x = 0$, será la magnitud buscada.

I-1.4. Determinación de la probabilidad de superar E_b

Para calcular S , solo debemos variar los límites de integración impuestos en I-13, para tener en cuenta que los AR que llegan a la superficie, lo deben hacer con energía suficiente como para superar la barrera impuesta por el potencial de superficie.

La forma en que este límite afecta a S fue estudiada tanto por Thompson como por Sigmund en los artículos citados. Ambos estudiaron los casos límites, barrera de potencial plana, que conduce a:

$$E_{\min} = E_b / \eta^2 \quad I-14$$

donde η es el coseno director de la dirección de movimiento, y barrera de potencial esférica, que conduce a:

$$E_{\min} = E_b \quad I-15$$

Asumiendo una forma E^{-2} para el espectro de energías en el interior del cuerpo, e isotropía angular, Thompson encuentra que el máximo del espectro de energías y ángulos medido fuera del blanco, debe estar en $E = 0$ para el segundo caso, y en $E = E_b/2$ para el primero.

Sigmund propone que el AR debe superar la energía cohesiva de superficie para poder escapar al exterior, y estudia las variaciones de esta energía en función de las diferentes configuraciones atómicas que se pueden presentar en la superficie, en función de lo cual opta por una barrera superficial plana, de magnitud U_0 (energía de sublimación para los metales).

I-1.5.1. Cálculo del valor de S

Para resolver la ecuación lineal de Maxwell-Boltzman a la que obedece $H(x, \bar{v})$, Sigmund observa que existe simetría azimutal en torno al eje x , y reemplaza la variable $\bar{v}$ por E y el coseno

director η . La ecuación así planteada se resuelve expandiendo en polinomios de Legendre y utilizando la condición I-14, con lo cual se obtiene:

$$H(x, E, \eta) = \frac{3}{4\pi^2} \frac{F(x, E, \eta)}{N C_0 U_0} \quad \text{I-16}$$

donde N es la densidad atómica del blanco, y $F(x, E, \eta) dx$ es la energía depositada en una capa de espesor dx situada a profundidad x , por un proyectil que incide con energía E y coseno director η .

La utilización de la aproximación potencial a la ley de dispersión, ec I-9, permite poner:

$$F(0, E, \eta) = \alpha(\eta) N S_n(E) \quad \text{I-17}$$

donde $\alpha(\eta)$ es un parámetro adimensional que depende de la relación de masas proyectil-blanco y del ángulo de incidencia del proyectil, siendo independiente de la energía en esta aproximación.

Reemplazando I-17 en I-16, y evaluando para $x=0$, se obtiene:

$$S(E, \eta) = 0,042 \text{ \AA}^{-2} \frac{\alpha(\eta)}{U_0} S_n(E) \quad \text{I-18}$$

Para energías del proyectil del orden de los keV, y masas no demasiado livianas, se puede calcular el valor de S_n utilizando la expresión derivada por Lindhard et al (Lin 68):

$$S_n(\epsilon) = 4\pi Z_1 Z_2 e^2 \cdot a \frac{M_1}{M_1 + M_2} s_n(\epsilon) \quad \text{I-19}$$

donde $s_n(\epsilon)$ es el frenamiento nuclear reducido, que se muestra en la figura 2, y ϵ es la energía reducida:

$$\epsilon = E \frac{a M_2}{Z_1 Z_2 e^2 (M_1 + M_2)} \quad \text{I-20}$$

Reemplazando I-19 en I-18, obtenemos:

$$S(\epsilon, \eta) = 3,56 \frac{\alpha(\eta)}{U_0} \frac{Z_1 Z_2}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}} \frac{M_1}{(M_1 + M_2)} s_n(\epsilon) \quad \text{I-18'}$$

Utilizando la condición I-15, se obtiene que S se duplica.

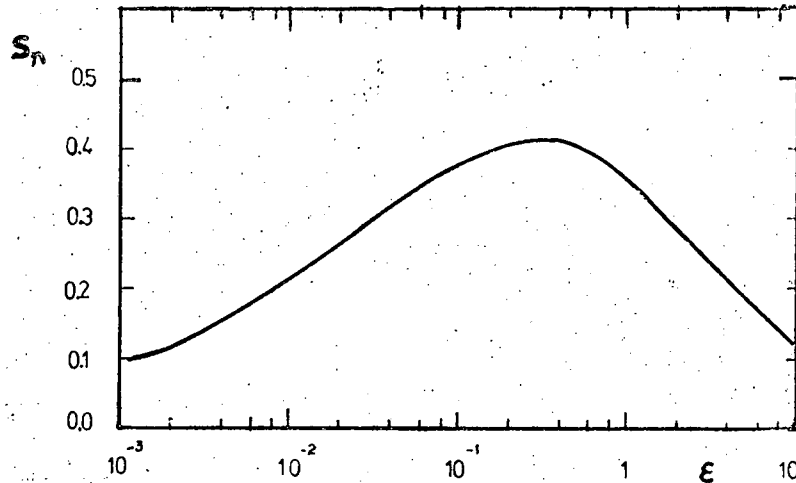


Figura 2 - Frenamiento nuclear reducido versus energía reducida.

I-1.5.2 Cálculo de S según la teoría de Brandt y Laubert

En su teoría unificada de la PC, Brandt y Laubert (Bra 67) derivan una curva general para S en función de la energía de incidencia del proyectil, E_p , aplicable a proyectiles pesados y válida para $E_p > U_2$, donde U_2 es la energía de desplazamiento de un átomo del blanco. La fórmula que obtienen es del tipo:

$$S(E, \eta) = \frac{K}{\eta} \frac{(\zeta(x) - \Delta k)}{U_2} S_n(E) \quad \text{I-21}$$

donde K es función del material del blanco, $\zeta(x)$ es una función que depende de las dimensiones de la cascada y de la propagación de energía en ella, en tanto que Δk tiene en cuenta la pérdida de energía del proyectil por frenamiento electrónico. El valor de $\zeta(x) - \Delta k$ es próximo a la unidad para E_p del orden de los keV.

I-1.5.3 Cálculo de S según la teoría de Thompson

El objetivo de la teoría de Thompson fué predecir la distribución en energía y en ángulo de los átomos eyectados del cuerpo. Asumiendo que la producción de AR no varía con la profundidad dentro del espesor de interés para S, y que los caminos libres medios son independientes de la energía, obtiene una distribución, que integrada sobre las energías y ángulos de eyección de los áto-

mos arrancados, le permite obtener:

$$S(E, \eta) = 1,73 \frac{M_1}{M_1 + M_2} \frac{N^{2/3}}{E_b} \frac{(Z_1 + Z_2)^{5/6}}{\eta} \quad \text{I-22}$$

Esta fórmula es válida en el caso que $U(R)$ sea del tipo R^{-2} , que es el rango de energías para el cual $m = 1/2$ (figura 1).

I-2. Dependencia de S con la energía E_p

Vemos que la dependencia de S con E_p prevista tanto por Sigmund (ec. I-18) como por Brandt y Laubert (ec. I-21), es la del frenamiento nuclear S_n con E_p , ya que ambas ecuaciones establecen la proporcionalidad de S con S_n .

Por el contrario, Thompson predice (ec I-22), la independencia de S con E_p . El rango de validez de la ec I-22 en energías, es $E_b \ll E_p \leq E_a$, donde E_a es el valor de E_p para el cual la distancia de máxima aproximación en una colisión frontal es igual al radio de apantallamiento a' , definido como:

$$a' = a_0 (Z_1 Z_2)^{-1/6}$$

Para el caso de Ar incidente sobre Au, $E_b \approx 3$ eV, mientras que $E_a \approx 57$ KeV. Dado que por definición de a' , es $R \geq a'$, encontramos que el rango de distancias de interacción en que I-22 es válida es aquel para el cual

$$\frac{R}{a} \geq 1,13 \left((Z_1/Z_2)^{1/3} + (Z_2/Z_1)^{1/3} \right)^{1/2}$$

que coincide con el de validez de la aproximación potencial dada por la ec. I-9 con $s = 2$.

I-3. Dependencia con el ángulo de incidencia θ

Tanto en la teoría de Brandt y Laubert como en la de Thompson, se predice que S será proporcional a $\sec \theta$.

Esta coincidencia es debido a que en ambas teorías se considera que la densidad de producción de AR no varía con la profundidad, es decir se considera que dentro del espesor que importa a los efectos de calcular S, la cantidad de AR producidos por unidad de camino recorrido por el proyectil es constante, con lo

cual la dependencia angular de S será $\sec \theta$, ya que de esa forma va riará el camino recorrido en el espesor de interés.

A diferencia de estos autores, Sigmund contempla la posibilidad de que la densidad de AR sea función del punto dentro del volumen cubierto por la CC. Nosotros llegaremos al mismo resultado siguiendo un camino que difiere ligeramente en lo formal, pero resalta las condiciones de validez de la dependencia angular obtenida.

Partimos de la ec. I-16, que evaluada en $x = 0$ nos da S. Esto implica que aceptamos la proporcionalidad de S con la energía depositada en la superficie, con lo cual si la distribución de energía depositada, F, puede ser asimilada a una doble gaussiana, con un eje de simetría dado por la dirección de incidencia del proyectil, centrada a la profundidad media de la energía depositada, y con dispersiones dadas por los segundos momentos de la distribución de F, el valor de la integral de esta función de distribución sobre el plano que representa la superficie nos dará el valor de la energía depositada en $x = 0$, con lo cual:

$$S(\theta) = \frac{K E}{\cos \theta (1 + \Sigma \operatorname{tg}^2 \theta)^{1/2}} \exp - \frac{\rho}{1 + \Sigma \operatorname{tg}^2 \theta} \quad \text{I-23'}$$

donde hemos llamado

$$K = \frac{0,0168}{N U_0 (A^2)} ; \quad \Sigma^{1/2} = \frac{\sigma_y}{\sigma_x} ; \quad \rho^{1/2} = \frac{X_0}{\sigma_x \sqrt{2}}$$

y σ_x y σ_y son las dispersiones longitudinal y transversal de la distribución de F, X_0 es la profundidad media de la energía depositada, N es la densidad atómica del blanco y U_0 la energía de sublimación.

En forma relativa, podemos poner:

$$\frac{S(\theta)}{S(0^\circ)} = \sec \theta (1 + \Sigma \operatorname{tg}^2 \theta)^{-1/2} \exp \frac{\rho \Sigma \operatorname{tg}^2 \theta}{1 + \Sigma \operatorname{tg}^2 \theta} \quad \text{I-23}$$

Se pueden hacer las siguientes observaciones sobre la dependencia angular así determinada:

- 1) Es monotonamente creciente con el ángulo
- 2) Prevé un valor máximo finito

3) La dependencia inicial ($\cos\theta \approx 1 - \frac{\theta^2}{2}$), se puede poner:

$$S(\theta) = S(0^\circ) \cos^{-f}\theta \quad \text{I-24}$$

con

$$f = 1 + \sum (2\rho - 1) \quad \text{I-24'}$$

II- MEDICIONES

II-1. Requerimientos básicos

Pese al tiempo que hace que se está estudiando el proceso de pulverización catódica, muchos de los interrogantes que se plantean no han sido resueltos en forma unívoca por las mediciones efectuadas.

En general, esto es atribuido (p.ej., Tso 73), a que las mediciones que se realizaron están afectadas por distintas fuentes de indeterminación, como son:

- 1) Los parámetros del haz incidente no están bien definidos (p.ej., no analizar en masas el haz de proyectiles)
- 2) La superficie del blanco se encuentra recubierta por gases adsorbidos.
- 3) La composición del blanco no está totalmente definida (p. ej., por no usarse materiales de alta pureza o por efecto de los proyectiles implantados en el blanco)
- 4) La superficie de los blancos presenta microtopografía, ya sea resultante de los tratamientos mecánicos previos a la irradiación, o como consecuencia de la aparición de microestructuras superficiales como consecuencia de las altas dosis acumuladas utilizadas.

Todo esto motiva que exista interés en contar con información confiable sobre el proceso de pulverización catódica, y en particular, mediciones de S que hayan sido realizadas en condiciones definidas y repetitivas, para lo cual se debe:

- 1) Utilizar un haz de proyectiles de masa y energía definidas
- 2) Conocer la cantidad de proyectiles que impacta efectivamente en el blanco.
- 3) Definir el ángulo con el cual el haz de proyectiles incide sobre el blanco.
- 4) Minimizar el efecto de los gases adsorbidos.
- 5) Utilizar materiales de alta pureza.
- 6) Efectuar las mediciones a suficientemente baja fluencia, (dosis acumulada por unidad de area), como para asegurar que ni la superficie ni las propiedades del material se

han visto alteradas en forma sensible por ella.

- 7) Utilizar densidades de corriente incidentes sobre el blanco que sean suficientemente bajas como para que la energía que se disipa en las capas superficiales del mismo no altere significativamente sus propiedades.

II-2. Equipo experimental

El equipo utilizado en este trabajo se muestra en forma esquemática en la figura 3, y a los efectos de su descripción puede dividirse en dos grandes conjuntos:

- 1) Producción del haz de proyectiles
- 2) Medición

II-2.1. Conjunto productor del haz de proyectiles

Como haz de proyectiles se emplea un haz de iones, por lo cual este conjunto puede a su vez ser dividido en:

- 1) Acelerador de iones
- 2) Selector de masas

II-2.1.1. Acelerador de iones

Los iones son producidos en una fuente de iones a radiofrecuencia (Eub 54), siendo luego extraídos, enfocados y acelerados electrostáticamente. Los iones son producidos a partir de un gas de alta pureza que circula con flujo continuo.

El acelerador es evacuado por una bomba difusora de 400 l/s de velocidad de bombeo, conectada a través de una válvula trampa refrigerada con agua. La presión base que se alcanza es 10^{-6} Torr y en condiciones normales de operación llega a subir a 10^{-5} Torr.

II-2.1.2. Selector de masas

Para este trabajo se requería disponer de proyectiles pesados a energías de algunas decenas de KeV, lo que hizo necesario construir un nuevo analizador de masas.

El requerimiento planteado fue una capacidad de 7 MeV para un ángulo de deflexión fijo de 27° . Con este objetivo, los parámetros de diseño elegidos fueron el entrehierro (10 mm), el radio de curvatura (28 cm), la distancia focal (120 cm) y tipo doble enfo

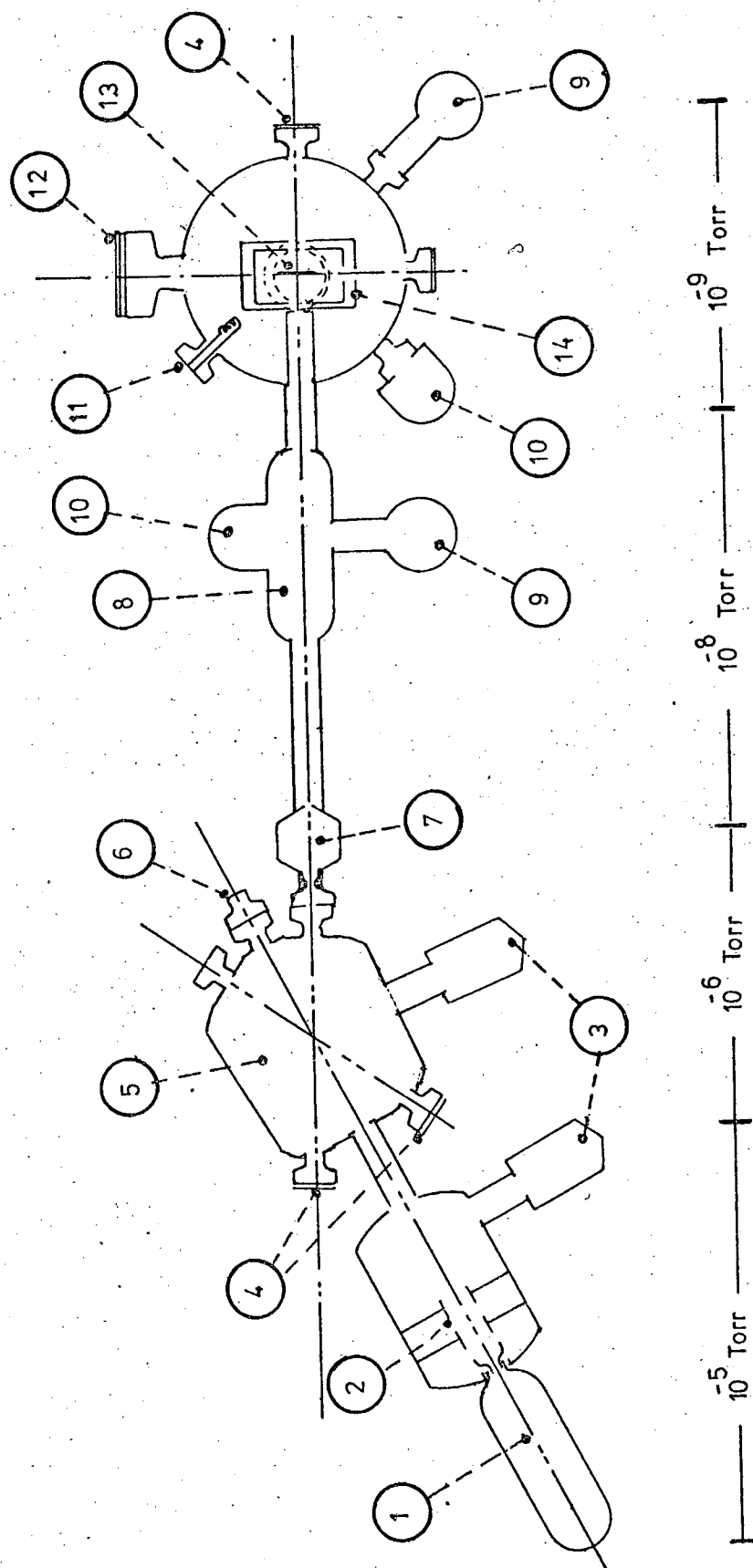


Figura 3 - Esquema del equipo experimental. 1-Fuente de iones, 2-Lente de enfoque, 3-Bomba difusa, 4-Visor, 5-Cámara de deflexión, 6-Copa de Faraday, 7-Válvula/copa de Faraday, 8-Cámara de bombeo diferencial, 9-Bomba iónica, 10-Sublimador de Titanio, 11-Fuente de evaporación, 12-Goniómetro, 13-Microbalanza de cuarzo (blanco), 14-Colectores de corriente.

que.

Las piezas polares se construyeron en acero de bajo contenido de carbono, siendo de campo homogéneo, tipo semicircular y terminadas en perfiles de Rogowski (Brm 64). Se utilizó un yugo en H, sobre cuya rama central se colocaron bobinas planas. La sección del hierro en la cara de las piezas polares, en el núcleo de las bobinas y en el yugo está en la relación 1:1,5:2. La adaptación desde el núcleo de la bobina a las piezas polares se hace en forma gradual para evitar los problemas producidos por la saturación local.

La cámara de deflexión (CD), construida en acero inoxidable SS 304, tiene tres bocas de salida, una para el haz sin deflectar, y dos para el haz analizado en masas, ubicadas a ambos lados de la primera sobre el mismo plano horizontal. Una disposición similar existe en la entrada a la CD, pero en este caso el propósito de las bocas laterales es permitir la alineación óptica de las líneas de trabajo sin necesidad de interrumpir el vacío.

La CD es evacuada por una bomba difusora de 120 l/s de velocidad de bombeo, conectada a través de una trampa de aire líquido. La presión en condiciones de trabajo llega como máximo a 10^{-6} Torr.

Una vez construido e instalado el analizador, se comprobó su funcionamiento, llegándose a operar con Xe^+ a 60 KeV. El sistema analizador-diafragmas-blanco-fuente de alta tensión permite diferenciar netamente los picos de corriente correspondientes a los isótopos de masa 131 y 132 del Xe^+ , acelerado a 50 KeV.

II-2.2. Conjunto de medición

El conjunto de medición está formado por subconjuntos que aunque no tengan una neta diferenciación física, se diferencian por sus funciones, que son:

- 1) Transporte del haz de proyectiles y producción de ultra alto vacío.
- 2) Determinación de la posición del blanco.
- 3) Definición del haz, colección de corrientes y medición de dosis.
- 4) Medición de variaciones de masa y preparación de blancos.

II-2.2.1. Transporte del haz y producción de UAV

Como se aprecia en la figura 3, el blanco se encuentra ubicado en el interior de la cámara de interacciones de UAV, que llamaremos CI, y que se encuentra separada de la CD por la cámara de bombeo diferencial, CBD,

Ambas cámaras (CI y CBD) están construidas en acero inoxidable SS 304, con cierres de vacío metálicos constituidos por empaquetaduras de cobre o simplemente papel de aluminio. También están evacuadas cada una por una bomba iónica, de 100 l/s para la CI y de 25 l/s para la CBD, y por una bomba de sublimación de Titanio, de 1000 l/s para la CI y de 150 l/s para la CBD. Las presiones base que se obtienen son mejores que 3×10^{-10} Torr y 2×10^{-9} Torr respectivamente, en tanto que en condiciones normales de operación llegan hasta 10^{-9} y 10^{-8} Torr respectivamente.

Para disminuir las probabilidades de contaminación del blanco, el diseño de la CBD se hizo de manera tal que el aceite que pudiera migrar por superficie desde la CD hacia la CI, encontrara en su camino superficies refrigeradas por agua y recubiertas de Ti evaporado. Con el mismo objetivo, el diafragma de ingreso a la CI subtien de un ángulo sólido de $2,5 \times 10^{-6}$ esrad visto desde la cámara de deflexión, con lo cual el flujo de partículas provenientes de la CD que llegan al blanco es mayor que el proveniente de la CBD, y es pequeño respecto al correspondiente a la presión base de la CI.

Para algunas mediciones se colocó un monitor de gases residuales en la CI, que mostró que el 70% de ellos lo constituía H_2 , siendo CO y CH_4 los principales constituyentes del resto

II-2.2.2. Determinación de la posición del blanco

El blanco se encuentra montado en el extremo de un goniómetro, que en su parte de cierre de vacío y medición de ángulos es similar al diseñado por Auciello et.al (Auc 76).

El sistema de alineación óptica está situado sobre la prolongación de la línea del haz incidente, y tomando como base los diafragmas de entrada a la CI, permite determinar los corrimientos del cristal (blanco) en un plano perpendicular a la línea del haz, con una precisión de 0,01 mm. Con la misma precisión se determina la posición vertical del eje de giro del goniómetro y la diferencia entre la cara plana del cristal (que será el blanco) y este eje de giro.

La eliminación de los corrimientos en el sentido horizontal se efectúa desplazando el eje del goniómetro hacia adentro o afuera de la CI, según corresponda. La eliminación de los corrimientos verticales es más engorrosa, debiéndose efectuar en dos etapas, una con el equipo a presión atmosférica en la cual, aprovechando la falta de paralelismo de las bridas, se rotan las mismas hasta que el corrimiento es menor que 0,1 mm, y la segunda etapa, que se cumple con el equipo bajo vacío, consiste en eliminar los corrimientos por deformación diferencial de las empaquetaduras de cobre utilizadas...

El equipo permite en todo momento la calibración de cuatro posiciones angulares características, que con referencia al eje del haz son 0° , $\pm 90^\circ$, y 180° , con una precisión mejor que $0,1^\circ$.

II-2.2.3. Definición del haz, colección de corrientes y medición de dosis

En figura 4 presentamos un esquema de la parte de este conjunto que se encuentra en el interior de la CI.

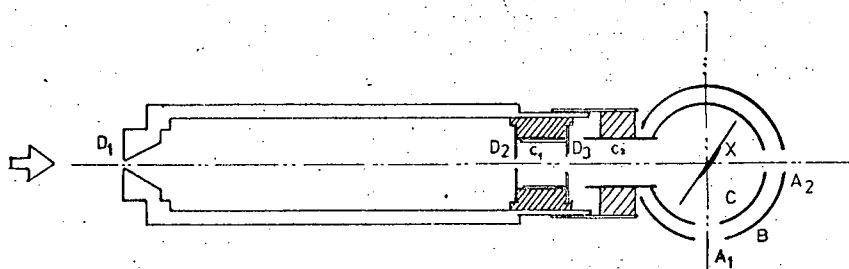


Figura 4 - Dibujo esquemático de los colimadores y el sistema de colección de corrientes.

El haz de iones es colimado por las aberturas D_1 y D_2 , de 1,69 mm de diámetro, maquinadas para presentar un borde afilado al haz incidente con el objeto de disminuir el número de partículas del haz que son dispersadas en el borde del diafragma. Estos colimadores son mantenidos al potencial de tierra, ya que se observó que el coe-

eficiente de emisión de electrones secundarios no depende del potencial aplicado a estos colimadores (para polarizaciones comprendidas entre +500V y -500V, para energía del proyectil $E_p = 20 \text{ KeV}$).

El ángulo de divergencia del haz está limitado geométricamente a $0,6^\circ$ por D_1 y D_2 , con lo cual se evita que el haz incida directamente sobre C ó C_1 . La abertura D_3 , de 4,5 mm de diámetro es una supresora de electrones polarizada a -200V, con lo que evita que electrones provenientes de C, C_1 o del blanco, sean colectados en D_2 . C_2 es un cilindro metálico polarizado como D_3 , cuyo objeto es evitar la acumulación de cargas sobre la cerámica que constituye el soporte de D_3 y D_2 , y que los aísla eléctricamente entre sí respecto a D_1 .

Se midió la variación de la corriente colectada en C en función de la tensión aplicada a D_3 , encontrándose que dentro de la precisión de las mediciones la corriente saturaba para una tensión aplicada de -120V, razón por la cual se adoptó el valor ya mencionado de -200 V.

Esta misma tensión se aplicó al blindaje B, cuyo propósito es evitar la colección en C de electrones provenientes del medio y evitar el escape de electrones provenientes del blanco a través de las aberturas practicadas en C para permitir la deposición de nuevas capas de material sobre el blanco y la alineación óptica del conjunto. La corriente de electrones provenientes del medio, saturaba a -50 V.

La tensión aplicada a C fué de +90 V, y es apreciablemente mayor que el valor para el cual saturaba la corriente colectada sobre el colector C.

El blanco fué polarizado a -30 V, para asegurar el escape de todos los electrones secundarios generados.

Una bobina colocada sobre B, y eléctricamente aislada de él, compuesta por dos arrollamientos de 80 vueltas cada uno de alambre de cobre de 1 mm^2 de sección, permite generar un campo magnético de hasta 200 G paralelo al eje de giro del goniómetro. El objetivo de este campo es poder determinar cualitativamente la influencia de iones secundarios generados en el blanco, encontrándose que en todos los casos, la magnitud de la corriente debida a ellos era tal que estaba comprendida en la indeterminación en la medición de la corriente de electrones.

Un esquema del circuito de medición se presenta en la fi-

gura 5. Se puede ver que permite medir simultáneamente las corrientes de iones incidentes y electrones secundarios, con lo cual se puede observar en forma continua el coeficiente de emisión de electrones secundarios y sus variaciones.

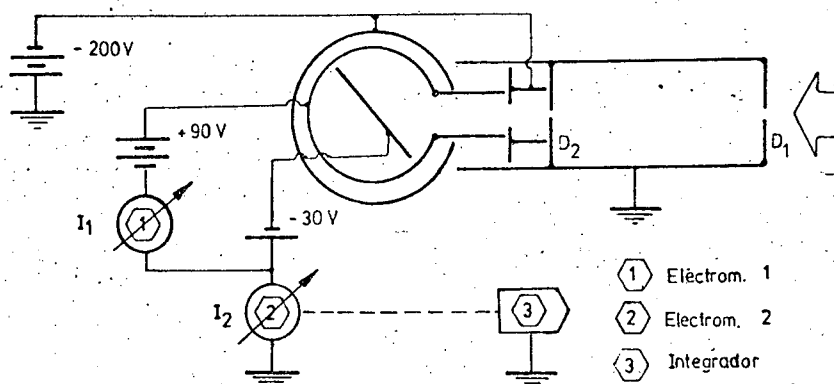


Figura 5 - Dibujo esquemático del circuito de medición de corrientes.

El cálculo de la dosis colectada se realiza integrando la corriente de iones que ingresó al sistema colector-blanco, mediante un integrador de corriente con presentación digital.

II-2.2.4. Medición de variaciones de masa y preparación de blancos

Para la medición de las variaciones de masa se utilizan microbalanzas a cristal de cuarzo (War 69). El elemento sensible lo constituye un cristal de cuarzo plano-convexo de corte AT, de 20 dioptrías, con un diámetro de 7,1 mm y un espesor máximo de 0,33 mm. Las caras del cristal han sido pulidas hasta tener una terminación especular, y se ha depositado una capa de cromo y luego otra de oro de aproximadamente 7000 Å de espesor, formando un depósito circular de 6,2 mm de diámetro sobre la cara plana y otro menor y en forma de ojo de cerradura sobre la cara convexa.

El cristal está montado en el interior de la CI, y para

poder variar el ángulo de incidencia del haz de proyectiles, debe poder girar sin que el movimiento altere significativamente la frecuencia de oscilación. No era posible montar en el interior de la CI al resto del oscilador, razón por la cual los contactos del cristal debieron ser llevados al exterior de la CI, lo que se hizo mediante anillos deslizantes por ser los que menor variación de frecuencia dieron con el cambio de posición.

La frecuencia de oscilación es medida en un frecuencímetro FLUKE 1953 A y/o un Hewlett Packard 3450 A. La frecuencia absoluta medida en ambos instrumentos difiere, pero no así las variaciones de frecuencia que en ellos se registraban. La estabilidad temporal del sistema se comprobó acoplando un conversor digital-analógico al segundo, y se obtuvo que con el equipo en condiciones de funcionamiento, la estabilidad es de $2 \cdot 10^{-8}$ Hz/hora, para $f=5$ MHz.

El montaje mecánico del cristal esta detallado en la figura 6.

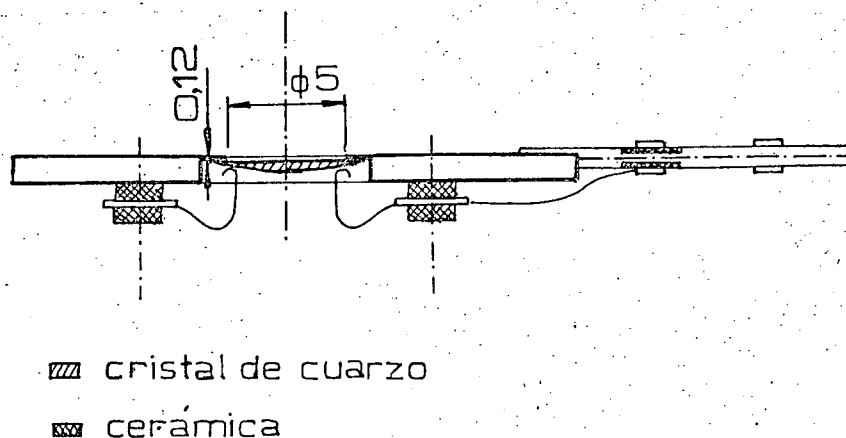


Figura 6 - Montaje mecánico del cristal de cuarzo.

El cristal fué montado sobre una chapa plana de acero, y dado que por varias razones es conveniente que la cara plana sea la que apoya contra la chapa, y también es conveniente que esta se utilice para medir, se adoptó como solución el efectuar una perforación de 5 mm de diámetro en la chapa, y rebajar los bordes hasta 7,3 mm de diámetro, dejando un saliente de 0,12 mm de espesor. Este saliente fue pulido mecánicamente, luego se evaporó una capa de oro y se pulió nuevamente, con el objeto de eliminar las pequeñas irregularidades que originan tensiones mecánicas sobre el cristal, introduciendo variaciones en su frecuencia.

El cristal está sostenido en posición por dos láminas de acero con una cara recubierta de oro, que están aisladas de la chapa plana por alúmina de alta densidad y proveen el contacto eléctrico con la cara convexa del cristal, en tanto que el otro contacto está realizado a través de la chapa plana. Ambos contactos se extraen del volumen definido por el colector y el blindaje por medio de un conductor rígido coaxial cuyo eje coincide con el de giro del goniómetro.

La placa plana está unida rígidamente al goniómetro por una pieza de alúmina, que a la vez la aísla eléctricamente. Esta pieza tiene un recubrimiento metálico unido eléctricamente a la chapa, de manera de evitar una eventual colección de cargas sobre un aislador descubierto.

El material para los blancos se evaporó directamente sobre el cristal, utilizando al mismo como monitor de espesores. Para efectuar estas evaporaciones, se colocó en el interior de la CI una fuente de evaporación doble, que está a 17 cm del cristal, y se efectuaron dos agujeros alineados, uno en C y otro en B, centrados en la recta que une el centro del cristal con el punto medio entre las dos fuentes, que estaban separadas por una distancia de 12 mm. Se usaron metales de alta pureza para cargar las fuentes (99,99%).

Las fuentes se preparaban en otro equipo, en el cual se colocaba el material a evaporar, y se lo llevaba hasta su punto de fusión, dejándose las navecillas en estas condiciones durante un período prolongado para que eliminaran los gases ocluidos que pudieran existir. Una vez hecho esto, y verificadas las condiciones en que se encontraban, se las montaba en la CI, y se comenzaba con el proceso necesario para alcanzar las presiones indicadas, prosiguiéndose con el desgasado del material a evaporar. Una vez alcanzadas las condiciones de UAV, se pudo realizar las evaporaciones necesarias sin alterar sensiblemente la presión en la CI. Por ejemplo, las evaporaciones de oro, con una velocidad de deposición de 1 Å/s, se hicieron a presiones mejores que $4 \cdot 10^{-9}$, con lo cual el flujo de átomos de Au que arriban al cristal es mucho mayor que el correspondiente a los gases residuales.

En el caso que se utilizaran materiales de bajo punto de fusión, se construyeron fuentes que permiten refrigerar la canastilla para evitar evaporaciones indeseadas.

II-3. Procedimiento experimental

II-3.1. Calibración de la energía del haz de iones

La energía del ión incidente está dada por el producto de su carga por los voltajes externos de aceleración aplicados, debiendo además ser corregida por el potencial del plasma en la fuente de iones (Coo 62).

Para una fuente similar a la utilizada en este trabajo, el exceso de energía fué medido por el método del potencial de retardo por Baragiola et al (Bar 79), quien encontró un valor de (110 ± 30) eV. Nosotros medimos también este exceso de energía, para lo cual, manteniendo todas las otras condiciones constantes, introdujimos diferencias conocidas en el potencial de aceleración, y medimos las variaciones en la intensidad del campo magnético del analizador de masas que era necesario introducir para focalizar nuevamente en el blanco el isótopo específico con que se estaba midiendo. Con este método, se obtuvo (140 ± 20) eV, en razonable acuerdo con el anterior.

El error que utilizamos para la energía del haz, es entonces similar al presentado por Baragiola et al:

$$\Delta E = 0,1\% E + 30 \text{ eV}$$

II-3.2. Calibración de las mediciones de corriente

Los instrumentos que normalmente se utilizaron para la medición de corrientes fueron electrómetros Keithley, tipo 602B y 418A, habiéndose utilizado como flotantes a los 602B. Todos los electrómetros utilizados fueron calibrados, tanto entre sí, como en forma absoluta, en las escalas en que usualmente se medía, habiéndose llevado los valores leídos a valores absolutos. En forma similar se procedió con el integrador de corriente

El circuito utilizado para la medición de corrientes es el de la fig. 5. Llamando:

I_1 corriente medida en electrómetro 1

I_2 corriente medida en electrómetro 2

I_e corriente de electrones

I_{ni} corriente de iones secundarios negativos

$I_{p'i}$ corriente de iones positivos secundarios con energía ma-

por que $120q$ (eV), siendo q la carga de estos iones.

I_+ corriente de iones positivos que llegan al blanco con el haz.

I_0 componente neutra del haz

G coeficiente de emisión de electrones secundarios

Se debe cumplir:

$$I_1 = I_e + I_{ni} - I_{p'i}$$

Mediante la aplicación de un campo magnético paralelo a 1 eje de giro del goniómetro, se pudo efectuar una selección en masas de las partículas provenientes del blanco que arribaban al colector, y se encontró que la contribución total de las corrientes debidas a iones secundarios era menor que $0,01 I_e$.

Sobre un segundo electrómetro medimos I_2 , que por construcción es la diferencia entre la carga que se registra en el blanco e I_1 y debe ser igual a la carga positiva que llega al blanco. Dado que el blanco y el colector conforman una caja de Faraday, los errores tienen que deberse al desplazamiento de cargas desde el exterior al interior de la misma, o a la inversa.

En repetidas oportunidades se deflectó el haz aplicando un campo débil transversal entre D_1 y D_2 , sin que se detectaran electrones dentro del haz, y tampoco varía G al variar la condición de enfoque. Por ambas razones, se concluye que el ingreso de electrones con el haz no afecta las medidas realizadas, en tanto que las polarizaciones aplicadas a los blindajes evitan el ingreso de electrones provenientes del medio.

La componente neutra del haz afecta tanto la fluencia, ya que la cantidad de iones colectados por unidad de area difiere de la de proyectiles, (y por ende al valor de S medido) , como al valor de G , ya que los proyectiles neutros tienen emisión cinética, que es colectada y medida con los otros electrones secundarios y comparada con la cantidad de iones que impactaron en el blanco, con lo cual se mide un valor G' mayor que el real. Para determinar la importancia de la componente I_0 , se deflectó el haz entre D_1 y D_2 hasta que no se registró corriente neta sobre el blanco. En ese caso, la corriente de electrones que se midió sobre C (I_1) se atribuyó a electrones producidos por I_0 , con lo cual el valor de esta corriente comparado con el de I_1

nos da una cota para la relación I_+/I_0 . En general el valor de la corriente secundaria producida por I_0 fue menor que $0,01 I_e$, salvo cuando se utilizó He^+ como proyectil, oportunidad en que I_0/I_+ llegó a un máximo de 0,04, habiéndose tenido en cuenta esta contribución en el cálculo de S.

Respecto a los errores, dado que los instrumentos han sido calibrados, podemos estimar conservativamente que los errores en la medición de corriente son del 1%, como así también en la integración. Esto nos da un error de 2% para la dosis (1% en la corriente y 1% debido al integrador) y de 3% para G (1% en cada una de las corrientes y 1% por no simultaneidad y errores de paralaje en las lecturas). En la figura 7 se comparan valores de G medidos con este equipo con otros valores publicados recientemente para Ar en Au por Baragiola et al (Bar 79-2)

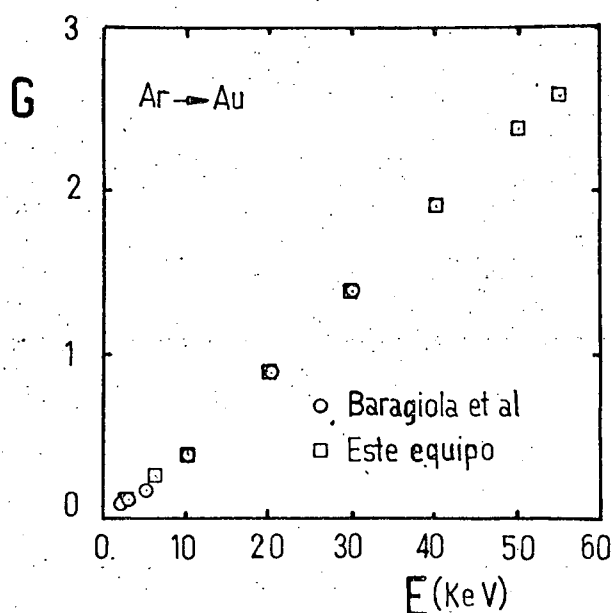


Figura 7 - Coeficiente de emisión de electrones secundarios versus energía del proyectil, para Ar en Au.

II-3.3. Determinación del área de impacto del haz a incidencia normal

La cantidad de interés para el cálculo de S no es la dosis colectada, sino la fluencia, es decir la dosis colectada por unidad de área. Para poder determinarla, es necesario determinar el área de impacto a incidencia normal, la cual debería ser igual a la del último diafragma, ya que con la divergencia permitida de $0,6^\circ$, el diámetro del haz pasaría de 1,69 mm a 1,695 mm sobre la muestra.

Para los casos en que se realizaron mediciones hasta valores elevados de la fluencia, se pudo determinar el área de impacto del haz midiendo el diámetro de la zona circular deprimida que se podía observar en el cristal, El valor que se obtuvo fue de $(1,70 \pm 0,01)$ mm en buen acuerdo con el tamaño del diafragma.

Tomando en cuenta este valor, el error con que es calculada la fluencia es un 3%.

II.3.4 Determinación del ángulo de incidencia

Como ya hemos mencionado, el sistema de medición de ángulos está compuesto por un goniómetro (Auc 76) , que permite medir el ángulo con una precisión mejor que $0,01^\circ$, y por un sistema óptico que permite determinar ángulos característicos (0° , $\pm 90^\circ$, y 180°).

En las primeras mediciones se inclinó el cristal a ambos lados del haz, para determinar si existía diferencia de magnitud o asimetría en los valores de S en función de θ según la rama de la curva en que estuvieran. Ambas curvas resultaron simétricas para ángulos de incidencia menores que 50° , y las diferencias para ángulos mayores se atribuyeron a que para la rama inferior existe escape de electrones a través de las aberturas practicadas en el colector y el blindaje para permitir la evaporación de nuevos blancos. Por esta razón , las mediciones se efectuaron inclinando el cristal hacia el sector del colector en el que éste no presenta aberturas.

Anomalías sistemáticas en el comportamiento de S como función de θ , hicieron pensar que podía existir una deflexión del haz incidente debida a los campos eléctricos usados para asegurar la colección de los electrones secundarios producidos y cuya magnitud fuera dependiente del ángulo de incidencia y de la energía del proyectil.

Consecuentemente, se midió la variación de S en función de la polarización colocada (diferencia de tensión entre colector y blanco) , para una posición angular fija del blanco, haciéndose esto para varias energías del proyectil incidente y para distintos proyectiles. Al referir los valores medidos a una curva de S vs. θ medida con polarización nula, se pudo cuantificar el valor de la deflexión introducida por la polarización. Un modelo muy simple indicó en forma cualitativa la dependencia con el ángulo de incidencia, con la polarización colocada y con la energía de la partícula incidente, de-

pendencias que fueron comprobadas por las mediciones y que permitieron confeccionar una curva general de corrección de los valores que se leen en el goniómetro y que se muestra en la figura 8.

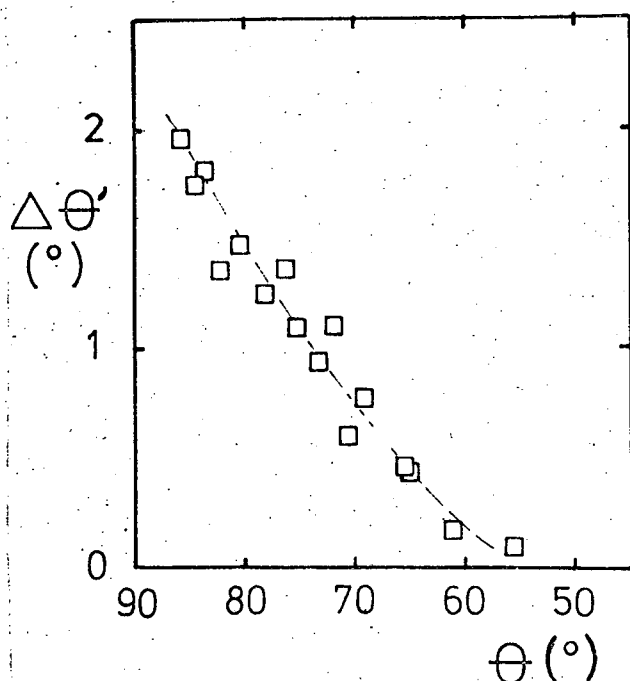


Figura 8 - Deflexión del proyectil por efectos de las polarizaciones aplicadas versus ángulo de incidencia. $\Delta\theta'$ es inversamente proporcional a E_p , y los valores presentados corresponden a $E_p = 20$ KeV.

Con respecto al error en la medición de ángulos, vimos que los puntos de referencia se podían ubicar con precisión mejor que $0,1^\circ$. Sin embargo, la aparición de un ángulo de deflexión variable, altera el problema, requiriendo un análisis más profundo del mismo. Analicemos dos casos límites, altas y bajas energías del proyectil.

Para altas energías, tiene interés llegar hasta ángulos grandes, pero la magnitud de la corrección es menor que 1° ; por lo que suponiendo un error en esta de 10% , y sumándole el error de calibración, estaríamos en un error total de $0,2^\circ$.

Para bajas energías, el error a los ángulos de interés, puede alcanzar valores algo mayores, ya que el ángulo de deflexión puede alcanzar los 2° , con lo que el total sería $0,3^\circ$, en las mismas condiciones que en el párrafo anterior.

II-3.5. Medición de las variaciones de masa

Las variaciones de masa fueron medidas mediante la utilización de una microbalanza a cristal de cuarzo (War 69). Suscintamente, esta consiste en un oscilador controlado por un cristal de cuarzo y un instrumento que permite medir el período o la frecuencia de oscilación. Dado que la frecuencia de oscilación del cristal de cuarzo depende de su masa, se provocan cambios en la frecuencia f al depositar o quitar masa de una de las caras del cristal. Si m es la masa del cristal de cuarzo, en el límite de variaciones de masa muy pequeñas ($\Delta m/m < 2\%$), se cumple la siguiente relación:

$$\frac{\Delta m}{m} = K \frac{\Delta f}{f}$$

II-1

donde K es una constante próxima a la unidad.

Existen dos factores que se deben considerar en la aplicación de este método:

- 1) La sensibilidad S_d , definida como la variación de f debida a la deposición de una masa unitaria, es función del punto de la superficie donde se efectúa la deposición.
- 2) El cristal mide el esfuerzo de corte que efectúa la masa depositada, (masa oscilante inactiva), sobre la masa oscilante activa. Para fluencias bajas y medias, este es causado por las fuerzas de inercia, en tanto que para fluencias elevadas se sobrepone el efecto de las tensiones laterales que se inducen en la capa depositada por efecto de la acumulación de iones implantados, y en general, por el daño por radiación por ellos producido.

La influencia del primer factor, se minimiza usualmente efectuando tanto el depósito de material como la irradiación en forma homogénea sobre un área que sea mayor que el área sensible del cristal, con lo cual es posible normalizar las mediciones sin tener un conocimiento detallado de S_d como función del punto.

Respecto al segundo factor, el requerimiento planteado de medir a baja fluencia (II-1, inc.6), minimiza su influencia en estas mediciones.

Para esta experiencia, factores de orden experimental, tales como la corriente máxima extraíble de la fuente de iones, homogeneidad del haz de iones sobre el blanco, y energía depositada en el blanco, entre otros, impusieron la elección de un haz de diámetro menor que el área sensible del cristal, con lo cual se debió conocer S_d sobre la cara plana del cristal.

II-3.5.1. Medición de la sensibilidad

Existen dos tipos de mediciones de sensibilidad que son de interés en el contexto de este trabajo. Una de ellas es la medición de la sensibilidad absoluta, definida como la cantidad de masa que removida o depositada provoca un cambio de frecuencia unitario, y la otra es la medición de S_d , tal como fué definida anteriormente.

II-3.5.1.1. Sensibilidad absoluta

Se verificó el cumplimiento de la ec. II-1, comprobando la proporcionalidad de las variaciones de frecuencia con el peso de la capa de material depositado.

Para ello, se evaporó simultáneamente Au sobre el cristal y sobre una placa de vidrio que, situada a la misma distancia de la fuente que el cristal, cubre un ángulo sólido aproximadamente 300 veces mayor que el área sensible del cristal. Las velocidades de evaporación oscilaron alrededor de los 100 Hz/s, con presiones residuales de 10^{-6} Torr, para variaciones de frecuencia entre 5 y 50 KHz, lo que corresponde a pesos de la lámina de Au entre 3 y 30 mg, que se midieron en una balanza electrónica Mettler.

Se obtuvo:

$$K \frac{m}{f} = (1,767 \pm 0,005) 10^{-8} \text{ gr Hz}^{-1} \text{ cm}^{-2}$$

II-3.5.1.2. Sensibilidad diferencial S_d

En forma similar a lo hecho por Mueller y White (Mue 68), se realizaron deposiciones de diámetro menor que el del área sensible del cristal.

Para determinar el diámetro a usar, se realizó una simulación numérica previa utilizando la curva de S_d en función del radio presentada por Pulker (Pul 76), adaptada al diámetro de nuestro cris

tal. Esta simulación permitió obtener que la indeterminación del borde del depósito debida al tamaño finito de la fuente de evaporación, junto con las indeterminaciones en las mediciones de frecuencia y la capacidad de carga de material de la fuente de evaporación, hacían innecesaria la utilización de diámetros de evaporación menores que 0.3 mm.

Para variar la posición, se desplazó al cristal respecto al diafragma que limitaba al haz de partículas evaporadas, midiéndose el desplazamiento con una precisión de 0,015 mm. Posteriormente, se determinó ópticamente la posición de cada depósito con una precisión similar, coincidiendo ambas determinaciones dentro del margen de error establecido.

Las mediciones fueron normalizadas utilizando otro cristal que presentaba toda su área sensible expuesta a la evaporación, y luego fueron ordenadas de acuerdo con la distancia entre el centro del depósito y el centro geométrico de la cara plana del cristal, obteniéndose los resultados que se muestran en la figura 9.

No se detectó, al construir el gráfico de la figura 9, ninguna particularidad en el ordenamiento de los valores medidos que hiciera suponer que existía un apartamiento grande respecto a la simetría radial.

II-3.5.2. Sensibilidad en función del ángulo de incidencia

Dado que el diámetro del haz incidente es fijo, el área sobre la cual hace impacto sobre el cristal varía con el ángulo de incidencia, y consecuentemente, las variaciones de frecuencia registradas corresponderán a diferentes variaciones de masa según el ángulo con el cual incida el haz.

Esta dependencia con el ángulo, fué evaluada utilizando la información sobre S_d presentada en la figura 9, realizando numéricamente la integral sobre el área de impacto, y normalizando a la respuesta del cristal para un haz de diámetro mayor que el del área sensible. El mismo programa numérico, permitió evaluar también la incidencia que tienen sobre la respuesta del cristal la no coincidencia del eje del haz con el centro de la cara plana y de la superficie del cristal con el eje de rotación del goniómetro, cuantificando así el esfuerzo de alineación a realizar.

En la figura 10 se muestran los resultados de este programa para un haz alineado sobre un cristal centrado. para tres radios distintos.

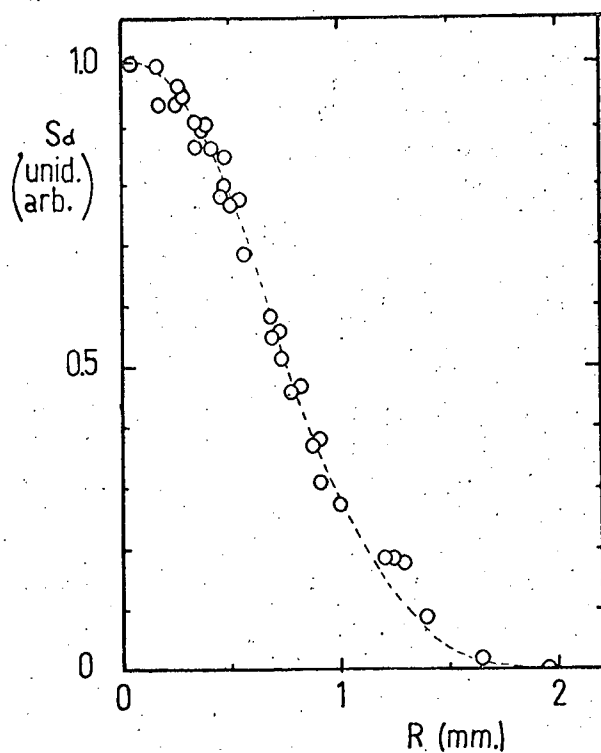
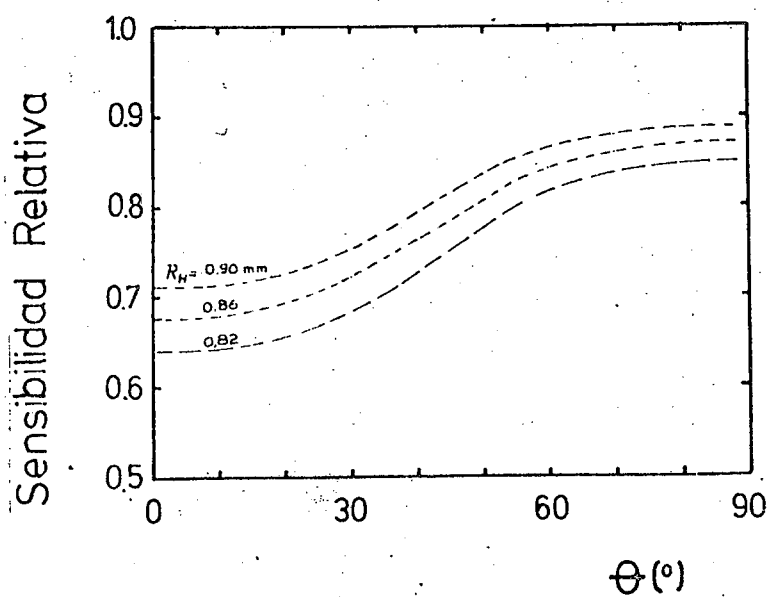


Figura 9 - Sensibilidad diferencial versus radio para un cristal plano-convexo de corte AT y 7mm de diámetro. O valores medidos. La curva está trazada al solo efecto de guiar la vista.

Figura 10 - Respuesta del cristal para distintos radios del haz, en función del ángulo de incidencia.



II-3.5.3. Espesor de la capa evaporada.

En la técnica de medición utilizada, se procede a la fabricación de nuevos blancos mediante la deposición en condiciones de ultra alto vacío de capas de material de alta pureza sobre la cara plana de un cristal de cuarzo. Esto significa que mediante una lámina delgada estamos simulando un cuerpo homogéneo infinito, y ppr esta razón se consideró importante determinar el espesor mínimo que debe tener la capa evaporada para simular un cuerpo infinito.

Para ello, se evaporaron capas de Cu de distinto espesor sobre un substrato de Au, se bombardearon con Xe^+ , y se midió el valor de S en función del espesor remanente de la capa evaporada, definiendo como espesor remanente a la diferencia entre el espesor evaporado inicialmente y el espesor correspondiente a la cantidad de átomos arrancados. Esto se hizo para dos posiciones angulares distintas del blanco (incidencia normal y $71,6^\circ$), y simultáneamente se midieron las variaciones en el coeficiente de emisión de electrones secundarios γ . La información recolectada se presenta en la figura 11, donde a efectos de independizarnos de otros factores, representamos la variación en las magnitudes medidas respecto a los valores correspondientes a baja dosis.

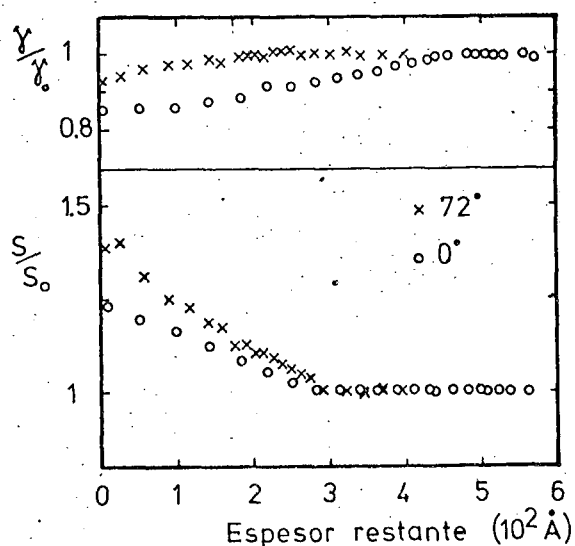


Figura 11 - Coeficiente de pulverización catódica S/S_0 , y de emisión de electrones secundarios, γ/γ_0 , versus espesor remanente.

Se observa que para ambos valores del ángulo de incidencia el apartamiento de S respecto al valor correspondiente a baja dosis, comienza para espesores remanentes muy similares (300 Å), en tanto que

no sucede lo mismo para el apartamiento de los valores correspondientes al coeficiente de emisión de electrones secundarios.

Respecto al espesor remanente calculado, es de notar que su vinculación con el espesor real se debe hacer considerando la topografía superficial del sustrato, la de la capa depositada y su evolución con la dosis, y la interdifusión originada por la radiación entre el sustrato y el blanco, entre otros aspectos. Por estas razones, la única conclusión que se considera se puede extraer con un grado razonable de validez, es que con un espesor remanente del orden de los 300 Å la capa depositada simula adecuadamente un cuerpo infinito.

II-3.5.4. Efectos de la fluencia

Existen abundantes referencias en la literatura sobre la presencia de variaciones en S inducidas por el atrapamiento de los proyectiles incidentes, entre las cuales podemos citar a los trabajos de H.H.Andersen (And 72,73,74 a y b,75 a y b), EerNisse (Eer 74 y 76) y P.Blanck et al (Bla 79). Un efecto de este tipo fué detectado al estudiar la dependencia angular, razón por la cual se procedió a efectuar una serie de mediciones tendientes a determinar la importancia de este efecto para nuestras mediciones.

En primera instancia, se analizó la técnica de medición utilizada. En ella se calcula:

$$S = s \frac{N_{av}}{M_2} \frac{\Delta f}{\Delta D} + g \frac{M_1}{M_2} \quad \text{II-2}$$

donde s es la sensibilidad de la microbalanza de cuarzo (II-3.5.2 y fig.10), N_{av} es el número de Avogadro, M_1 y M_2 son los pesos atómicos del proyectil y del blanco, respectivamente, Δf es la variación de frecuencia medida y ΔD es la dosis colectada en el blanco, en tanto que g es una cantidad comprendida entre 0 y 1.

El segundo sumando tiene en cuenta que una fracción g de los proyectiles incidentes son atrapados en el blanco. Es evidente que g será función de la fluencia, variando entre un máximo dado por el coeficiente de pegamiento (a bajas fluencias), y un valor nulo para fluencias tales que se haya llegado a un equilibrio entre los proyectiles que se implantan y los implantados previamente que son arrancados.

La importancia del atrapamiento de los proyectiles, estará entonces acotada por su contribución al valor de S cuando g es máximo, es decir, la podemos considerar acotada por la relación existente entre M_1/M_2 y S . Esto nos dice que el peso de este término puede llegar a ser el 14% de S para Xe^+ incidente en Cu, en tanto que para Ar^+ en Au será del orden del 5%.

La diferencia entre los regímenes de baja y alta fluencia será entonces más discernible para el caso de Xe^+ en Cu, quedando como interrogante la determinación de las fluencias que limitan ambos regímenes. En general, estas fluencias estarán determinadas por la distribución espacial que adopten los proyectiles implantados, y como orden de magnitud, se podrá adoptar a las fluencias a las cuales el espesor de material arrancado sea equivalente al rango proyectado menos o más la dispersión del rango, como límite de baja o alta fluencia, respectivamente. En nuestro caso, si adoptamos los valores de las distribuciones de rango dados por Winterbon (Win 75), obtenemos como límite para alta fluencia una dosis de $5 \cdot 10^{15}$ iones cm^{-2} , y si adoptamos un valor de $g = 0$ a partir de este límite, encontramos un buen acuerdo en los valores de S en el rango de fluencias medido.

Un comportamiento netamente diferente se presenta en el caso de Ar^+ en Au (fig.12).

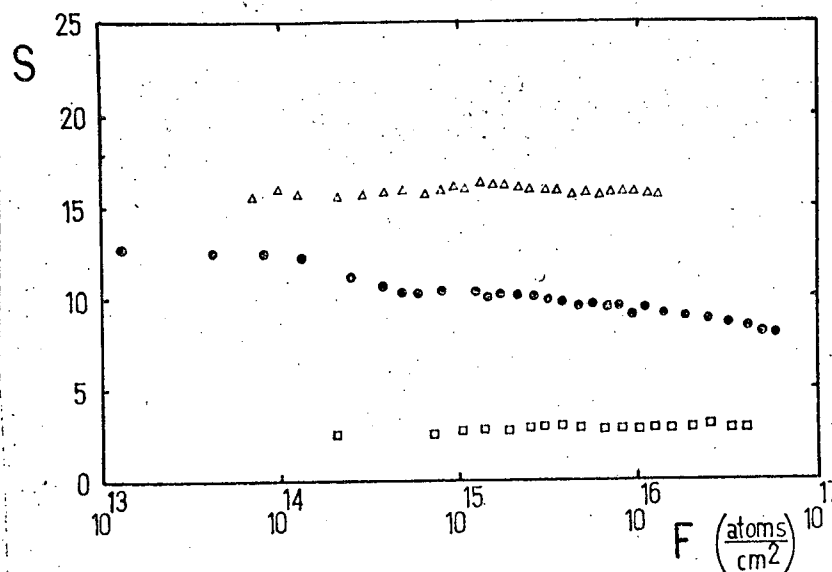


Figura 12 - Coeficiente de pulverización catódica S versus fluencia acumulada en el blanco F . $\square$ Ne^+-Au (30 KeV), $\bullet$ Ar^+-Au (30 KeV), Δ Xe^+-Cu (30 KeV).

De acuerdo con los valores de S medidos, como máximo la influencia del peso de los proyectiles atrapados sería un 3% de S , en tanto que la variación medida supera ampliamente este límite.

Distinguimos dos intervalos de valores de la fluencia F en los cuales S permanece relativamente constante, que son para F menores que 10^{14} at.cm⁻², con $S \approx 12$, y otro para F comprendidas entre $4 * 10^{14}$ y $3 * 10^{15}$ at.cm⁻², con $S \approx 10$.

Respecto a la primera zona, se puede observar que la cantidad de átomos del blanco arrancados al llegar a su límite superior, es el equivalente aproximado a una monocapa, lo cual nos induce a atribuir el hecho que S descienda para valores de F mayores que este límite, a que en este intervalo de valores de F podemos tener una contribución al valor de la diferencia de masa medida, debida a:

- 1) Átomos de Au que por su ubicación en la estructura cristalina superficial son arrancados con mayor facilidad.
- 2) Gases adsorbidos sobre la capa de Au evaporada.

Respecto a la primera posibilidad, podemos considerar como límite el caso de un átomo que ha quedado aislado sobre una capa completa, pudiéndose considerar como "adsorbidos" sobre los microcristales que la forman. Para este caso, Jackson (Jac 73), calcula que la energía de unión es menor que la energía de sublimación U_0 correspondiente a la orientación cristalina del microcristal, en un factor que es aproximadamente la mitad de la energía potencial debida a los átomos que forman el plano superficial, con lo cual promediando sobre las orientaciones posibles, para el caso de Au la energía de unión de ese átomo aislado queda reducida a $0,72U_0$. Consecuentemente, se puede considerar que a F muy bajas, para las cuales una fracción considerable de los átomos arrancados lo haya sido desde posiciones similares a la descrita, un efecto de este tipo explicaría un incremento en el valor medido de S respecto al valor corrientemente aceptado, a la vez que indica que las F para las cuales es perceptible, tienen que ser tales que no se haya llegado a arrancar el equivalente a una monocapa atómica del blanco. Esta última consideración explicaría que no se haya distinguido este efecto en los otros pares proyectil-blanco medidos, ya que no se midió a fluencias tan bajas como las requeridas.

En cuanto a la segunda posibilidad, podemos descartarla teniendo en cuenta que en varias oportunidades se comenzó la irra-

diación cuando había transcurrido un tiempo desde el final de la evaporación equivalente a un 2% del tiempo medido de formación de una monocapa, sin que se encontrara diferencias con otras mediciones que comenzaron a tiempos del orden del 20%. Además, para $\sim 10^{15}$ moléculas cm^{-2} por monocapa, con masa media 8 amu (por composición medida), a un tiempo del orden del 20% del de formación tenemos $\sim 2 \times 10^{15}$ amu cm^{-2} , que equivale a 1% de la masa de una monocapa de Au, y no a 20% como sería necesario para explicar el efecto medido.

Por lo tanto, concluimos que para $F < 10^{14}$ at. cm^{-2} para Au irradiado con Ar a 30 KeV, y en general, para fluencias tales que no se haya arrancado el equivalente a una monocapa del blanco, el valor de S medido se ve afectado por una contribución debida a átomos que han quedado más debilmente ligados.

Prosiguiendo con el análisis de la irradiación de Au, observamos una zona de transición, hasta que al haber arrancado el equivalente a ~ 3 monocapas, llegamos a un rango de valores de F para los cuales S permanece constante y coincidente con otros valores registrados en la literatura, lo que sucede hasta que se ha arrancado el equivalente a 20 monocapas (~ 50 Å), donde comienza a decrecer gradualmente el valor de S, sin que para el intervalo de fluencias medido, se haya alcanzado claramente un estado estacionario. Para este caso, Ar^+ a 30 KeV en Au, el rango proyectado es 138 Å y su dispersión es 128 Å, (Win 75), por lo cual el máximo espesor arrancado es aproximadamente dos veces y media la suma de estos valores, y si el efecto fuera debido solamente al cambio en las propiedades físicas del blanco por la presencia de los proyectiles implantados, ya se tendría que haber llegado a un estado estacionario, como surge, por ejemplo, de lo postulado por Schulz y Wittmaack (Sch 76) o Krautle (Kra 76), ya que se habría llegado a la saturación de los proyectiles implantados. El hecho que así no suceda, se atribuye a la aparición de tensiones laterales en la capa depositada sobre el cristal de cuarzo, que afectan la respuesta de éste. Un efecto de este tipo fué medido por EerNisse (Eer 74), quien utilizó cristales similares a los nuestros simultaneamente con otros de corte BT, con lo cual pudo medir la variación de S y de las tensiones laterales inducidas para el caso de Au bombardeado con Kr^+ a 45 KeV, encontrando que para $F > 4 \times 10^{15}$ at. cm^{-2} , aparecen efectos debidos a las tensiones, que sobre el cristal AT se traducen en

una disminución gradual de los valores de S que se medirían si se utilizara solo ese cristal. Colligon y Patel (Coll 77), midieron la dependencia de S con la fluencia para Ar^+ incidente en Au para diversas energías, encontrando para 30 KeV y en el intervalo de fluencias en que nuestras mediciones se superponen con las de ellos, marcadas oscilaciones que no se repiten en nuestro experimento. Dado que nuestros resultados son repetitivos entre diferentes series de mediciones, estimamos que las oscilaciones por ellos medidas son ocasionadas por errores aleatorios en su método de medición.

III- DEPENDENCIA ANGULAR

III-1. Resultados experimentales

Se midió la dependencia angular de S para Au como blanco, utilizando como proyectiles a He^+ , Ne^+ , Ar^+ , y Xe^+ , y para Cu con Xe^+ como proyectil. La información reunida se presenta en forma resumida en el cuadro N°1, y diferenciada por pares proyectil-blanco y energías del proyectil en las figuras 13 a 24.

III-2. Discusión de los resultados

III-2.1. Ángulos de incidencia cercanos a la normal

Vimos que para ángulos cercanos a la normal, la teoría de Sigmund predice una dependencia (ec.I-24):

$$\frac{S(\theta)}{S(0^\circ)} = \cos^{-f_\theta}$$

donde f depende de los valores medios y de las dispersiones de la distribución de energía depositada F.

En el cuadro N°2, presentamos los valores de f calculados según la ec.I-24', utilizando distribuciones de F publicadas (Win 75) y los comparamos con los extraídos de los datos experimentales.

Observamos que en general el acuerdo no es bueno, notándose diferencias mayores a medida que el proyectil se hace más liviano respecto al blanco, y una clara dependencia con la energía de los valores experimentales de f, en contraposición con la casi independencia predicha por Sigmund.

Para evaluar las causas de estas discrepancias, examinamos las hipótesis en que se basa la deducción de la ec.I-24, entre las que podemos citar:

- 1) No consideración de colisiones inelásticas. Estas han sido tenidas en cuenta en el cálculo de las distribuciones de F utilizadas, por lo que se considera que su influencia está considerada en los valores de f calculados.
- 2) Energía reflejada en la superficie. Dentro de la región de ángulos de incidencia cercanos a la normal, tiene variaciones suaves, siendo su influencia importante para ángulos

cercanos al de reflexión total.

- 3) Consideración de la superficie dentro de un sólido infinito. Al dejar de ser un plano imaginario, la superficie real delimita un sumidero para todos los átomos de retroceso (AR) que la atraviesan, anulando por lo tanto la isotropía de direcciones de movimiento que presupone la teoría.

Respecto a este tercer punto, distintas mediciones del espectro de energías y ángulos de los átomos arrancados (Pat 61, For 66, Rod 75) muestran apartamientos respecto a la distribución correspondiente a isotropía en el interior del cuerpo, y un aumento en la proporción de átomos de alta energía a medida que aumentan la energía E_p del proyectil y su ángulo de incidencia. Oeschner (Oec 75), atribuye estos hechos a que en cercanías de la superficie, los AR tienen una componente preferencial de la dirección de movimiento hacia el interior del cuerpo, lo que explicaría una dependencia más fuerte que la prevista con el ángulo de incidencia. Estas conclusiones son también apoyadas por los resultados de simulaciones numéricas llevadas a cabo por Betz et al (Bet 71).

Para el caso de proyectiles mucho más livianos que el blanco, Bay y Bohdanský (Bay 79), distinguen dos contribuciones al mecanismo responsable de S. Los átomos arrancados estarían integrados en este caso por AR de primera generación, que tendrían siempre una componente no nula en la dirección de incidencia del proyectil, y AR en la superficie, generados por proyectiles que en las capas cercanas a la superficie son reflejados hacia ella. Dado que a incidencia normal sólo el segundo mecanismo contribuiría a S, la contribución debida al primero intensificaría la dependencia con el ángulo de incidencia.

Considerando lo antedicho, se interpreta que el incremento en f con la energía E_p , y los valores elevados de f medidos para proyectiles livianos, confirman esta suposición de la importancia de la contribución de los AR de primera generación al valor de S.

III-2.1.1. Efecto de la rugosidad superficial

Una diferencia obvia entre un blanco real y uno ideal está en que la superficie del primero es rugosa. Para observar de qué manera influye esta rugosidad sobre la dependencia angular de S, se

calculó el efecto que tiene una rugosidad superficial que pueda ser descripta por una función senoidal de amplitud H y período L . En este caso, si α es el ángulo de máxima inclinación de la superficie rugosa, R es el valor de S que corresponde a esta superficie, y asumimos la validez de I-24, tenemos:

$$\frac{R(\theta)}{S(\theta)} = 1 + f \frac{\alpha^2}{4} \quad \text{III-1}$$

Si al ángulo que corresponde al máximo de $S(\theta)$, lo llamamos θ' , podemos aproximar la dependencia angular de S para ángulos próximos a él por:

$$S(\theta) = S(\theta') - K (\theta' - \theta)^2$$

y en estas condiciones obtenemos:

$$\frac{R(\theta)}{S(\theta)} = 1 - \frac{K \alpha^2}{2 S(\theta')} \quad \text{III-2}$$

De la ec. III-1 encontramos que para incidencia cercana a la normal, S crece por efectos de la rugosidad, en tanto que la ec. III-2 nos indica que para valores cercanos al máximo de S , el efecto es el opuesto. Por lo tanto, el efecto de la rugosidad superficial es disminuir el valor de f , y la presencia de rugosidad no invalida las conclusiones que se obtuvieron en el punto anterior.

III-2.2. Angulo correspondiente al máximo en $S(\theta)$

Por medio del análisis dimensional, se encuentra que en el caso que el ángulo θ' , correspondiente al máximo en $S(\theta)$, dependa de la constante de apantallamiento a de un potencial tipo coulombiano apantallado, de la densidad atómica superficial, $n^{2/3}$, y de la energía de la partícula incidente E , (con lo cual estamos asimilando el proceso de colisiones múltiples a una colisión binaria con un átomo de masa mucho mayor que la del proyectil), el factor de escala para los ángulos debe ser g' , donde:

$$g'^{-1} = a n^{2/3} Z_1 Z_2 E^{-1}$$

siendo Z_1 y Z_2 los números atómicos del proyectil y del blanco respectivamente. En función de la energía reducida ϵ (ec.I-20), el factor de escala lo podemos poner como:

$$g = \frac{\epsilon}{a^2 n^{2/3}} \frac{M_1 + M_2}{M_2} \quad \text{III-3}$$

En la figura 24 presentamos los valores medidos de θ' conjuntamente con valores recopilados de la literatura existente, en función del parámetro g así determinado.

Se observa que los puntos experimentales se agrupan en una franja de $\sim 3^\circ$ de ancho, que depende potencialmente de g , con potencia decreciente a medida que g aumenta, variando desde $-1/6$ para $1 < g < 10$, hasta $-1/2$ para $g \approx 10^2$.

Respecto a la dispersión de los puntos experimentales, se puede observar que las mediciones efectuadas en este trabajo tienen entre sí una dispersión menor que la del conjunto, pasando lo mismo para mediciones efectuadas por otros autores, lo que conduce a pensar que parte de la dispersión se debe a errores sistemáticos. Por otra parte, la medición de Ar^+ en Au a 30 KeV se efectuó midiendo en intervalos de 1° en la zona cercana al ángulo de S máximo, con el objeto de detectar la eventual existencia de una estructura similar a la encontrada por Molchanov et al (Mol 61), no encontrándose evidencia de su existencia; pero por otra parte se encontró que $S(\theta)$ varía muy lentamente en la zona del máximo, lo cual indica que para definir la posición del mismo con un error menor que el semiancho de la dispersión en los valores experimentales ($1,5^\circ$), se tendría que haber medido con mucha mayor precisión los valores de $S(\theta)$ y θ . Es de notar que lo que interesa es el error relativo en el ángulo definido por la dirección de incidencia y la superficie, que es el valor graficado en la figura 24.

Un hecho de interés es que el factor de escala g es similar al utilizado por otros autores (Ste 69, Wit 76, Gho 79) que dan expresiones para determinar θ' , haciendo una equivalencia entre el ángulo al cual S se hace máximo, y el ángulo al cual se produce la reflexión total de un haz de partículas incidente sobre un plano, utilizando para ello las expresiones derivadas por Lindhard (Lin 65) para el potencial medio del plano y la reflexión de partículas por este potencial.

Es de notar que en la derivación de Lindhard se conserva la energía de la partícula incidente, (componentes normal y paralela al plano), con lo cual la energía transferida es nula, y por lo tanto, al llegar a ese ángulo no podría arrancarse ningún átomo del blanco por no haber energía disponible para ponerlo en movimiento.

El factor g aparece en las expresiones citadas a exponentes variables, $-1/2$ (Ste 61, Cha 77), $-1/3$ (Gho 79), y $-1/4$ (Wit 76). Las correspondientes curvas han sido graficadas en la figura 24, y se observa que la variación de los exponentes se debe a que cada expresión ajusta en un rango de valores de g distinto.

Como conclusión, podemos decir que la aparición del factor g no está físicamente vinculada al ángulo de reflexión total, sino que aparece por ser un factor de escala para los ángulos. Asimismo, la utilización de la figura 25 permite predecir el ángulo θ' , correspondiente al máximo en $S(\theta)$, dentro de una amplia gama de pares proyectil-blanco y energías de incidencia. Si por ejemplo, analizamos el experimento realizado por Bay y Bohdansky (Bay 79), calculando el ángulo θ' para sus condiciones experimentales, encontramos los valores que se presentan en el cuadro N°3, los que están en muy buen acuerdo con las mediciones por ellos efectuadas.

III-3. Simulación numérica

Utilizando una modificación hecha por Jakas (Jak 78) al programa de Monte Carlo TRIM-SP (Bie 79), que considera el efecto de la estructura cristalina superficial sobre la trayectoria del proyectil, se calculó la dependencia angular de S para Au como blanco, adoptándose un valor de 3,8 eV para la barrera de potencial de superficie y 10 eV para la energía umbral de desplazamiento de los átomos del blanco. Los resultados se grafican en las figuras 13 a 20.

Se encontró que la simulación numérica reproduce la dependencia angular medida con un error del orden del 10% para proyectiles pesados, pero cuando el proyectil se hace mucho más liviano que el blanco, la simulación numérica predice una dependencia de S con el ángulo más fuerte que la encontrada experimentalmente.

Esto se atribuye a que en el TRIM-SP, la pérdida de energía por frenamiento electrónico se tiene en cuenta mediante la expresión de Lindhard (Lin 63), y para proyectiles livianos, esta expresión

sión debe ser multiplicada por un factor que, por ejemplo, para He^+ en Au a 10 KeV, en función de las tabulaciones de Ziegler (Zie 77), es 1,48. Debido a esto, el proyectil en la simulación entrega una pérdida mayor de su energía en colisiones elásticas(a la vez que pierde menos energía por unidad de camino recorrido) que el proyectil real, lo que explica que el número de AR que llegan a la superficie en el proceso simulado, crezca más que en el real, a medida que el ángulo de incidencia del proyectil crece.

Para el caso de Ar-Au, donde la simulación y las mediciones cubren una variación de E_p en un orden de magnitud, se encuentra que mientras a energías bajas la dependencia prevista de S en el ángulo es mayor que la medida, la situación se revierte para energías altas, lo que se atribuye a efectos debidos a la elevada densidad de energía depositada cerca de la superficie para ángulos grandes por el proyectil de alta energía.

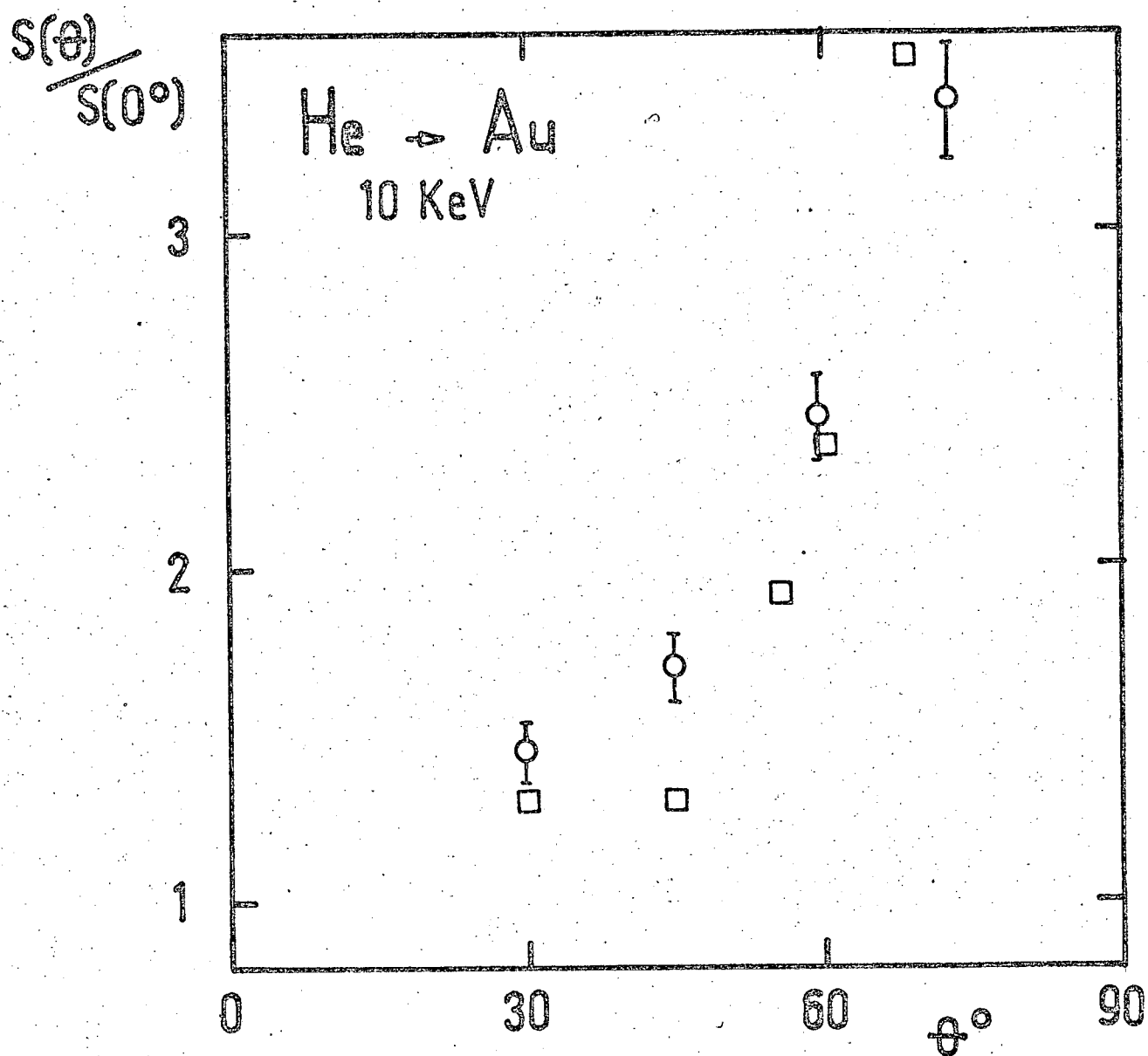


Figura 13 - Coeficiente de pulverización catódica versus ángulo de incidencia para He⁺ en Au a 10 KeV. ○ datos experimentales. □ Monte Carlo.

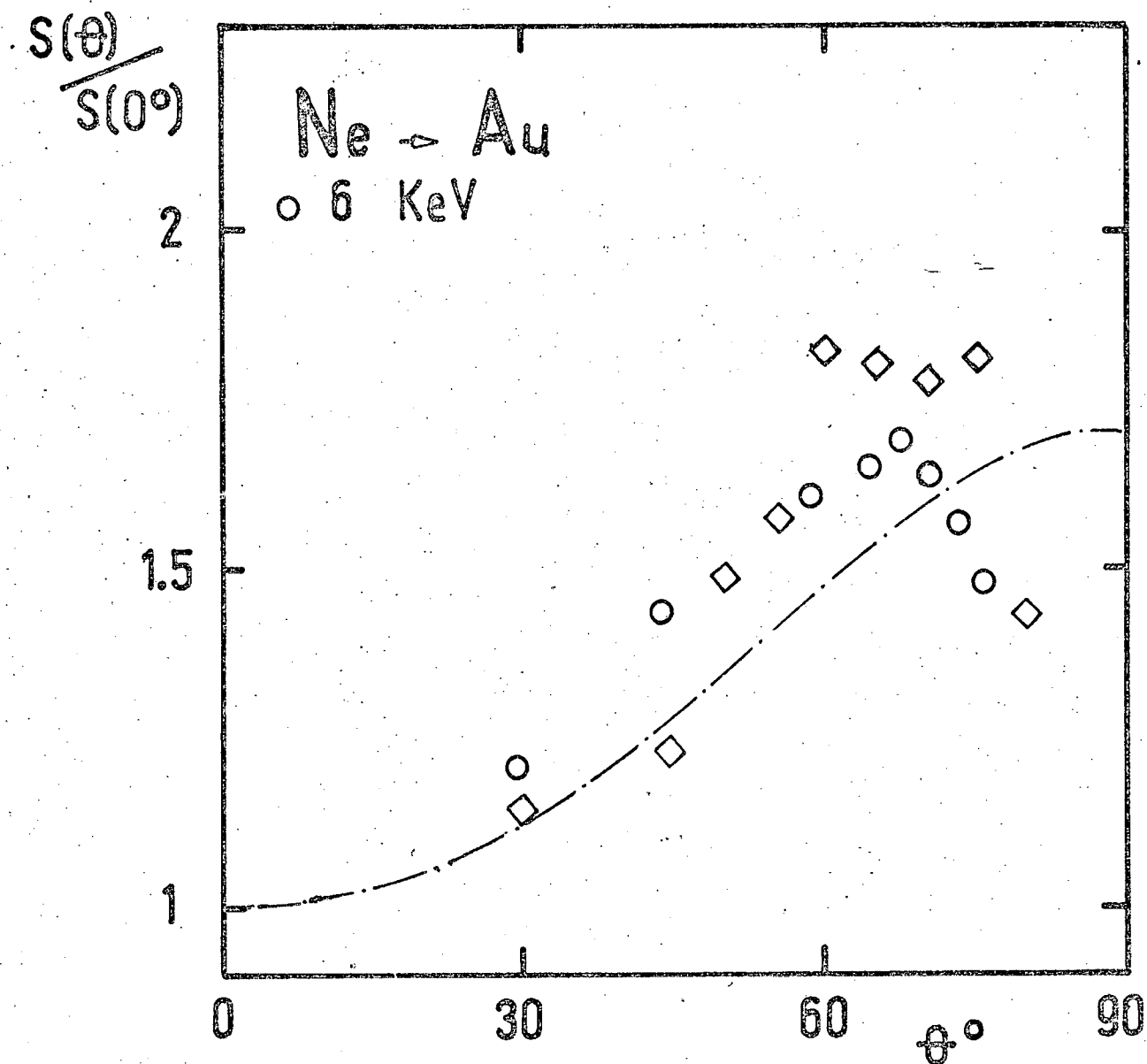


Figura 14 - Coeficiente de pulverización catódica versus ángulo de incidencia para Ne^+ en Au a 6 KeV. ○ datos experimentales. ◇ Monte Carlo. —·— ec. I-23.

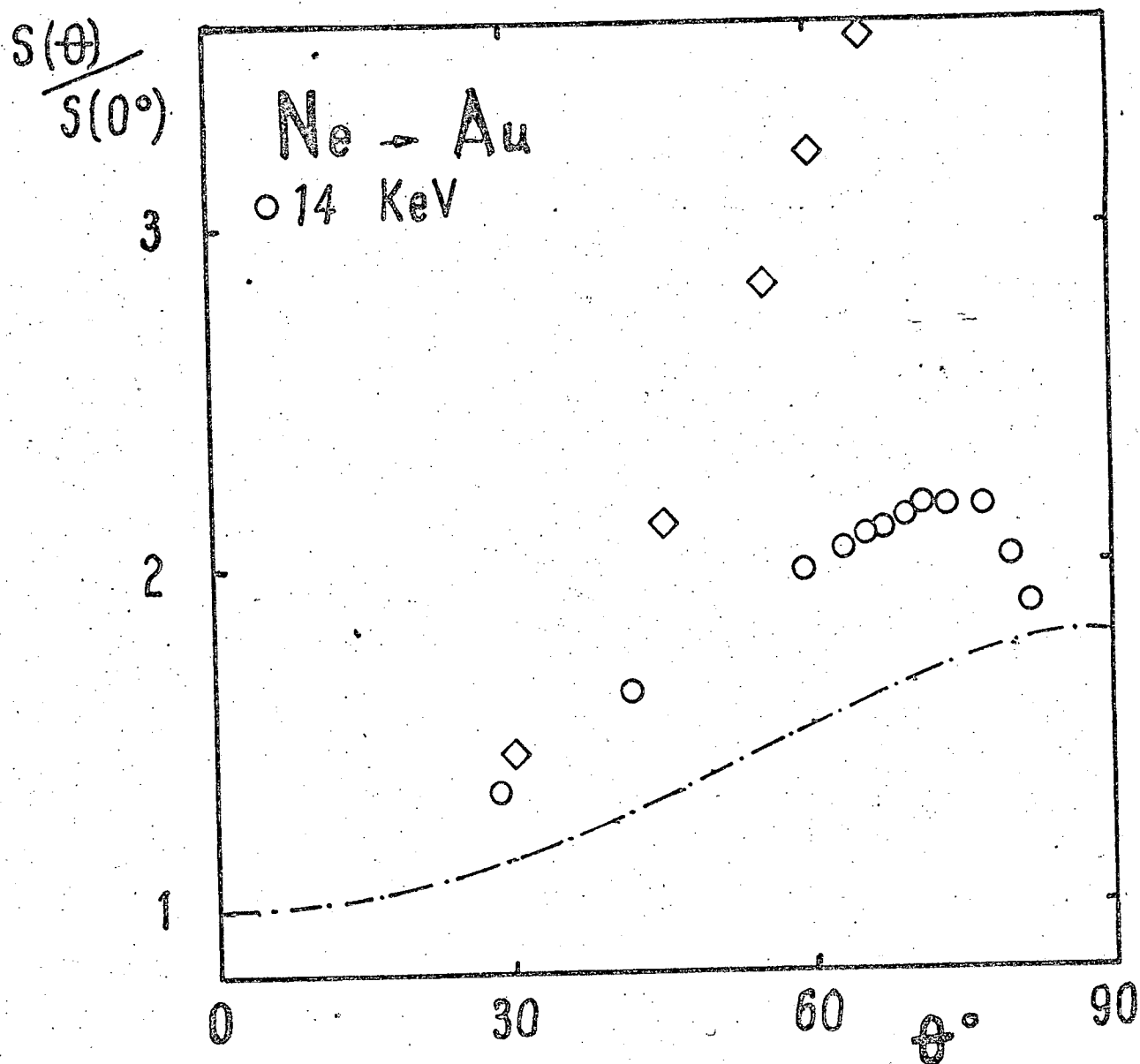


Figura 15 - Coeficiente de pulverización catódica versus ángulo de incidencia para Ne^+ en Au a 14 KeV. ○ datos experimentales. ◇ Monte Carlo. —·— ec. I-23.

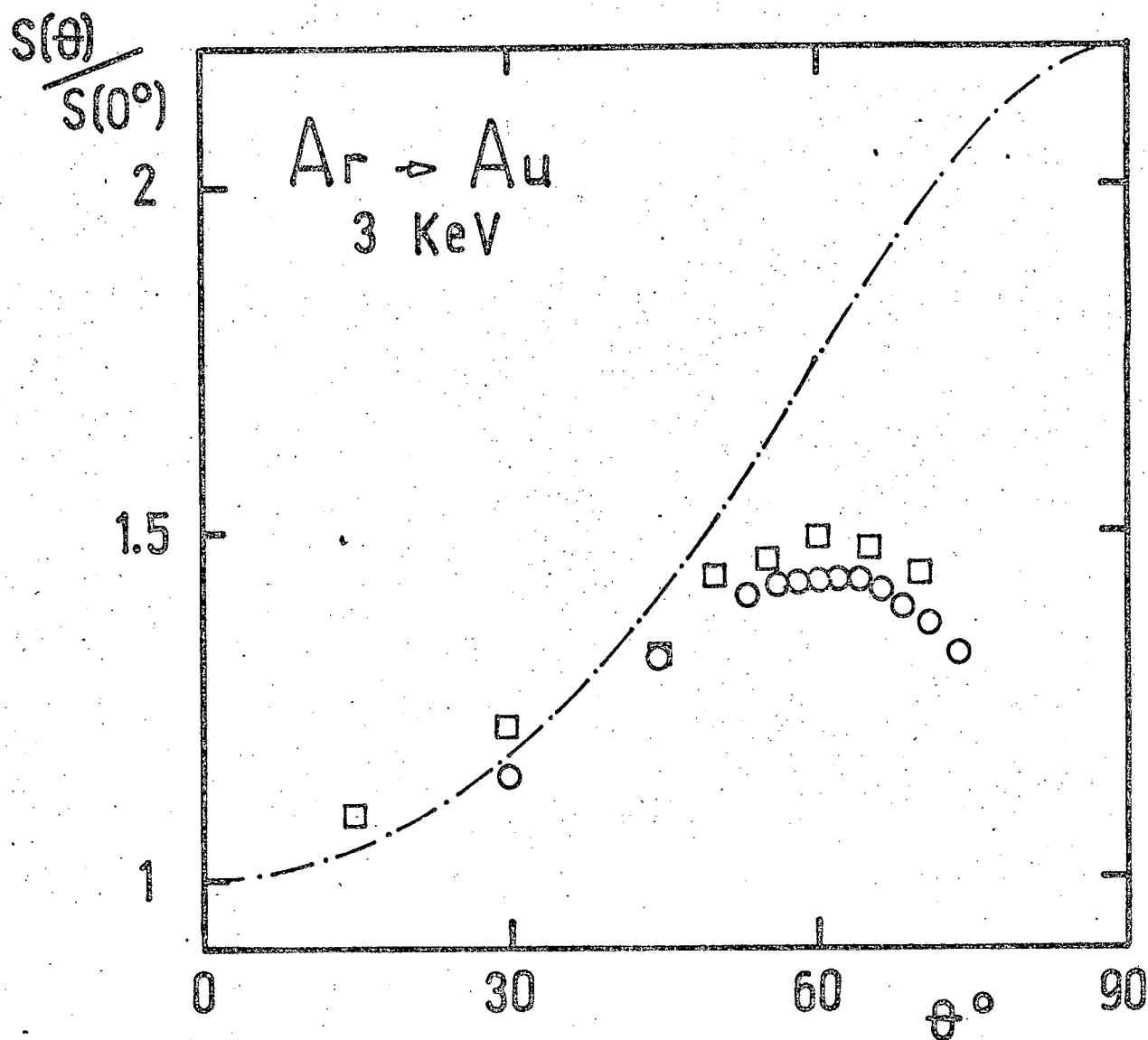


Figura 16 - Coeficiente de pulverización catódica versus ángulo de incidencia para Ar^+ en Au a 3 KeV. ○ datos experimentales. □ Monte Carlo. — · — ec. I-23.

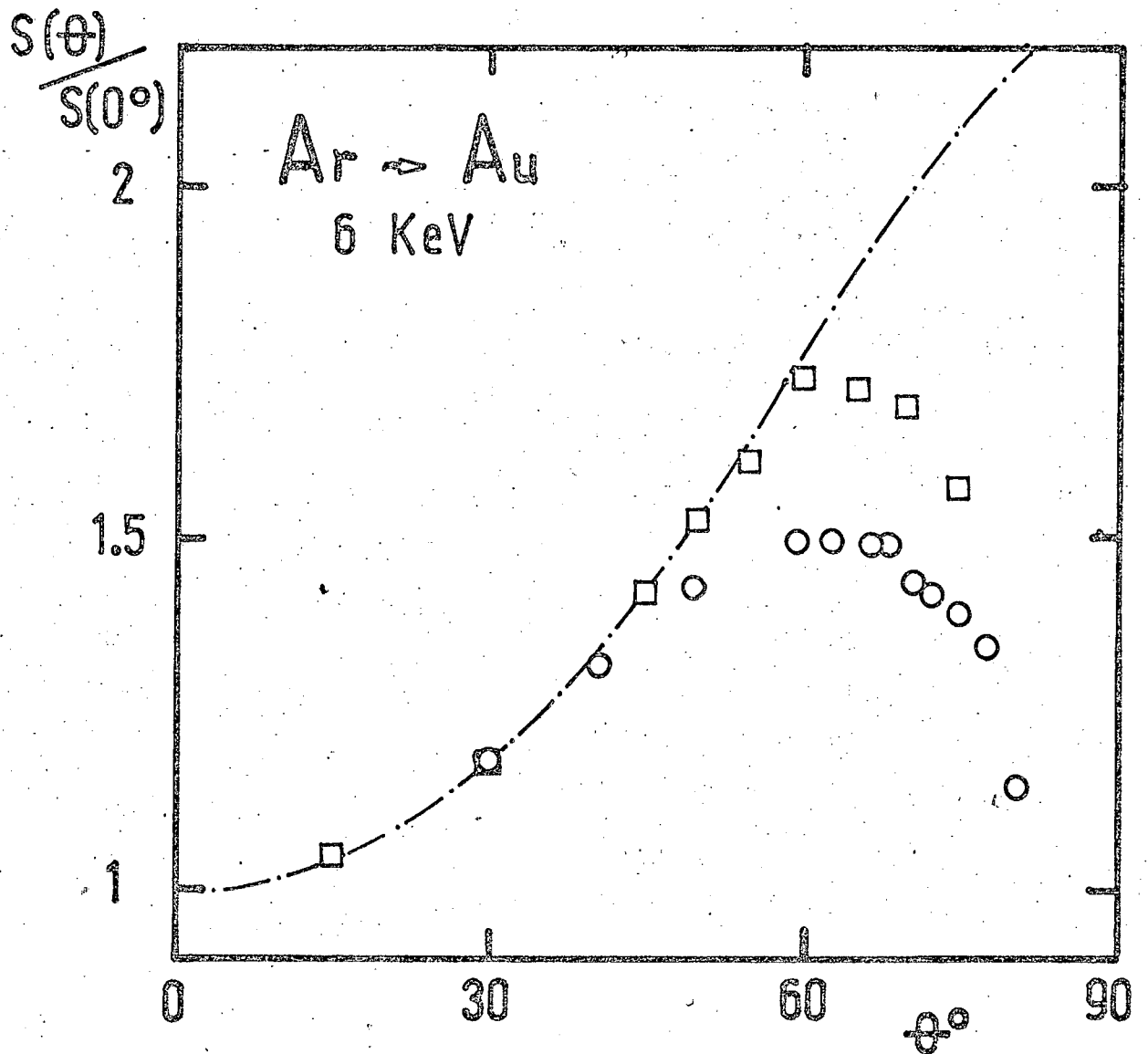


Figura 17 - Coeficiente de pulverización catódica versus ángulo de incidencia para Ar^+ en Au a 6 KeV. ○ datos experimentales. □ Monte Carlo. — · — ec.I-23.

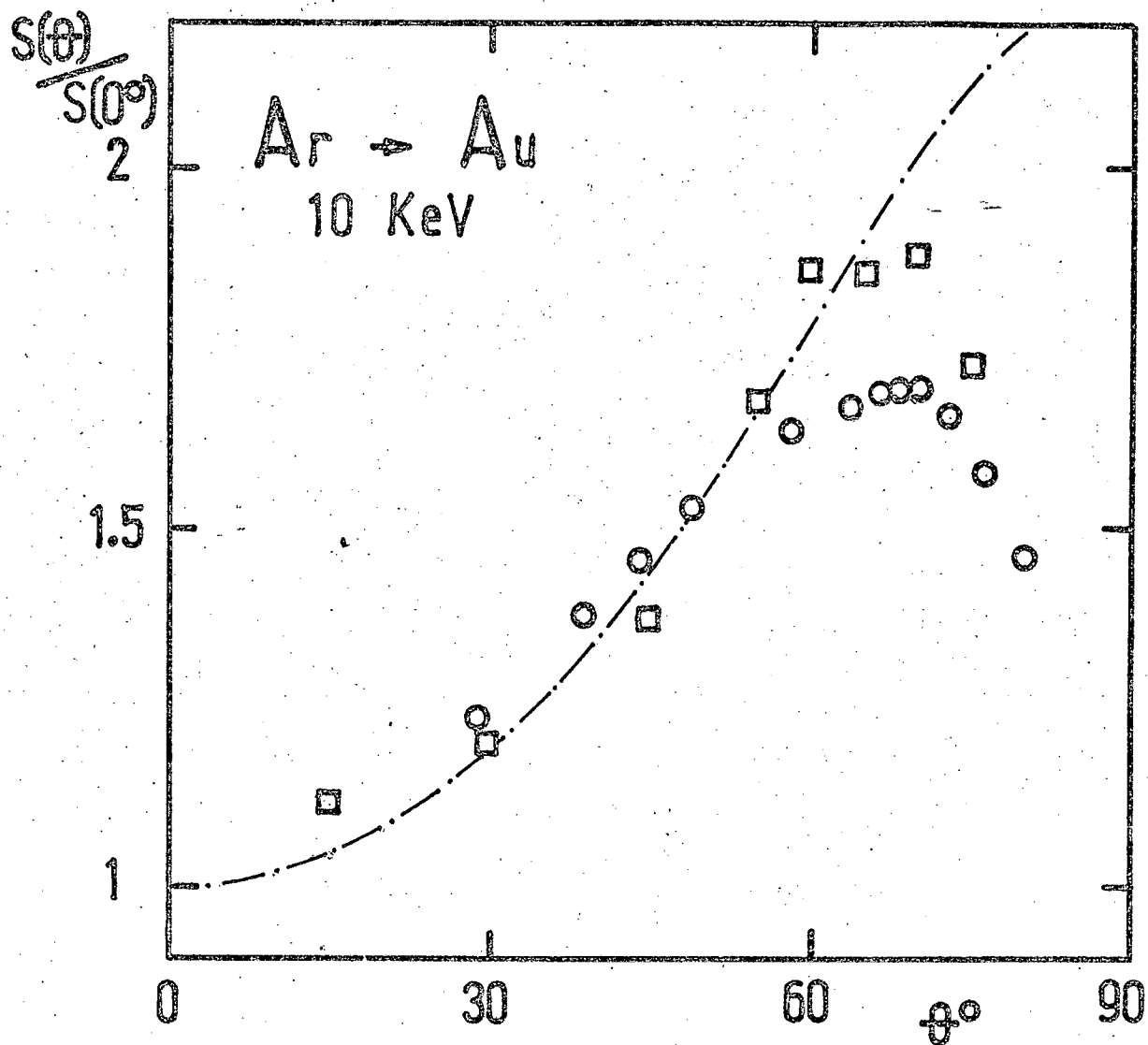


Figura 18 - Coeficiente de pulverización catódica versus ángulo de incidencia para Ar^+ en Au a 10 KeV. ○ datos experimentales: □ Monte Carlo. — · — ec.I-23.

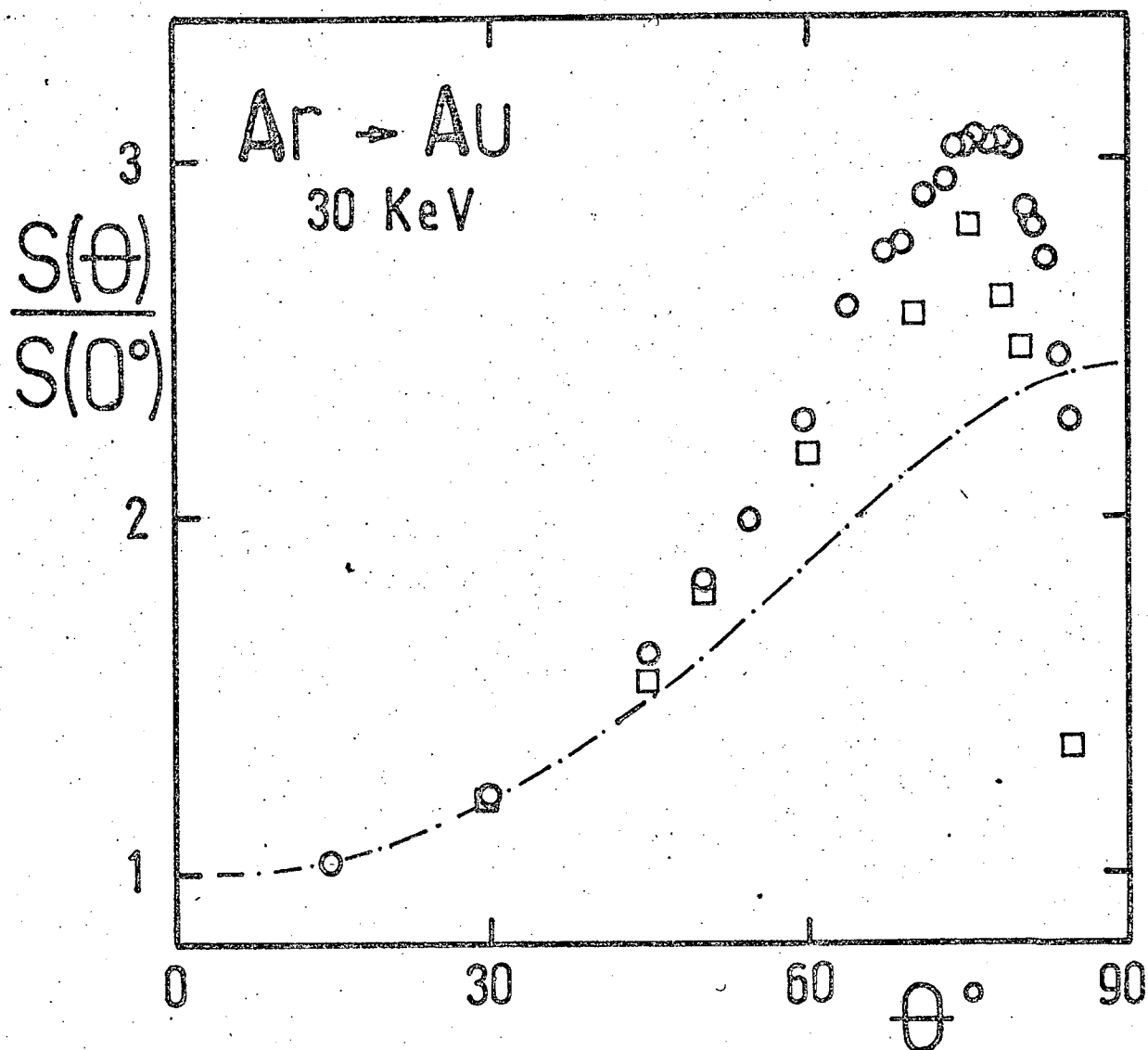


Figura 19 - Coeficiente de pulverización catódica versus ángulo de incidencia para Ar^+ en Au a 30 KeV. ○ datos experimentales. □ Monte Carlo. — · — ec.I-23.

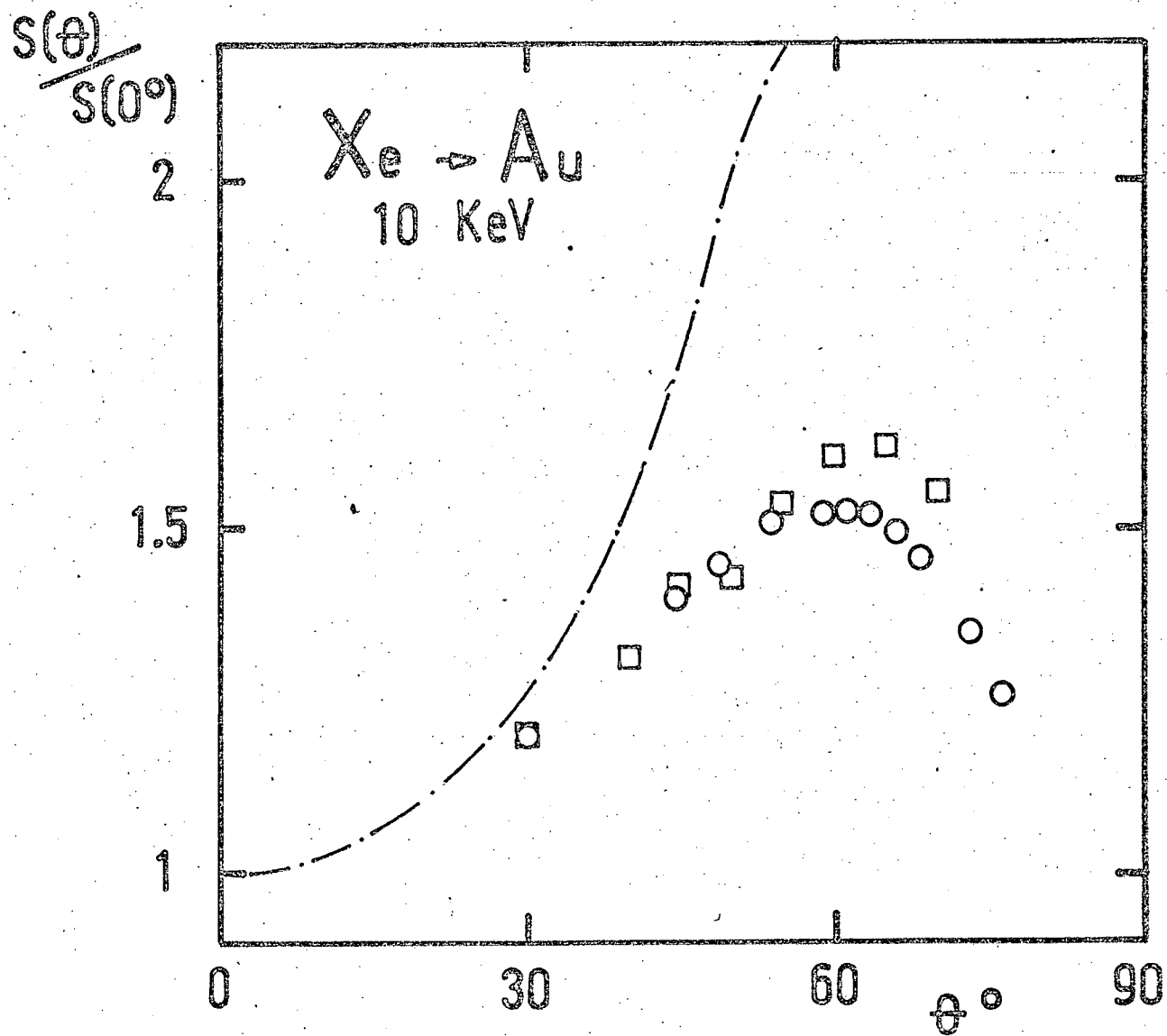


Figura 20 - Coeficiente de pulverización catódica versus ángulo de incidencia para Xe^+ en Au a 10 KeV. ○ datos experimentales. □ Monte Carlo. — · — ec.I-23.

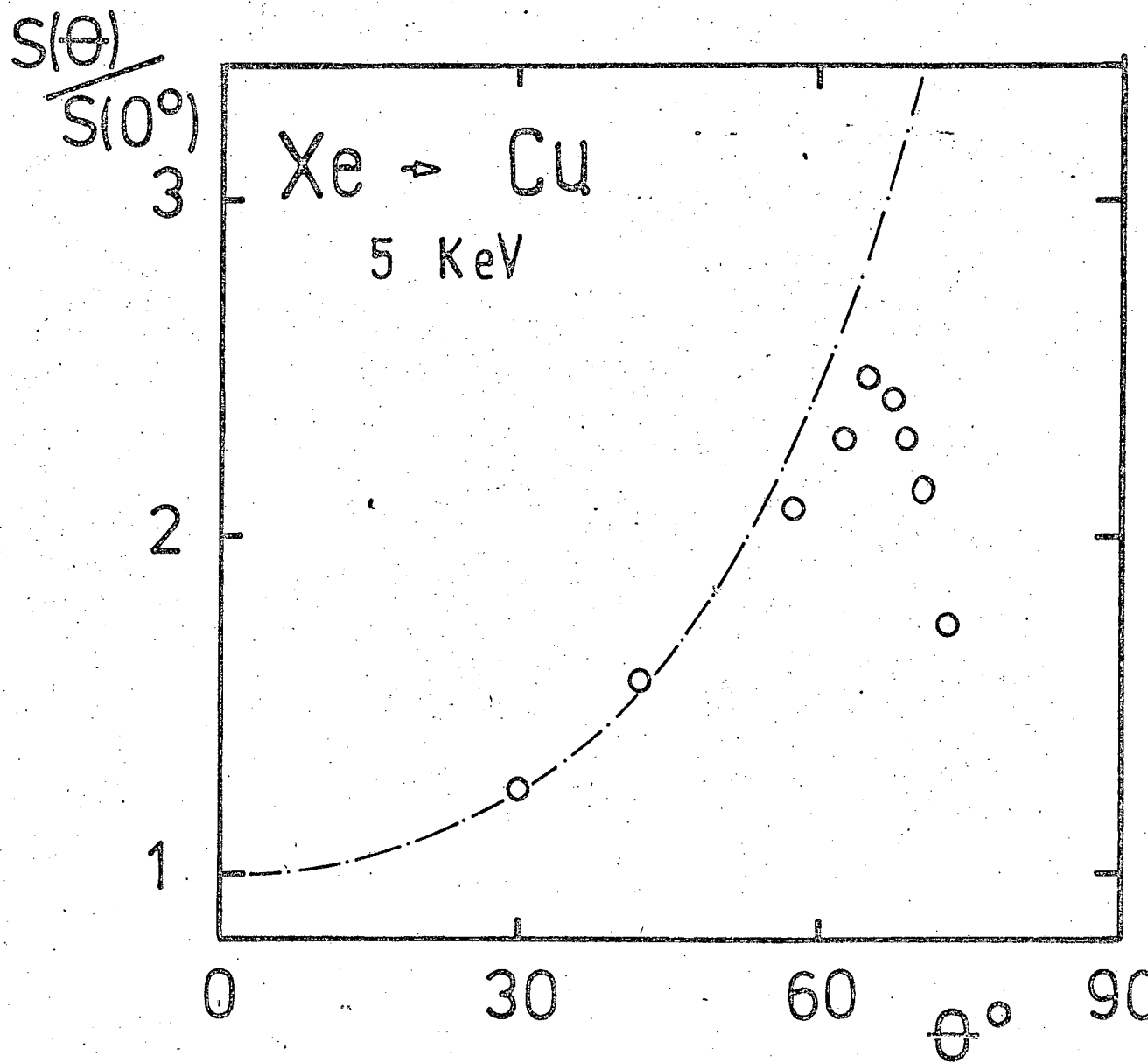


Figura 21 - Coeficiente de pulverización catódica versus ángulo de incidencia para Xe^+ en Cu a 5 KeV. $\circ$ datos experimentales, — ec. I-23.

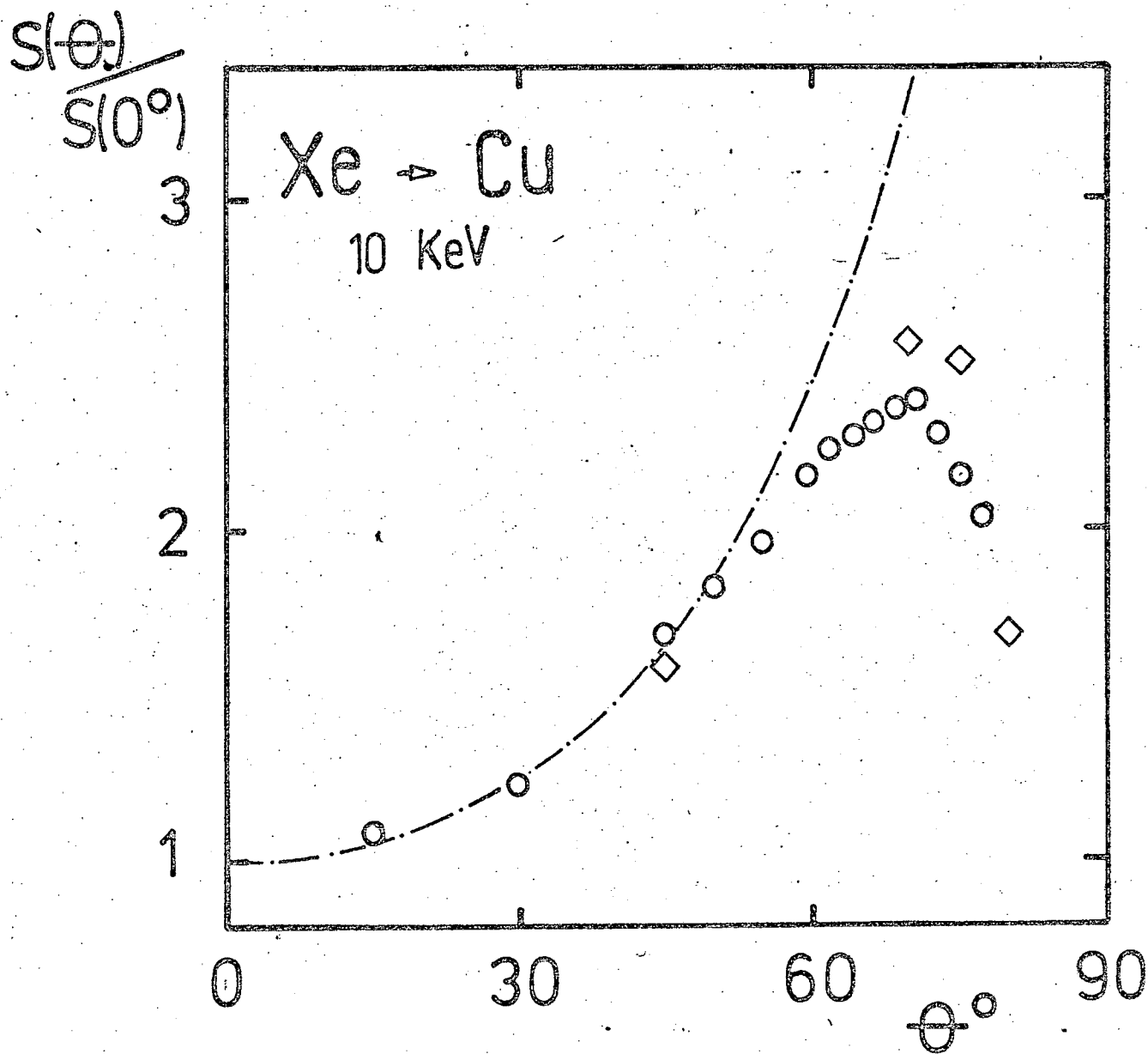


Figura 22 - Coeficiente de pulverización catódica versus ángulo de incidencia para Xe^+ en Cu a 10 KeV. $\circ$ datos experimentales. --- ec. 1-23. $\diamond$ Che 65(9,5 KeV).

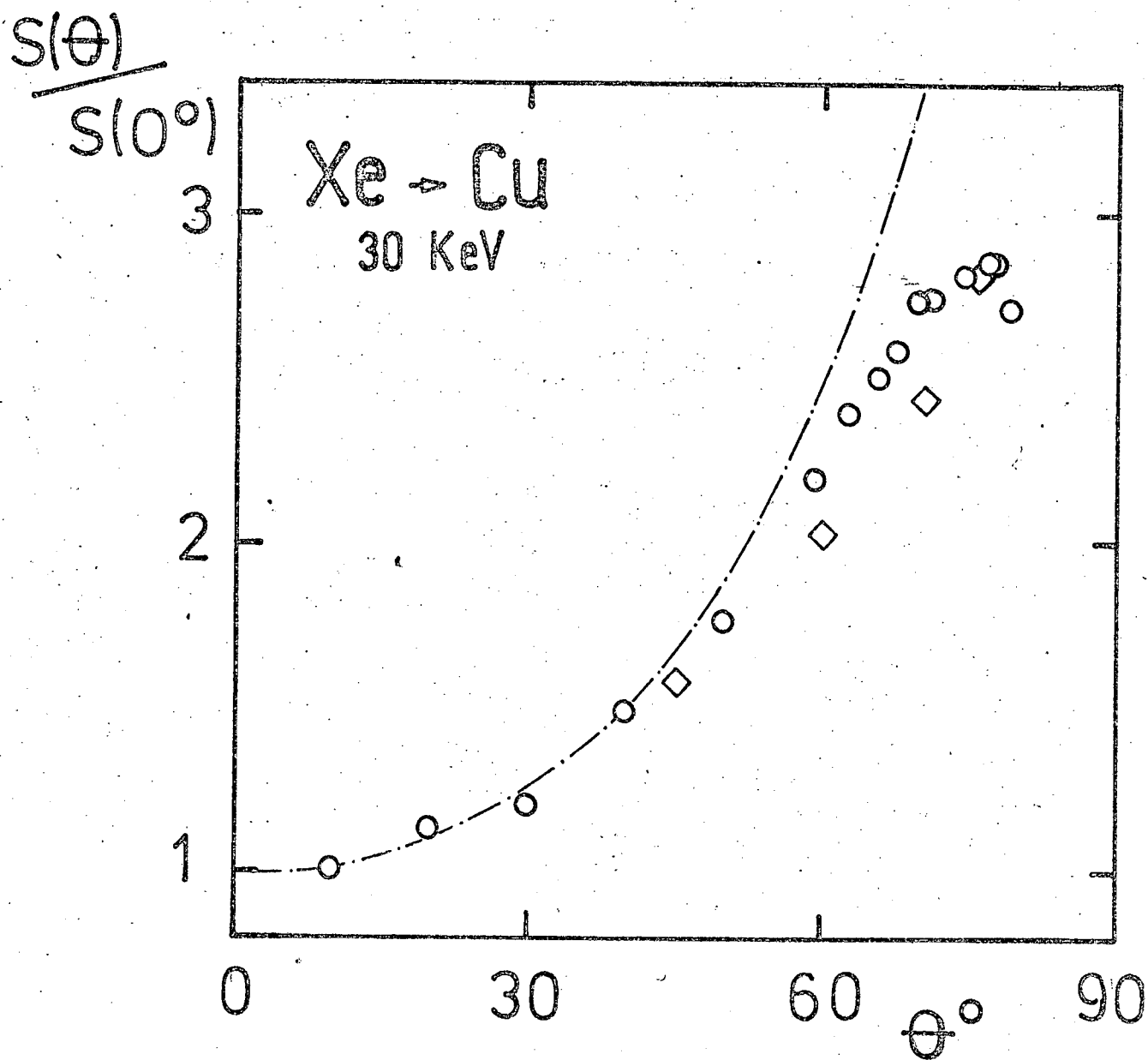


Figura 23 - Coeficiente de pulverización catódica versus ángulo de incidencia para Xe^+ en Cu a 30 KeV. $\circ$ datos experimentales. — ec. I-23. $\diamond$ Che 65.

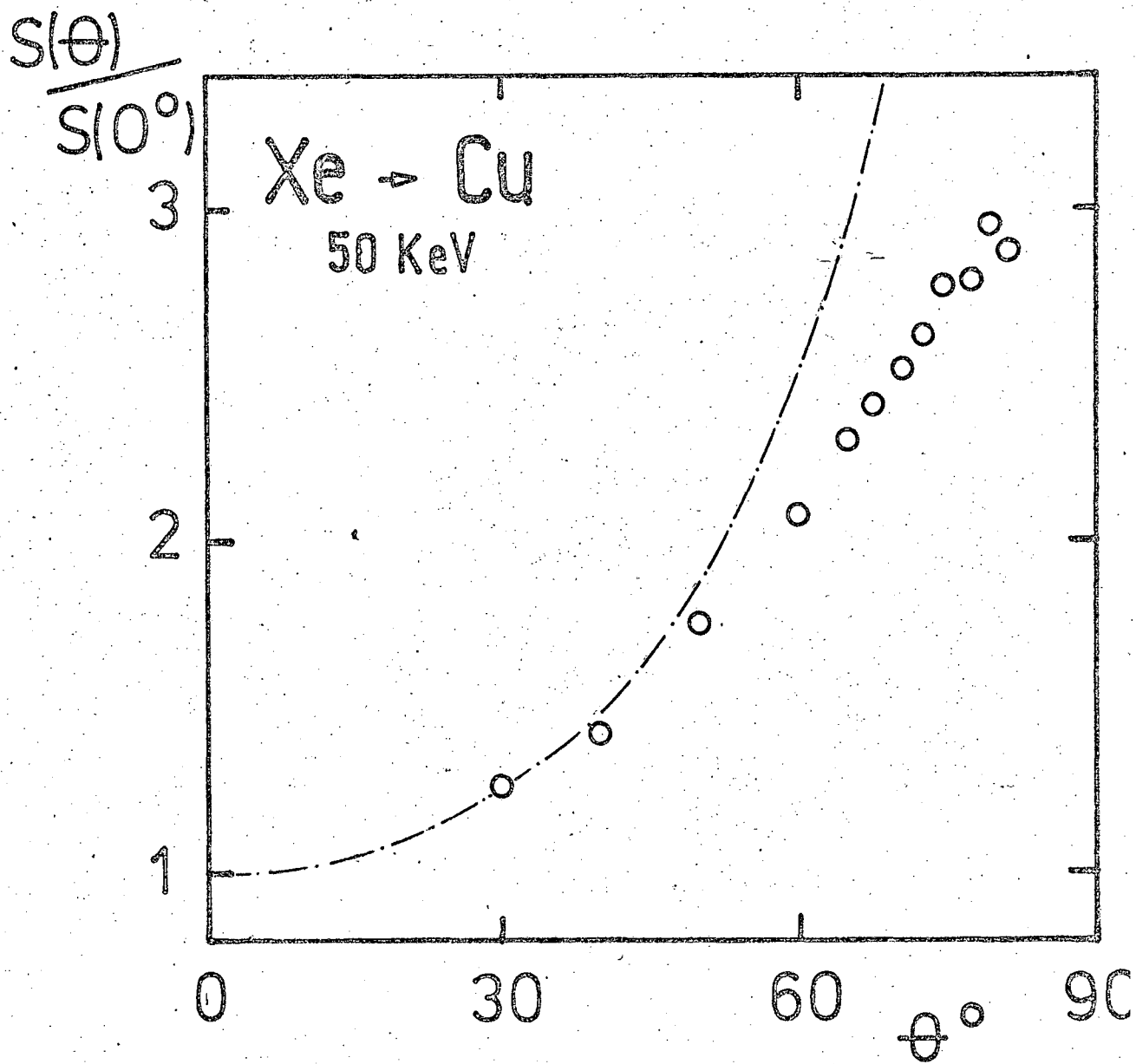


Figura 24 - Coeficiente de pulverización catódica versus ángulo de incidencia para Xe^+ en Cu a 50 KeV. $\circ$ datos experimentales. — ec. I-23.

CUADRO N°1

Par	Ep (KeV)	S(0°)	f	θ	S(θ')/S(0°)
He-Au	10	0,17	$2,1 \pm 0,3$	75°	3,5
Ne-Au	6	3,2	$1,4 \pm 0,1$	69°	1,7
	14	3,3	$2,0 \pm 0,2$	76°	2,2
Ar-Au	3	5,2	$1,0 \pm 0,1$	64°	1,4
	6	7,2	$1,3 \pm 0,1$	67°	1,5
	10	8,2	$1,5 \pm 0,1$	70°	1,7
	30	10,1	$1,5 \pm 0,1$	78°	3,1
Xe-Au	10	17,1	$1,4 \pm 0,2$	65°	1,5
Xe-Cu	5	8,4	$1,3 \pm 0,1$	65°	2,4
	10	10,8	$1,4 \pm 0,1$	69°	2,4
	30	16,0	$1,4 \pm 0,2$	77°	2,9
	50	20,8	$1,5 \pm 0,2$	80°	3,0

CUADRO N°2

Par	Ep (KeV)	f	
		medido	calculado
He-Au	10	$2,1 \pm 0,3$	1,12
Ne-Au	6	$1,4 \pm 0,1$	0,93
	14	$2,0 \pm 0,2$	1,02
Ar-Au	3	$1,0 \pm 0,1$	1,42
	6	$1,3 \pm 0,1$	1,46
	10	$1,5 \pm 0,1$	1,50
	30	$1,5 \pm 0,1$	1,56
Xe-Au	10	$1,4 \pm 0,2$	1,76
Xe-Cu	5	$1,3 \pm 0,1$	1,78
	10	$1,4 \pm 0,1$	1,77
	30	$1,4 \pm 0,2$	1,76
	50	$1,5 \pm 0,2$	1,77

CUADRO N°3

Par	Ep (KeV)	θ
H-Ni	1	$12 \pm 1,5$
	4	6 ± 1
H-Mo	2	10 ± 1
	4	7 ± 1
D-Ni	1	$12 \pm 1,5$
He-Ni	4	10 ± 1
He-Mo	4	10 ± 1

IV-DEPENDENCIA CON LA ENERGIA

IV-1. Resultados experimentales

Se midió la dependencia de S con E_p para Ne^+ , Ar^+ y Xe^+ , utilizando Au como blanco, y para Xe^+ sobre Cu. Los resultados de las mediciones se presentan en las figuras 26 a 29.

IV-2. Discusión de los resultados

Vimos en I-2 que las teorías analizadas predicen que la dependencia de S con la energía del proyectil incidente E_p , está dada básicamente por la dependencia del frenamiento nuclear S_n con E_p para el intervalo de energías en que se midió, y despreciando la pérdida de energía por frenamiento electrónico.

Hemos calculado $S(E)$ utilizando la ec. I-18, en la cual hemos tomado en cuenta la variación de α con la energía mediante las tabulaciones publicadas por Winterbon (Win 75), y hemos graficado la predicción de la teoría junto con los resultados experimentales, a efectos de comparar con los mismos.

Los resultados experimentales obtenidos por otros autores, que se detallan en cada caso, son también graficados en las figuras 26 a 29.

En la figura 26, hemos graficado $S(E)$ (Ne-Au). Observamos buen acuerdo con los resultados de otros experimentadores, y que la teoría predice adecuadamente la dependencia de S con E_p , aunque en valor absoluto sobrestima S . Sin embargo, el error en valor absoluto está dentro de lo esperado para la teoría (Sig 69).

En la figura 27, hemos graficado $S(E)$ (Ar-Au). Se observa en general concordancia con otros resultados experimentales, exceptuando los de Eernisse (Eer 76) y Patterson y Tomlin (Pat 61), que dan valores de S menores que las otras mediciones. Dada la coherencia existente entre el resto de las mediciones experimentales, la discrepancia se atribuye a errores experimentales en las mediciones citadas. Los valores de S previstos por la teoría, coinciden con los resultados experimentales, tanto en valor absoluto como la dependencia con E_p .

En la figura 28, hemos graficado $S(E)$ (Xe-Au). Observamos un buen acuerdo entre nuestras mediciones y otros valores extraídos de la literatura. $S(E)$ teórico ajusta al medido a bajas energías, (~ 1 KeV),

y dentro del intervalo de E_p medidas, subestiman S en mayor proporción a medida que E_p crece.

Algo similar sucede para Xe^+ en Cu (fig.29), donde tenemos una coincidencia razonable con los valores medidos por otros autores para todas las E_p medidas, pero las predicciones teóricas son sistemáticamente menores que las mediciones.

La dependencia de la magnitud de la divergencia entre los valores teóricos y experimentales con la densidad de energía depositada F , fué demostrada por Andersen y Bay (And 74), quienes mediante la utilización de proyectiles moleculares incrementaron la energía total depositada sin variar el volumen de la cascada de colisiones.

En nuestro caso, hemos utilizado el método del bombardeo con moléculas para verificar la dependencia con E_p de esta divergencia entre los valores teóricos y experimentales de S . Se emplearon iones moleculares de Ar y Xe, sobre blancos de Au y Cu. La información es presentada en los gráficos correspondientes a los proyectiles atómicos (figs.27, 28, y 29), para lo cual se calculó el S correspondiente a cada uno de los átomos que integran el proyectil, y se graficó a la correspondiente energía por átomo incidente.

No han sido publicados otros valores de S para Ar_2 ó Xe_2 con los cuales se puedan comparar los resultados obtenidos, pero existen las mediciones efectuadas por Andersen y Bay (And 74), quienes midieron S para Te y Te_2 utilizando Au como blanco, como así también mediciones con Sb y Sb_2 sobre Au realizadas por Thompson y Johar (Tho 79). Dado que el blanco es el mismo, y los proyectiles son de masas parecidas, se compararán los resultados obtenidos con Xe y Xe_2 con las mediciones citadas. Para evitar problemas de normalización en los valores de S , se comparará la relación entre los S por átomo para el proyectil molecular y atómico en cada caso, y como se analiza la dependencia con la energía de algo que depende de la energía depositada, se comparará la relación citada en función de la energía reducida (ec. I-20) que corresponda en cada caso al proyectil empleado.

En la figura 30 hemos graficado estos valores, como así también los correspondientes a Ar- Ar_2 en Au y Xe- Xe_2 en Cu. Se observa una definida dependencia con la energía y con la relación de masas entre el proyectil y el blanco del incremento en S causado por el incremento en F .

Diversos autores, entre otros Sigmund (Sig 74a), atribuyen este efecto al que al incrementarse F , se excedían los límites de la teoría lineal de transporte, en la cual se supone que el medio está débilmente perturbado. Sigmund presentó un modelo (Sig 74b) con el cual determina un intervalo de energías E_p , dentro del cual los efectos no lineales (ENL, denominados así por aparecer al excederse la validez de la teoría lineal) afectarían en forma apreciable a S . No determina el modelo la magnitud de la contribución de los ENL a S .

En este modelo, F se supone descripta por una doble gaussiana, como en I-3, y para tener en cuenta la diferencia entre la distribución promedio y la debida a un proyectil individual, se afecta a las dispersiones por un factor que en general es del orden de $1/2$. Al valor máximo de F , dividido por la densidad atómica del blanco, se lo denomina θ_0 . Por otra parte, se considera que una vez establecida la distribución de F , la energía contenida en el volumen de la cascada de colisiones (E_p), se disipa al resto del cuerpo del blanco según un modelo térmico, que permite definir una constante de tiempo τ para el decaimiento inicial de θ_0 . Como criterios para la existencia de ENL, (que significa que AR de baja energía interactúen entre sí), Sigmund impone que θ_0 sea mayor que U_0 (energía de sublimación), y que τ sea mayor que el tiempo de frenamiento del proyectil, τ_0 , y el de los AR de alta energía, τ_1 . Dado que con E_p creciente, τ crece y θ_0 disminuye, en el caso que ambos criterios se cumplan simultáneamente, queda definido un intervalo de E_p para la contribución de los ENL a S .

Podemos hacer la extensión al caso molecular asumiendo que como límite superior, θ_0 se duplica (100% de superposición de las cascadas), a lo que corresponde, de acuerdo con la ecuación de conducción de calor, un incremento en τ en un factor $2^{1/2}$ (las otras magnitudes no se alteran por la transición del caso atómico al proyectil diatómico). En las figuras 31 y 32 presentamos los resultados de este modelo para Ar y Xe, con Au como blanco.

En ambos casos, se observa que los ENL exceden los límites en E_p previstos, lo cual se atribuye a limitaciones en el modelo utilizado para predecirlos. Entre ellas, podemos citar:

- 1) Se caracteriza a la energía de los AR de baja energía, por un valor que corresponde al máximo de F , que por hipótesis ocurre a una profundidad que es del orden del rango proyec

tado, y por lo tanto mayor que la profundidad de origen de los átomos arrancados.

- 2) Se adopta una barrera de potencial de superficie que es sólo función del material del blanco. Distintas mediciones, tales como las efectuadas por Thompson y Johar (Tho 79), y Ahmad et al (Ahm 79) entre otras, sugieren que la barrera de superficie es afectada por el proyectil y por la energía con que incide.

Lo hecho por Thompson y Johar, fué sistematizar datos experimentales para el bombardeo de Ag por distintos proyectiles, tanto atómicos como moleculares, encontrando una relación entre S_n y una U_{ef} definida por:

$$U_{ef} = U_0 \frac{S_c}{S_m}$$

El valor de S_c es el que corresponde a S de acuerdo con la teoría lineal (ec. I-18), en tanto que S_m es el S medido experimentalmente. Para los proyectiles n-atómicos, asumen que el frenamiento nuclear correspondiente es n-veces el correspondiente al caso atómico.

La relación por ellos encontrada, se puede expresar como $U_{ef} = U_0$ para $S_n < 100 \text{ eV } \text{\AA}^{-1}$, y para $S_n > 500 \text{ eV } \text{\AA}^{-1}$, $U_{ef} \propto S_n^{-2,24}$.

Hemos representado en forma similar datos para Au y Cu como blancos, graficando S_c/S_m en función de S_n . Encontramos que los valores representados se agrupan en una zona que representa una dependencia exponencial con S_n , (figs. 33 y 34), presentándose una bifurcación en la dependencia, en la cual en la rama superior se agrupan los valores correspondientes a E_p mayores que la correspondiente al máximo en S_n , en tanto que en la inferior, que sigue la misma dependencia que la anterior a la bifurcación, se agrupan los valores correspondientes a mediciones con proyectiles poliatómicos. La diferencia entre ambas ramas se atribuye a la distinta extensión de la cascada de colisiones que, para igual S_n , tienen los proyectiles monoatómicos y los poliatómicos.

Se aprecia que una relación empírica del tipo de la hallada, permite no solo determinar la existencia de ENL, sino también es

timar su posible contribución a S.

IV-3. Simulación numérica

Utilizando el mismo programa de cálculo que para la dependencia angular, se estudió la dependencia con la energía del proyectil, presentándose los resultados en las figuras 26 a 28.

Se encontró que los resultados de la simulación numérica coinciden en valor absoluto con los S medidos en el límite inferior de E_p utilizadas, pero para E_p mayores, las predicciones caen por debajo de los resultados experimentales, siendo mayor la diferencia a medida que el proyectil se hace más pesado respecto al blanco. Esto se atribuye a que el cálculo está basado en la teoría lineal de colisiones, es decir en cada colisión que simula el átomo blanco está en reposo, con lo cual no predice los ENL.

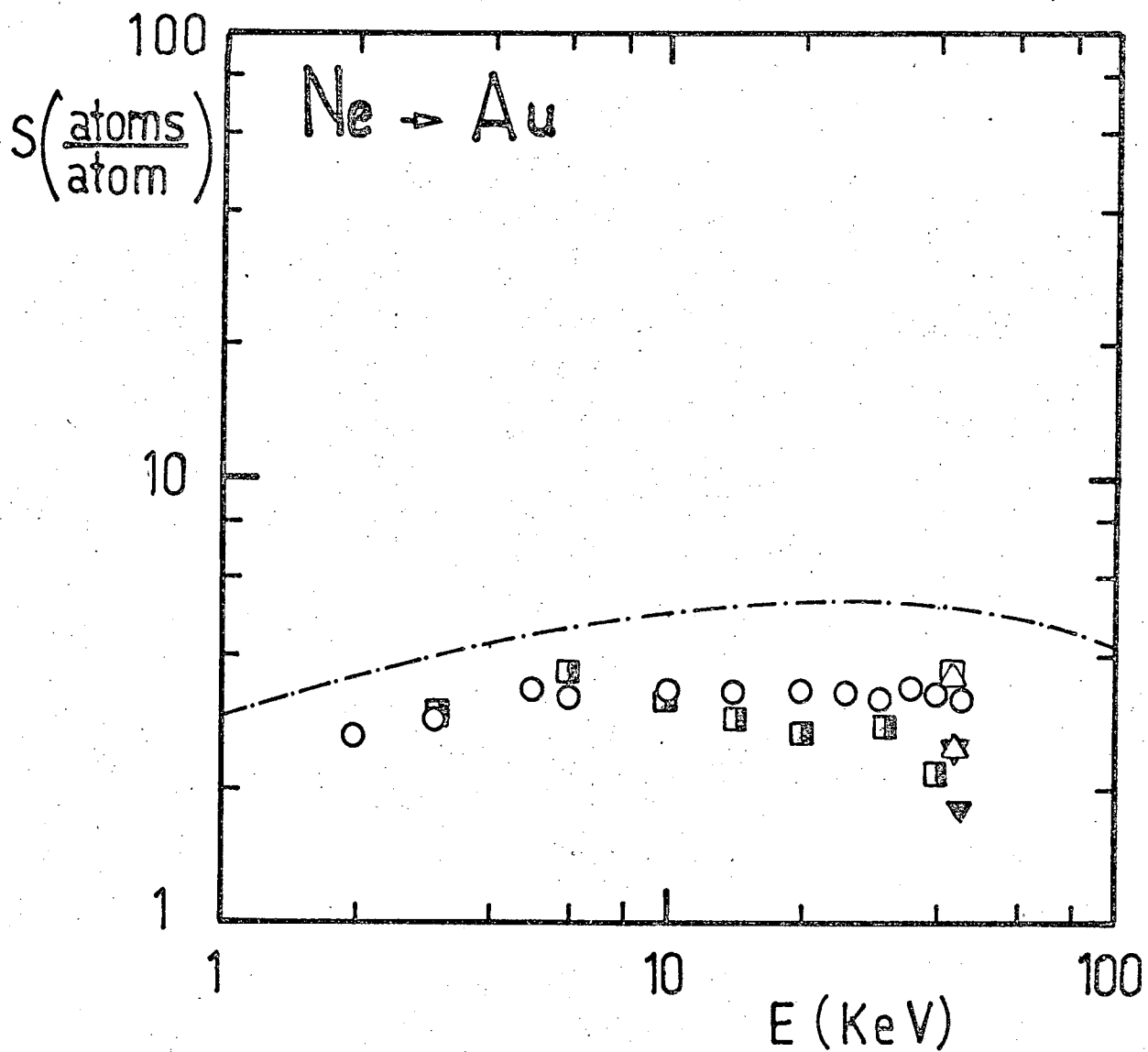


Figura 26 - S versus E_p para Ne incidente sobre Au. O nuestras mediciones, □ Alm 61, △ And 75a, ▼ Eer 76, ▣ Monte Carlo, — · — teoría de Sigmund.

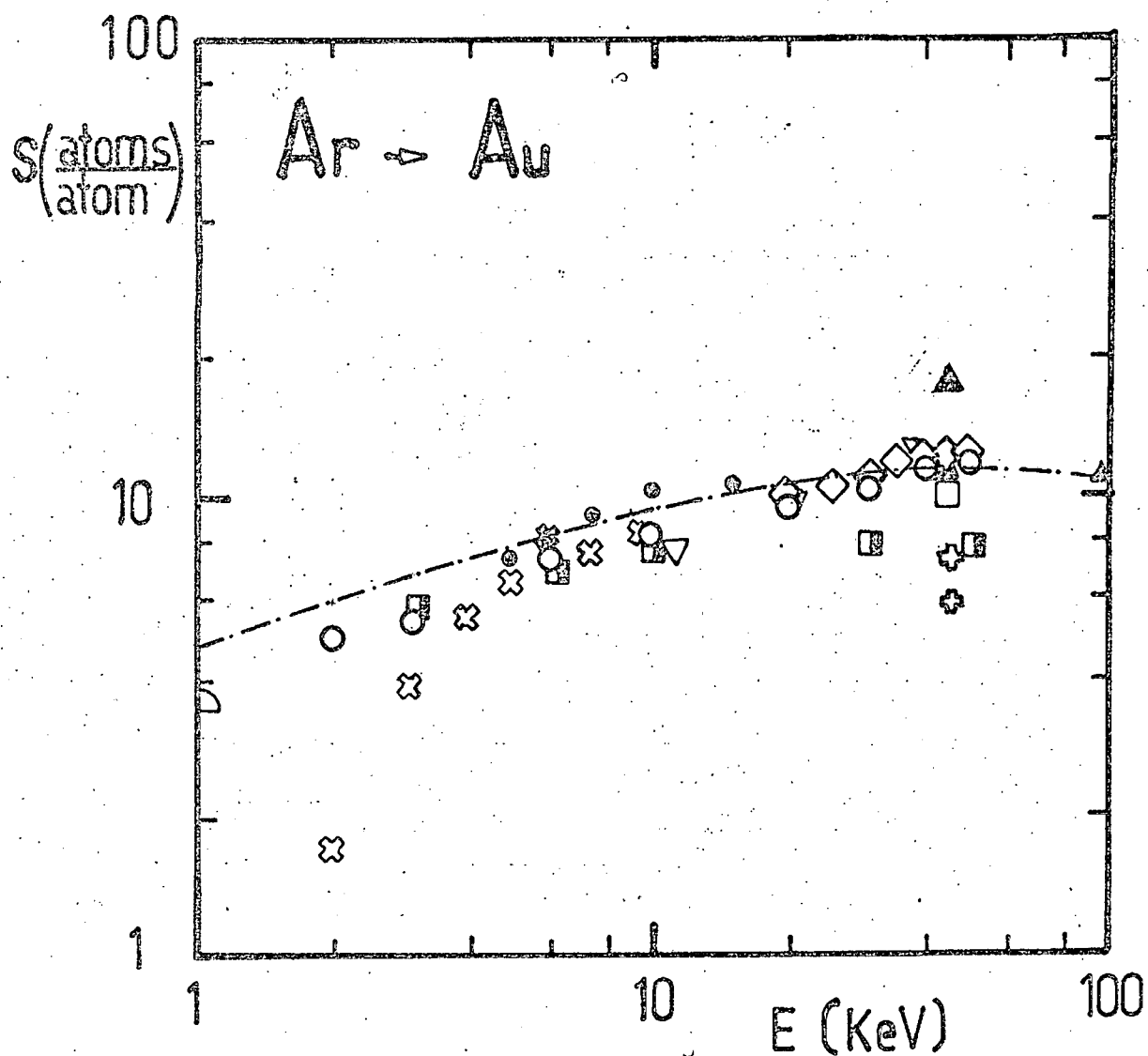


Figura 27 - S versus E_p para Ar incidente sobre Au. $\circ$ nuestras mediciones, $\square$ Alm 61, $\triangle$ And 75a, ∇ Coll 77, $\oplus$ Eer 76, $\diamond$ Nen 72, $\otimes$ Pat 61, $\blacksquare$ Monte Carlo, - - - - teoría de Sigmund. $\bullet$ nuestras mediciones, Ar_2 .

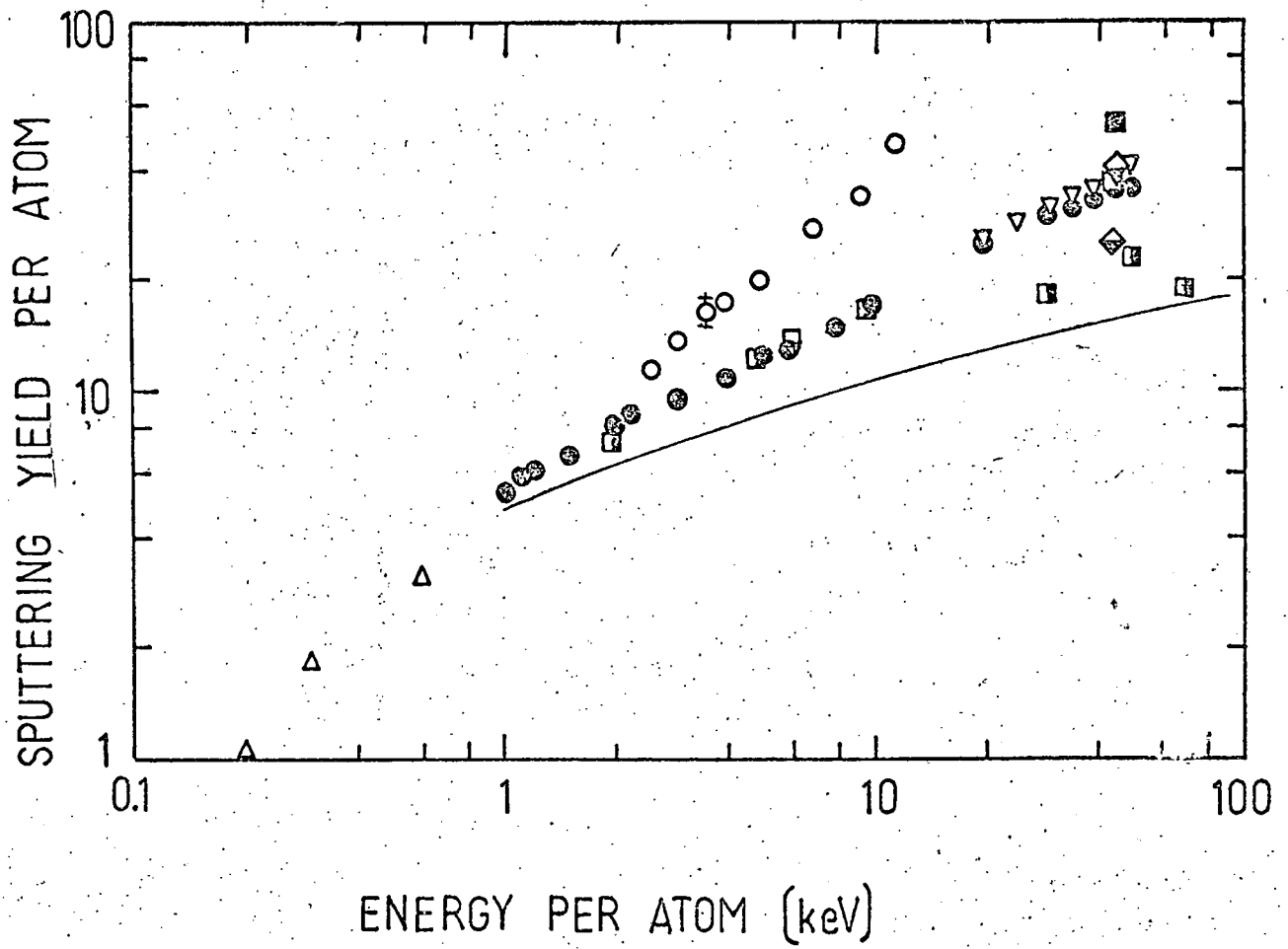


Figura 28 - S versus E_p para Xe incidente sobre Au. ● nuestras mediciones, ▼ Alm 61, □, ■ And 75a, ◆ Eer 76, ▽ Nen 72, △ Ros 62, ◻ Szy 77, ■ Monte Carlo, — teoría de Sigmund, ○ nuestras mediciones Xe_2 .

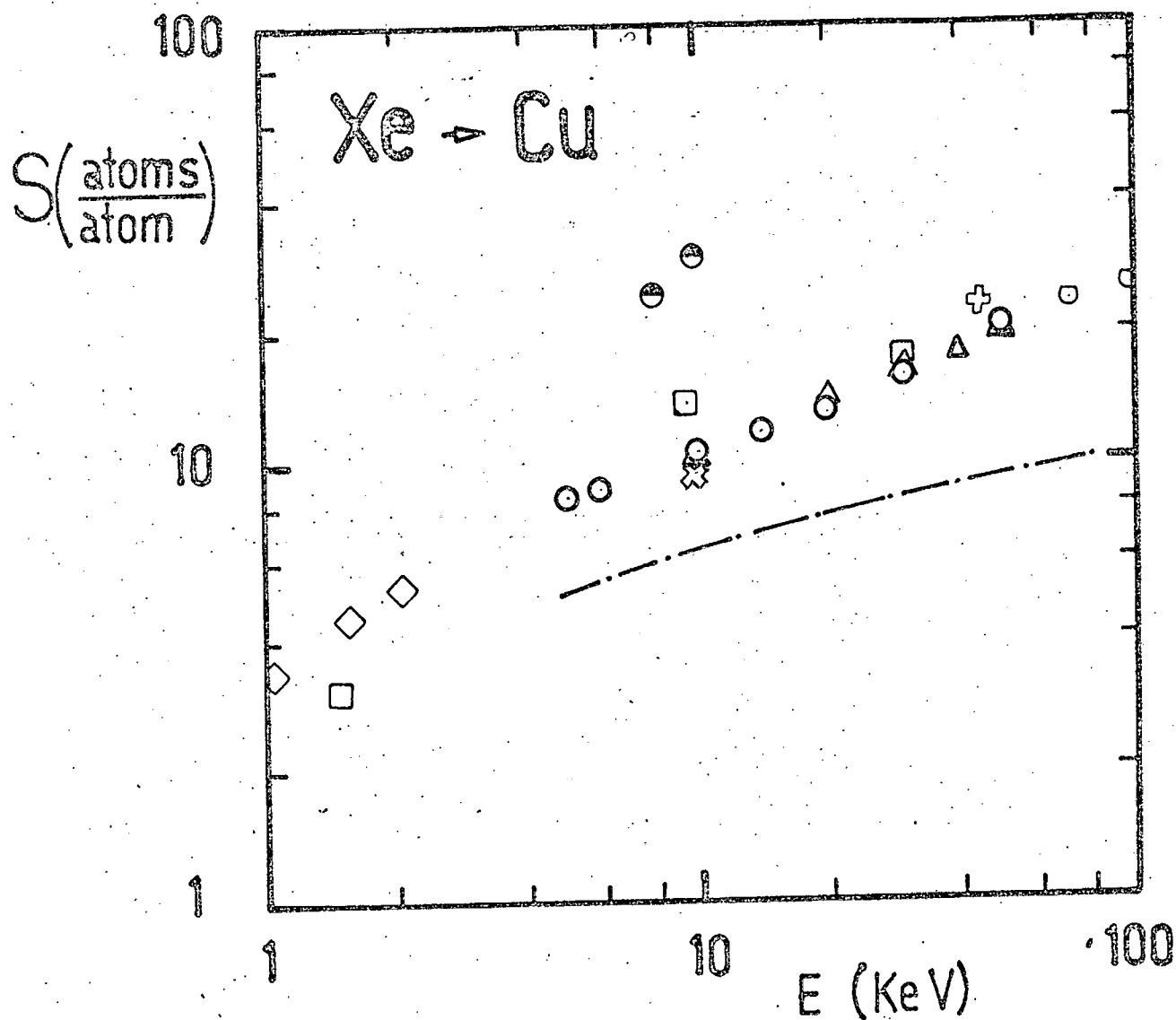


Figura 29 - S versus E_p para Xe incidente sobre Cu. $\circ$ nuestras mediciones, Δ Alm 61, $\square$ Che 65, $\circ$ Dup 66, $\square$ Gus 60, $+$ Nel 65, $\diamond$ Oes 73, $\times$ Win 76, $\boxtimes$ Monte Carlo, --- teoría de Sigmund, $\odot$ nuestras mediciones, Xe_2 .

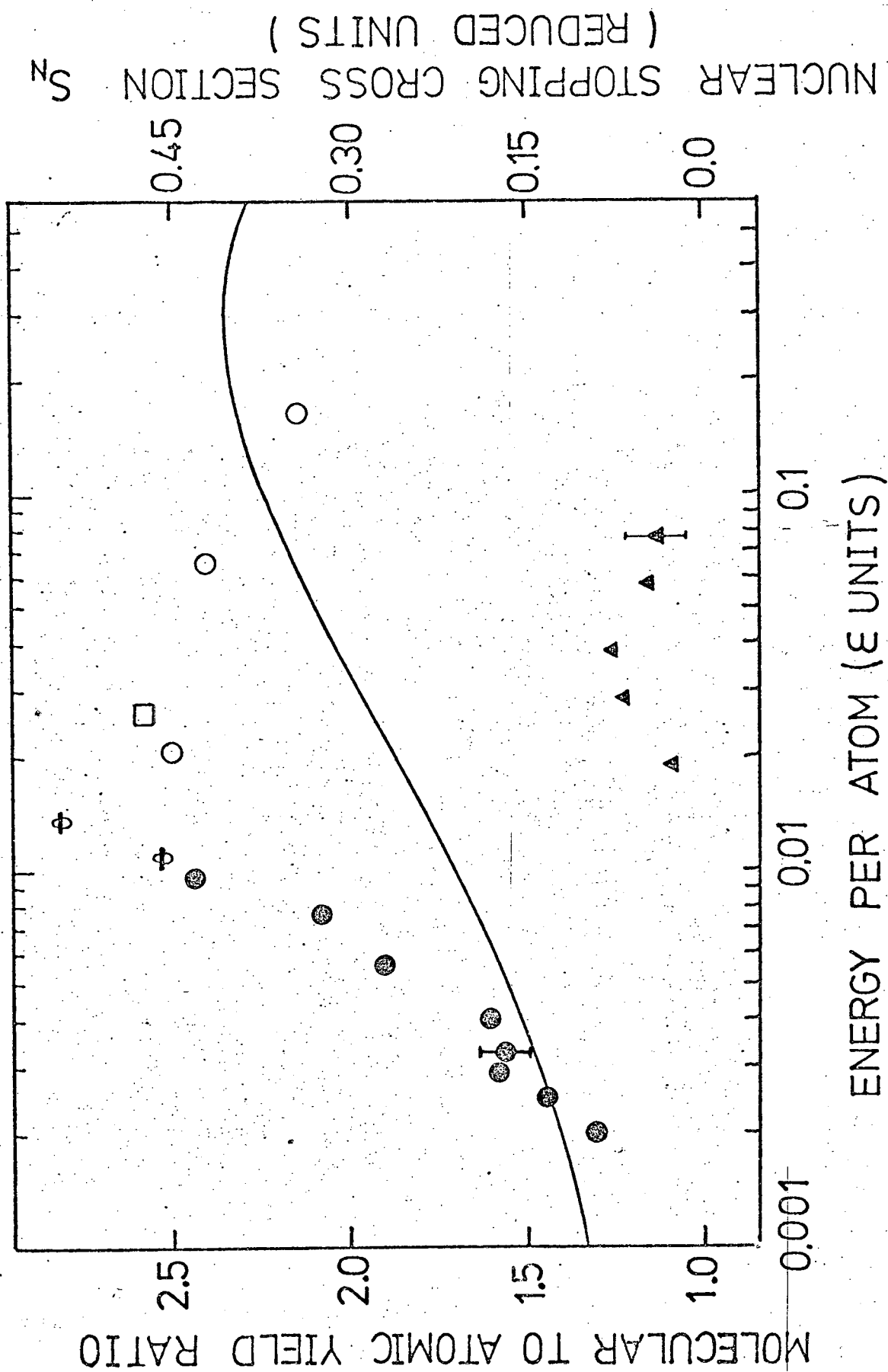


Figura 30 - Relación entre los S moleculares y atómicos en función de la energía reducida.

● Xe en Au, este experimento, ▲ Ar en Au, este experimento, ◊ Xe en Cu, este experimento, ○ Te en Au, And 74, ◻ Sb en Au, Tho 79.

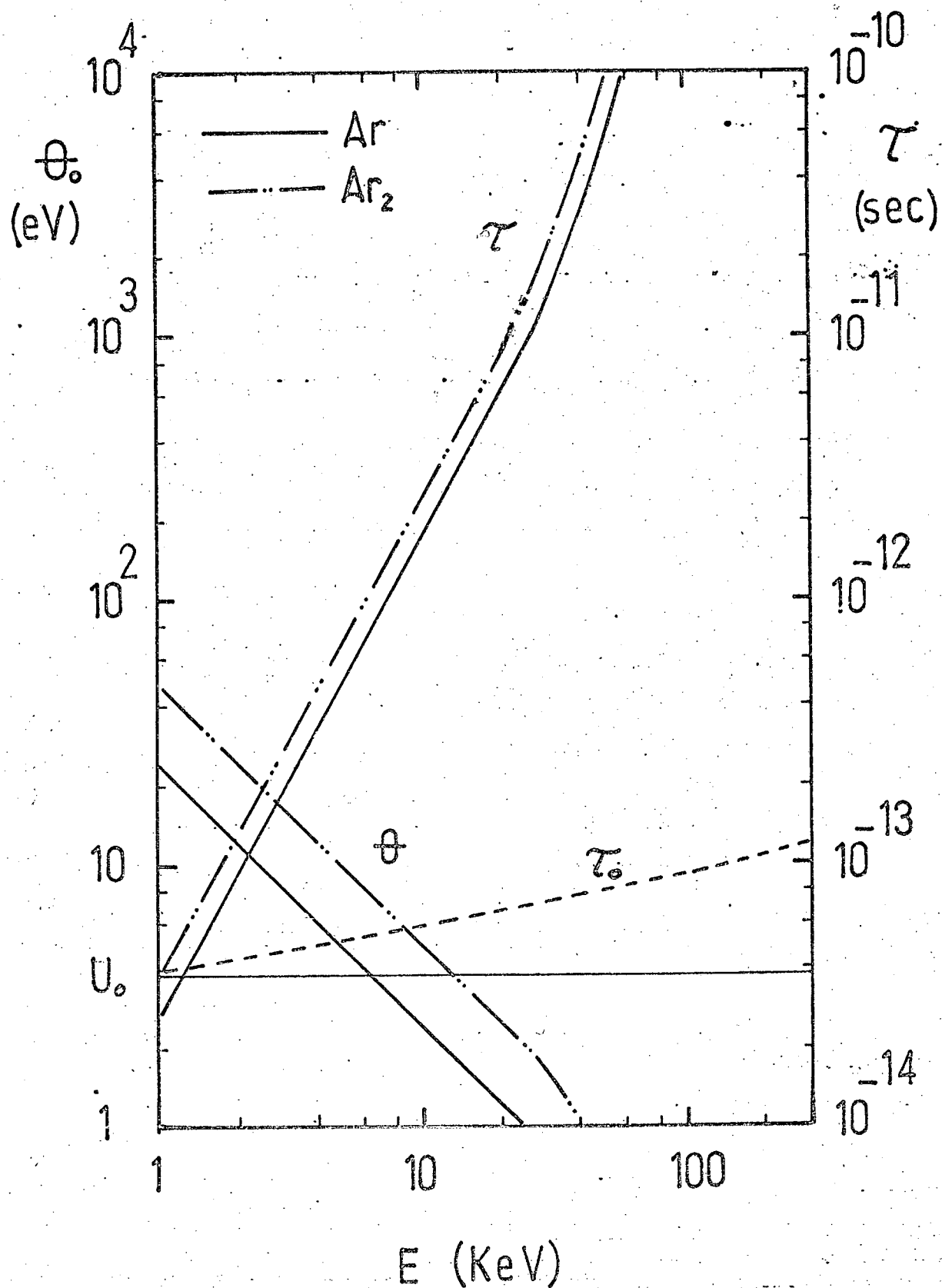


Figura 31 - Densidad de energía y constante de tiempo para la zona sobrecalentada vs. E_p para Ar y Ar_2 en Au. t_0 es el tiempo de frenamiento del proyectil y U_0 es la energía de sublimación.

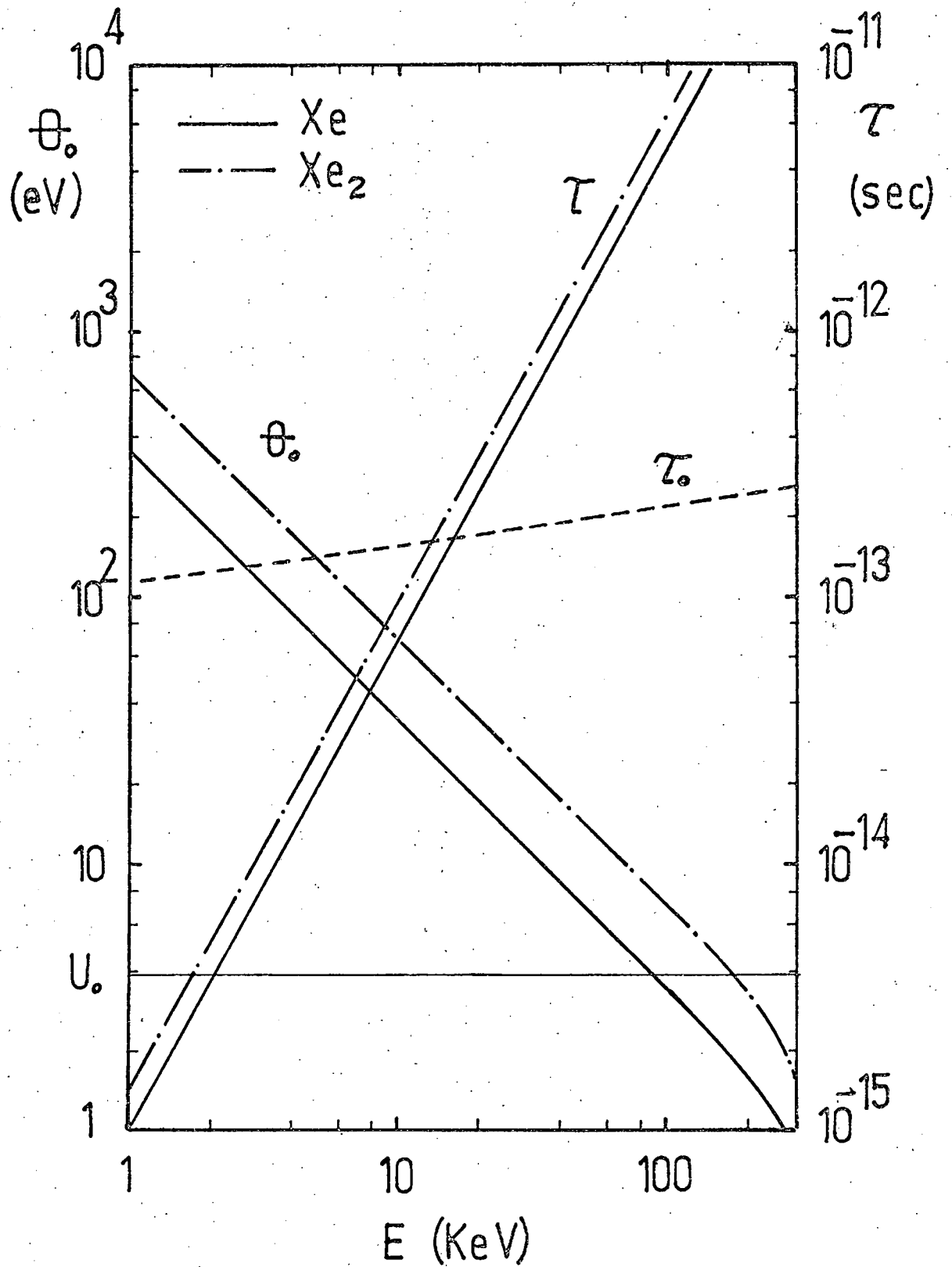


Figura 32 - Densidad de energía y constante de tiempo para la zona sobrecalentada vs. E_p para Xe y Xe_2 en Au. τ_0 es el tiempo de frenamiento del proyectil y U_0 es la energía de sublimación.

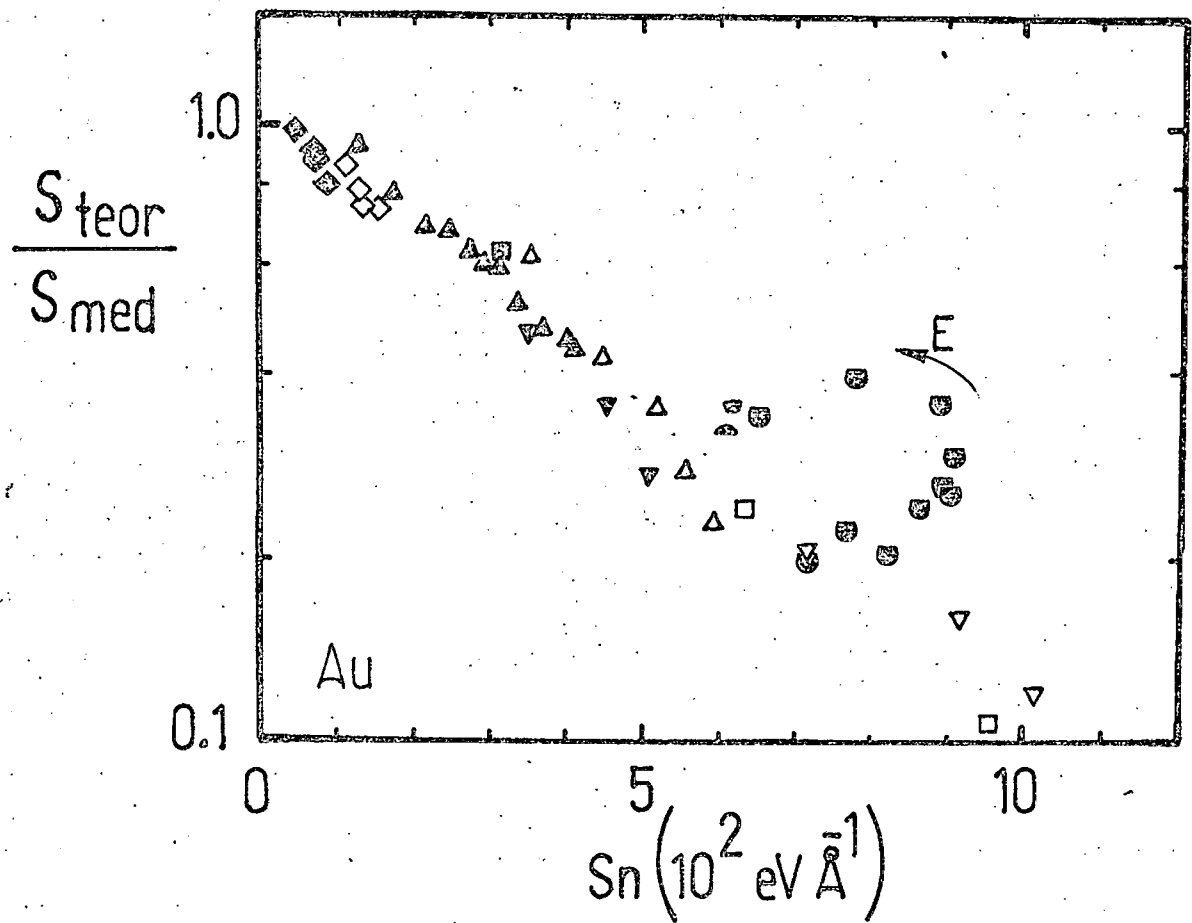


Figura 33 - Relación entre S calculado y S medido vs. frenamiento nuclear, para Au como blanco. $\blacklozenge$ Ar y $\diamond$ Ar₂, $\blacktriangle$ Xe y $\triangle$ Xe₂, este trabajo; $\bullet$ Alm 61; ∇ And 75 b; $\odot$ Bay 76; $\square$ Tho 79.

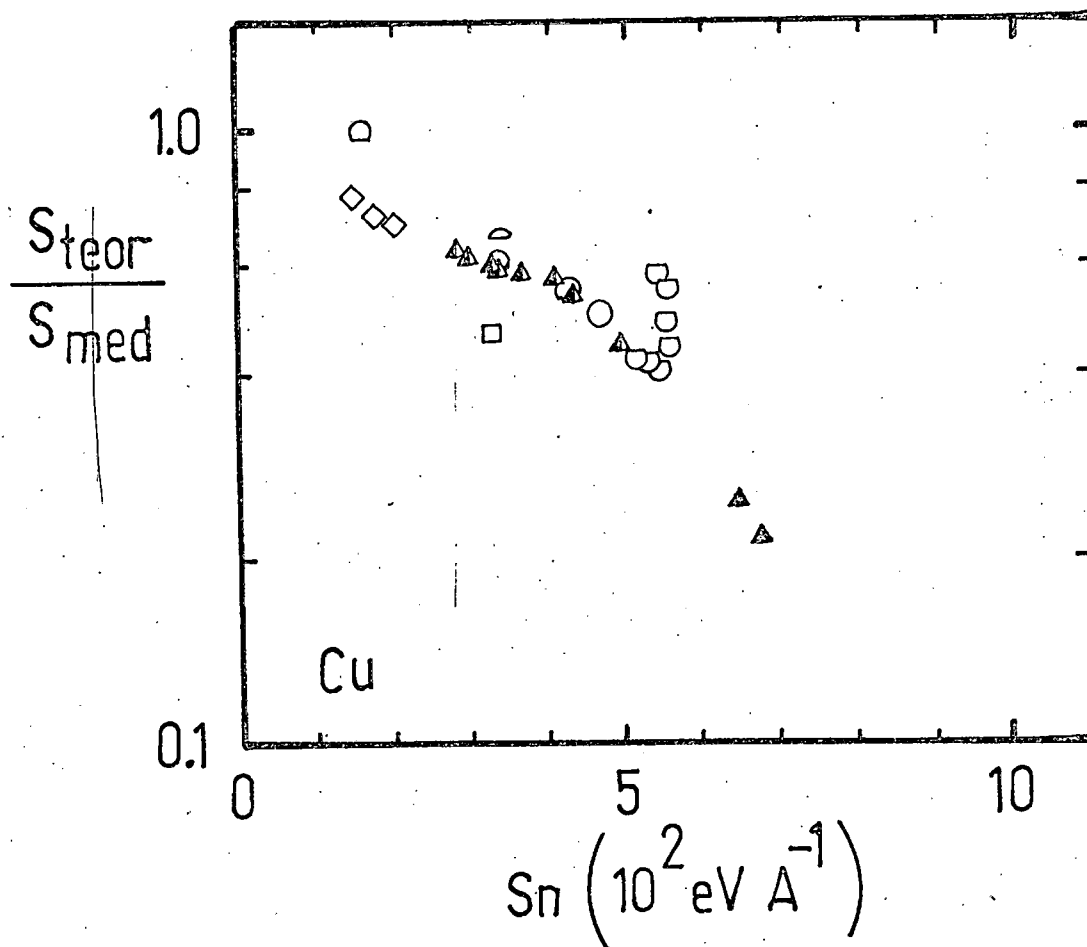


Figura 34 - Relación entre S calculado y S medido vs. frenamiento nuclear, para Cu como blanco. Δ Xe y $\blacktriangle$ Xe₂ este trabajo, $\bigcirc$ Alm 61; Che 65; $\square$ Dup 66; $\bigcirc$ Gus 60; $\diamond$ Oes 73; $\triangle$ Win 76.

REFERENCIAS

- Abr 69 - A.A.Abrahmson, Phys.Rev. 178, 76 (1969)
- Ahm 79 - S.Ahmad, B.W.Farmery y M.W.Thompson, Nucl. Instr. Meth. en prensa.
- Alm 61 - O.Almen y G.Bruce, Nucl. Instr. Meth. 11, 257 y 279, (1961)
- And 72 - H.H.Andersen y H.L.Bay, Rad. Effects 13, 67 (1972)
- And 73 - H.H.Andersen y H.L.Bay, Rad. Effects 19, 257 (1973)
- And 74a- H.H.Andersen en Physics of Ionized Gases, 1974, editor V. Vujnović, Zagreb, Yugoelavla, pp 361.
- And 74b- H.H.Andersen y H.L.Bay, J. Appl. Phys. 45, 953 (1974)
- And 75a- H.H.Andersen y H.L.Bay, J. Appl. Phys. 46, 1919 (1975)
- And 75b- H.H.Andersen y H.L.Bay, J. Appl. Phys. 46, 2416 (1975)
- Auc 76 - O.Auciello, R.A.Baragiola, E.R.Salvatelli y J.L.Spino en Ion Implantation in Semiconductors 1976 (Plenum 1977) pp231.
- Bar 79a- R.A.Baragiola, E.V.Alonso, J.Ferrón y A.Oliva Florio, Surf. Sci. 90, 240 (1979)
- Bar 79b- R.A.Baragiola, E.V.Alonso y A.Oliva Florio, Phys.Rev. 19, 121 (1979)
- Bay 76 - H.L.Bay y H.H.Andersen, Nucl. Instr. Meth. 132, 301 (1976)
- Bay 79 - H.L.Bay y J.Bohdansky, Appl. Phys. 19, 421 (1979)
- Bet 70 - G.Betz, R.Dobrozensky y F.P.Viehboeck, Niederl. Tijdschr. Vakuum. 8, 203 (1970)
- Bie 79 - J.P.Biersack y L.G.Haggmark, Nucl. Instr. Meth. a ser publicado.
- Bla 79 - P.Blanck y K.Wittmaack, J. Appl. Phys. 50, 1519 (1979)
- Bra 67 - W.Brandt y R.Laubert, Nucl. Instr. Meth. 47, 201 (1967)
- Brm 64 - C.M.Braams, Nucl. Instr. Meth. 26, 83 (1964)
- Cha 77 - L.T.Chadderton, Rad. Effects 33, 129 (1977)
- Che 65 - K.B.Chenney y E.T.Pitkin, J. Appl. Phys. 36, 3542 (1965)
- Col 77 - J.S.Colligon y M.H.Patel, Rad. Effects 32, 193 (1977)
- Coo 62 - C.J.Cook, O.Heinz, D.C.Lorents y J.B.Petterson, Rev.Sci.Instr. 33, 649 (1962)
- Dup 66 - G.Dupp y A.Scharmann, Z. Physik 192, 284 (1966)
- Eer 74 - E.P.Eernisse, J. Vac. Sci. Technol. 11, 488 (1974)
- Eer 76 - E.P.Eernisse, Appl. Phys. Lett. 29, 14 (1976)
- Evd 68 - I.N.Evdokimov y V.A.Molchanov, Sov. Phys. Tech. Phys. 9, 1601 (1965)

- Eub 54 - H.P.Eubank, B.A.Peck y R.Trueell, Rev.Sci.Instr. 25, 989 (1954)
- Far 76 - W.Farber, G.Betz y P.Braum, Nucl.Instr.Meth. 132, 351 (1976)
- Fir 58 - O.B.Firsov, Sov.Phys. JETP 6, 534 (1958)
- For 66 - E.Formann y F.P.Viehbock; Nucl.Instr.Meth. 42, 331 (1966)
- Gho 79 - D.Ghose, Jpn.J.Appl.Phys. 18, 1847 (1979)
- Gus 60 - M.I.Guseva, Sov.Phys.Sol.State 1, 1410 (1960)
- Hue 69 - E.Hueller y G.White, Rev.Sci.Instr. 32, 133 (1969)
- Jac 73 - D.P.Jackson, Rad.Effects 18, 1 (1973)
- Jak 78 - M.Jakas y A.Oliva Florio, Reunión Nac.Fís. 1978, com.D3
- Kra 76 - H.Krautle, Nucl.Instr.Meth. 134, 167 (1976)
- Lin 63 - J.Lindhard, Matt.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk. 33, N°14 (1963)
- Lin 68 - J.Lindhard, Matt.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk. 36, N°10 (1968)
- Mol 61 - V.A.Molachanov y V.G.Telkovskii, Sov.Phys.Doklady 6, 137 (1961)
- Nel 65 - R.S.Nelson, Philos.Mag. 11, 291 (1965)
- Nen 72 - T.M.Nenadović, Z.B.Fotirić y T.S.Dimitrijević, Surf.Sci. 33, 607 (1972)
- Oes 73 - H.Oeschner, Z.Physik 261, 37 (1973)
- Oes 75 - H.Oeschner, Appl.Phys. 8, 185 (1975)
- Pat 61 - H.Patterson y D.H.Tomlin, Comm.Roy.Soc. (London) 265A, 474 (1961)
- Pul 76 - H.Pulker y E.Benes, Thin Sol.Films 36, 27 (1976)
- Rod 75 - K.Rodelsperger, W.Kruger y A.Scharmann, Z.Physik A, 272, 27 (1975)
- Ros 62 - D.Rosenberg y D.K.Weher, J.Appl.Phys. 33, 1842 (1962)
- Sch 76 - F.Schulz, K.Wittmaack y J.Maul, Rad.Effects 18, 221 (1973)
- Sig 69 - P.Sigmund, Phys.Rev. 184, 383 (1969)
- Sig 74a- P.Sigmund, 3rd Nat.Conf.on Atomic Coll., Kiev, 1974.
- Sig 74b- P.Sigmund, Appl.Phys.Lett. 25, 169 (1974)
- Ste 69 - A.Stewart y M.W.Thompson, J.Mater.Sci. 4, 56 (1969)
- Szy 77 - M.Szymónski y A.E.de Vries, Phys.Lett. 63A, 359 (1977)
- Tho 68 - M.W.Thompson, Philos.Mag. 18, 377 (1968)
- Tho 79 - D.A.Thomson y S.S.Johar, Appl.Phys.Lett. 34, 342 (1979)
- Tso 73 - I.S.Tsong y D.J.Barber, J.Mater.Sci. 8, 123 (1973)
- War 69 - A.W.Warner en "Ultramicroweight Determination in Controlled Enviroments", S.P.Wolski y E.J.Zdanuk, eds., Interscience Publ. N.York, pp137.
- Win 75 - K.B.Winterbon, Ion Implantation Range and Damage Distribution Plenum Press, N.York, 1975.
- Win 76 - H.Winter, en "Radiation Effects on Solid Surfaces", Plenum

Press, N.York, 1976, pp1.

Wit 76 - M.J.Witcomb, Rad.Effects 27, 223 (1976)

Zie 77 - J.F.Ziegler, "The Stopping and Ranges of Ions in Matter",
Pergamon Press, N.York, 1977.