

CALCULO DEL EFECTO DE FUERZAS DEPENDIENTES DE LA VELOCIDAD  
EN LA SECCION PONDERADA DE BREMSSTRAHLUNG,  
UTILIZANDO REGLAS DE SUMA\*

G. Mercado y O. Rojo<sup>†</sup>

Escuela Superior de Física y Matemáticas, I. P. N.

(Recibido: 1º Diciembre 1968)

RESUMEN

*Se discute el efecto de la correlación entre dos nucleones debida a fuerzas dependientes de la velocidad, en la sección ponderada de bremsstrahlung, utilizando regla de suma. Se encuentra que la parte dependiente de la velocidad introduce una variación menor del uno por ciento en los resultados obtenidos cuando la correlación no se toma en consideración.*

ABSTRACT

*The effect of two-body correlations between nucleons due to velocity-*

---

\* Trabajo patrocinado en parte por la C. N. E. N.

† Asesor de la C. N. E. N.

*dependent forces on the bremsstrahlung cross section is discussed using summation calculations. It is found that the velocity-dependent part of the potential introduces a change of less of one per cent in the results obtained by K. Okamoto for the same problem using a static potential.*

## INTRODUCCION

En los cálculos de efecto foto-nuclear, la regla de suma ha sido ampliamente utilizada ya que para ello se necesita solamente un conocimiento de las funciones de onda del estado fundamental y los resultados obtenidos son comparables a los experimentales. En los cálculos a baja energía el modelo de partícula independiente (MPI), como el usado por Levinger y Bethe<sup>1</sup>, da resultados que no discrepan notablemente de los experimentales.

Sin embargo para energías superiores a los 25 MeV, es necesario tomar en consideración las correlaciones de dos cuerpos. Esta correlación puede tomarse en consideración a través de un modelo como el "cuasi deuterón" de Levinger. Okamoto<sup>3</sup> calculó el efecto de éstas correlaciones en la sección integrada  $\sigma_{int}$  y en la sección ponderada de bremsstrahlung  $\sigma_b$ , encontrando que ésta última descendía en un 5%, en tanto que la primera aumentaba en un 10%. En un trabajo posterior Okamoto y Hasegawa<sup>4</sup> calcularon el efecto de correlaciones debidas a fuerzas tensoriales en  $\sigma_{int}$  y  $\sigma_b$  encontrando que si bien  $\sigma_{int}$  volvía a incrementarse, el efecto en  $\sigma_b$  era prácticamente nulo.

Döhnert y Rojo<sup>5</sup> estudiaron el efecto de correlaciones dependientes de la velocidad en  $\sigma_{int}$ , encontrando que ésta aumentaba en un 14% sobre el valor obtenido sin tomar en cuenta estas correcciones, valor que está bastante de acuerdo con los resultados experimentales.

En este trabajo calculamos  $\sigma_b$ , con el mismo tipo de correlaciones de la Ref. (5) encontrando que la variación obtenida no es muy alta.

La correlación entre los nucleones se establecen aquí a través de un potencial central dependiente de la velocidad, como el de Rojo y Simmons<sup>6</sup>, reemplazando la parte estática por un potencial gaussiano equivalente, que satisface la teoría

del alcance efectivo<sup>7</sup>. Estudiamos el efecto de la correlación con teoría de perturbaciones a primer orden.

### CALCULOS

Utilizando la aproximación dipolar eléctrica

$$\sigma_b = \frac{2\pi^2 e^2 \hbar}{Me} \sum_n \frac{f_{0n}}{E_n - E_0} \quad (1)$$

dónde  $f_{0n}$  es la intensidad de oscilador, concepto semiclassical relacionado con la oscilación armónica de los electrones por efecto de una fuerza débil<sup>8</sup>,  $M$  la masa del nucleón y todos los demás signos, los usuales en la literatura.

$f_{0n}$  satisface la regla de suma:

$$\sum_n f_{0n} = -\frac{M}{\hbar^2} \langle 0 | [ [H, Z], Z ] | 0 \rangle \quad (2)$$

Esta suma se modifica según las reglas de conmutación entre  $H$  y  $Z$  dónde  $Z$  es la componente del desplazamiento en la dirección de polarización del fotón. Para el caso de potenciales que contengan una parte que no conmuta con  $Z$ , como es el caso de los dependientes de la velocidad, aparece en esta suma un término adicional sobre los que aparecen en el caso de potenciales estáticos.

El Hamiltoniano utilizado es el mismo que en la Ref. (5)

$$H = \sum \frac{p_i^2}{2M} + \sum_i \frac{p_j^2}{2M} + \sum_{ij} [V_0(1 + x P_{ij}^M)] + \frac{\lambda}{M} [p^2 \omega(r) + \omega(r) p^2] \quad (3)$$

donde la parte estática del potencial, contiene una fracción  $x$  de fuerzas de intercambio de Majorana.

Suponiendo correlaciones entre nucleones, la función de onda del estado fundamental será a primer orden perturbativo.

$$|> = |0> + \sum_{n \neq 0} \frac{\langle 0|V|n\rangle}{E_0 - E_n} \quad (4)$$

donde  $|n>$  representa el estado excitado del núcleo sin correlaciones, esto es

$$|0> = |0_i> |0_j> \quad (5)$$

$$|n> = |n_i> |n_j>$$

( $i$  se refiere al protón;  $j$  al neutrón). Al sustituir en (1) se obtiene después de introducir una carga efectiva  $\frac{N}{A}e$  para el protón y  $-\frac{Z}{A}e$  para el neutrón

$$\sigma_b = 4\pi^2 \frac{e^2}{\hbar c} \left| \sum \left( \frac{N}{A} \sum_i Z_i - \frac{Z}{A} \sum_j Z_j \right)_{0n} \right|^2 \quad (6)$$

la cual se transforma en la siguiente expresión

$$\sigma_b = 4\pi^2 \frac{e^2}{\hbar c} \frac{NZ}{A} \left[ \frac{1}{5} R_0^2 + \frac{2}{A} \left( \frac{N}{Z} + \frac{Z}{N} \right) S_t \sum_{i \neq i'} \langle Z_i Z_{i'} \rangle_{00} \right. \\ \left. - \lambda \frac{NZ}{A} S_t \sum_i \sum_j \langle Z_i Z_j \rangle_{00} \right] \quad (7)$$

$S_t$  es el factor estadístico para el estado de singulete y triplete. El primer término de (7) está calculado en la Ref. (8); el segundo fué calculado por Lvinger y Kent<sup>9</sup> y toma en cuenta las correlaciones introducidas por el principio de Pauli. El tercero  $\sum_{ij} \langle Z_i Z_j \rangle_{00}$  corresponde a las correlaciones dinámicas entre nucleones,

objeto de estos cálculos. Nuestros cálculos diferirán de los de Okamoto en lo que contribuya el cuarto sumando del Hamiltoniano de la ecuación (3). Llamemos a esta variación  $\Delta\sigma_b$

$$\Delta\sigma_b = -\frac{2\pi^2}{137} s_t \Delta \sum_i \sum_j \langle Z_i Z_j \rangle_{00} \quad (8)$$

Suponiendo la independencia de carga de las fuerzas nucleares, las correlaciones dinámicas entre los pares de singulete  $n-p$  se cancelan exactamente con los  $n-n$  y  $p-p$ , quedándonos para el cálculo el triplete  $n-p$ .

Introducimos las variables

$$\mathbf{Z} = \frac{1}{2} (Z_i + Z_j)$$

$$Z_{ij} = Z_j - Z_i$$

con lo que

$$Z_i Z_j = \mathbf{Z}^2 - \frac{1}{4} Z_{ij}^2$$

y a primer orden perturbativo

$$\begin{aligned} \langle Z_i Z_j \rangle_{00} = & \iint \sum \frac{\langle 0 | V_{ij} | n \rangle}{E_0 - E_n} \psi_n \mathbf{Z}^2 \psi_0 d\tau_i d\tau_j - \\ & - \frac{1}{2} \iint \sum \frac{\langle 0 | V_{ij} | n \rangle}{E_0 - E_n} \psi_n Z_{ij}^2 \psi_0 d\tau_i d\tau_j \end{aligned} \quad (9)$$

El primer término se anula por la ortogonalidad de las funciones de onda.

Lo que nos queda entonces para calcular es:

$$\Delta I = \sum_i \sum_j \langle Z_i Z_j \rangle_{00} = -\frac{1}{2} \iint \sum_{n \neq 0} \frac{\langle 0 | V_{ij} | n \rangle}{E_0 - E_n} \psi_n Z_{ij}^2 \psi_0 d\tau_i d\tau_j \quad (10)$$

Como  $(Z_i - Z_j)^2 = Z_{ij}^2$  y no existe dirección privilegiada tendremos  $Z_{ij}^2 = \frac{r_{ij}^2}{3}$  y la expresión (10) se transforma en

$$\Delta I = -\frac{1}{2} \iint \sum_{n \neq 0} \frac{\langle 0 | V_{ij} | n \rangle}{E_n - E_0} \psi_n r_{ij}^2 \psi_0 d\tau_i d\tau_j \quad (11)$$

Nos limitaremos a estudiar la variación  $\Delta I$  que en el valor de  $I$  introduce el término de  $V_{ij}$  dependiente de velocidad  $\frac{\lambda}{M} (\omega p^2 + p^2 \omega)$  que aparece en la Ref. (5) puesto que para  $V_0$  utilizamos la forma gaussiana que satisface la teoría del alcance efectivo, obteniéndose para esta parte estática, un resultado idéntico al de Okamoto.

Así se obtiene, llamando

$$q = k'_i - k_j = k_j - k'_j \quad ; \quad q' = k_j - k_i = k_i - k'_i$$

$(k_i, k_j, k'_i, k'_j)$  son los números de onda del protón  $i$  y neutrón  $j$ , en los estados iniciales finales respectivamente: cumpliéndose además,  $k_i + k_j = k'_i + k'_j$ )

$$\frac{\lambda}{M} \langle 0 | p^2 \omega + \omega p^2 | n \rangle = \frac{\lambda}{M} \frac{\hbar^2}{4\Omega^2} \int \omega(r) [(k_i - k_j) + (k'_i - k'_j)] e^{iq \cdot r} d\tau_i d\tau_j \quad (12)$$

la cual se transforma, separando coordenadas relativas y del centro de masa en

$$\langle 0 | p^2 \omega + \omega p^2 | n \rangle = \frac{\hbar^2}{2\Omega^2} \int \omega(\mathbf{r}) (\mathbf{q}^2 + \mathbf{q}'^2) e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}} d^3\mathbf{r} d^3R \quad (13)$$

Integrando respecto a  $R$ , se obtiene  $\Omega$ , con lo que

$$\begin{aligned} \Delta I &= \frac{\hbar^2}{2\Omega} \frac{\lambda}{6M} \frac{1}{\Omega^2} \frac{2M}{b^2} \sum_i \sum_j \iint \sum_n \frac{(\mathbf{q}^2 + \mathbf{q}'^2) G(\mathbf{q})}{k_i'^2 + k_j'^2 - k_i^2 - k_j^2} e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}} d^3\mathbf{r} d^3R \\ &= \frac{\lambda}{6\Omega^2} \int \sum_{n \neq 0} \sum_{ki} \sum_{kj} \frac{(\mathbf{q}^2 + \mathbf{q}'^2)}{k_i'^2 + k_j'^2 - k_i^2 - k_j^2} e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}} d^3\mathbf{r} \end{aligned} \quad (14)$$

en dónde hemos hecho uso de

$$\int \omega(\mathbf{q}) e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}} d^3\mathbf{r} = G(\mathbf{q})$$

Ahora tomamos en cuenta que  $k_i'^2 + k_j'^2 - k_i^2 - k_j^2 = 2\mathbf{q} \cdot (\mathbf{q} + \mathbf{k}_i + \mathbf{k}_j)$  y que

$$\sum_{\mathbf{k}} = \frac{2\Omega}{(2\pi)^3} \int d^3\mathbf{k} \text{ y expresamos } k_i \text{ y } k_j \text{ en función de } k_f = \frac{1.52}{r_0}, \text{ con lo que}$$

$$k_i = k_f p; \quad k_j = k_f n; \quad \mathbf{q}' = k_f l; \quad \mathbf{q} = k_f l$$

Así mismo tomamos como límites de la integración los valores permitidos por el principio de Pauli.

$$|k_i| < k_f$$

$$|k_i + \mathbf{q}| > k_f$$

$$|k_j| < k_f$$

$$|k_j - \mathbf{q}'| > k_f$$

$$\begin{aligned} \Delta I &= \frac{\lambda}{12\Omega^2} \left[ \frac{\Omega}{(2\pi)^3} \right]^3 k_f^4 r_0^5 \int_0^\infty r^2 d^3 r \int d^3 k_i \int d^3 k_j \int d^3 k'_i \frac{(q^2 + q'^2) G(q)}{q \cdot (q + k_i - k_j)} e^{iq \cdot r} \\ &= \frac{\lambda}{6\Omega^2} \left[ \frac{\Omega}{(2\pi)^3} \right]^3 k_f^9 r_0^5 \int_0^\infty r^2 d^3 r \int d^3 p \int d^3 n \int d^3 l \frac{l^2 G(l)}{l \cdot (l + p - n)} e^{ik_f l \cdot r} \end{aligned} \tag{15}$$

la integración sobre  $p$  y  $n$  fué calculada por Euler<sup>10</sup>

$$\int d^3 p \int d^3 n \frac{1}{l(l + p - n)} = \frac{4\pi^2}{15} \frac{P(l)}{l}$$

(para el valor de  $P(l)$  véase el apéndice). Así se obtiene

$$\Delta I = \frac{\lambda}{6} \frac{\Omega}{(2\pi)^6} k_F^4 \frac{2}{15} r_0^5 \int_0^\infty r^2 e^{ik_F l \cdot r} d^3 r \int_0^\infty l^3 G(l) P(l) dl \tag{16}$$

La integración sobre  $r$ , haría divergente la integral por lo que introducimos un factor de amortiguamiento  $\exp(-r^2/l'^2)$  con  $l' = (2/5)^{1/2} R_0$  donde  $R_0$  es el radio medio gaussiano del núcleo, lo que físicamente equivale a postular una distribución de la densidad nuclear.

Después de esta operación la expresión anterior toma la forma

$$\Delta I = \frac{\lambda}{45} \frac{\Omega}{(2\pi)^6} k_F^9 r_0^5 \int_0^\infty r^2 e^{-\frac{r^2}{l'^2}} e^{ik_F l \cdot r} d^3 r \int_0^\infty l^3 G(l) P(l) dl$$

y después de hacer  $l = 2u$

$$\Delta I = \frac{4 \cdot 32}{9} \frac{\Omega}{(2\pi)^5} k_F^9 (\pi^{3/2} l'^5) r_0^2 \times 16 \int_0^\infty \frac{6 - 4k_F l'^2 u^2}{[18.7 + (3.04u)^2]} e^{-k_F^2 l'^2 u^2} u^3 P(u) du$$

sustituyendo ahora

$$\alpha = k_F^2 l'^2 = 0.92 A^{3/2} ; \quad K = \frac{4.32}{9} \frac{\Omega}{(2\pi)^5} k_F^9 (\pi^{3/2} l'^5) r_0 \cdot 16 = 0.1154 A^{8/3}$$

el resultado final es

$$\Delta I = K \int_0^\infty \frac{6 - 4\alpha u^2}{[18.7 + (3.04u)^2]^2} e^{-\alpha u^2} u^3 P(u) du \quad (17)$$

Utilizando los valores de  $P(u)$  dados en el apéndice, después de algunas aproximaciones tales como despreciar  $(3.04u)^2$  frente a 18.7 para  $u < 1$  y 18.7 frente a  $(3.04u)^2$  para  $u > 1$  se obtiene

$$\Delta I = -0.0314 A^{2/3} + 0.1371 - 0.11 A^{-2/3}$$

$$\text{y } \Delta\sigma_b = 0.4322 \Delta I \quad (18)$$

Los valores obtenidos para  $A = 64, 125, 216$ . son:

TABLA I

A	64	125	216
$\Delta_1 \sigma_b$	-0.6	-3.3	-10.2
$\Delta_2 \sigma_b$	0.1612	0.282	0.4306
$\Delta_3 \sigma_b$	0.03	0.13	0.4
$\sigma_b$ (col)	77.90	188.3	354.5
$\sigma_b$ (exp)	65.80	194	416
$\Delta_2 \sigma_b / \sigma_b$	< 0.2%	< 0.2%	< 0.2%

$\Delta\sigma_b$  es la variación calculada por Okamoto tomando solamente potenciales locales.

$\Delta_2\sigma_b$  es la variación adicional que introduce el término dependiente de la velocidad.

$\Delta_3\sigma_b$  es la variación debida a fuerzas coulombianas.

## DISCUSION

Los resultados obtenidos muestran que el uso de un potencial dependiente de la velocidad no modifica sensiblemente los valores obtenidos para la sección de bremsstrahlung comparado con un potencial estático. Si consideramos que a casi todos los efectos, el potencial dependiente en velocidad es equivalente a un potencial con corazón repulsivo, esto vendría a confirmar la conjetura de Okamoto de que el efecto del corazón repulsivo sería probablemente muy pequeño<sup>11</sup>

## RECONOCIMIENTO

Uno de los autores (G. Mercado) reconoce con gratitud, la ayuda de la C.N.E.N. de México durante su trabajo de tesis, origen de esta investigación.

## APENDICE

Reproducimos los valores de los polinomios  $P(u)$  de la ecuación (16) tomados de Euler<sup>10</sup>

Para  $u < 1$

$$\begin{aligned}
 P(u) = P_1(u) &= \left[ 4 + \frac{15}{2}u - 5u^3 + \frac{3}{2}u^5 \right] \ln(1+u) + 29u^2 \\
 &- 3u^4 + \left[ 4 - \frac{15}{2}u + 5u^3 - \frac{3}{2}u^5 \right] \ln(1-u) - 40u^2 \ln 2. \\
 &\simeq 40(1 - \ln 2)u^2 - 10u^4 + \frac{4}{3}u^6 + \frac{1}{7}u^8.
 \end{aligned}$$

Para  $u > 1$

$$\begin{aligned}
 P(u) = P_2(u) &= [4 - 20u^2 - 20u^3 + 4u^5] \ln(u+1) + 4u^3 \\
 &+ 22u + [-4 + 20u^2 - 20u^3 + 4u^5] \ln(u-1) + \\
 &+ (40u^3 - 8u^5) \ln u \simeq \frac{10}{3} \frac{1}{u} + \frac{1}{3} \frac{1}{u^3} + 0.086 \frac{1}{u^5}.
 \end{aligned}$$

## REFERENCIAS

1. J.S. Levinger, H.A. Bethe, *Phys.Rev.* **78**, 115 (1950).
2. J.S. Levinger, *Phys.Rev.* **84**, 43 (1951).
3. K. Okamoto, *Phys.Rev.* **116**, 428 (1959).
4. K. Okamoto and K. Hasegawa, *Prog.Theoret.Phys. (Kyoto)* **28**, 137-1962.
5. L. Döhnert y O. Rojo, *Phys.Rev.* **136 N° 2B** 396 (1964).
6. O. Rojo y L.M. Simmons, *Phys.Rev.* **125**, 273 (1962).
7. J.S. Levinger - M. Razavy, O. Rojo, N. Webre, *Phys.Rev.* **119**-230 (1960).
8. U. Fano y J.W. Cooper, *Rev.Modern Phys.* **40**, 441 (1968).
9. J.S. Levinger y D.C. Kent, *Phys.Rev.* **95**, 418 (1964).
10. H. Euler, *Z.F. Physik*, **105**, 553 (1937).
11. K. Okamoto, Ph.D. Thesis. L.S.U. **1958**.

## CONSTANTES DE LA FUERZA EN MONOCRISTALES DE KRIPTÓN,

Carlos Ruiz Mejía, *Instituto de Física, Universidad Nacional Autónoma de México.*

Usando un trabajo de W.B. Daniels y otros en el que se reportan las relaciones de dispersión para fonones correspondientes a las ramas  $[100]$   $[110]$  y  $[111]$  en monocristales de kriptón medidos a  $79^\circ\text{K}$  y  $2.31$  kbar, se utiliza el método de Foreman y Lomer para determinar las constantes de la fuerza correspondientes a cada una de las seis ramas fonónicas. Para una rama particular, escogida al azar, se muestra la variación de la magnitud de las constantes de la fuerza como función del número de planos usados en el ajuste, y algunas de las componentes de Fourier. Finalmente se discute el modelo teórico de Brown y Horton en el que proponen un potencial de Lennard-Jones.

## ACERCA DE LA ENERGIA DE SUPERFICIE DE MONOCRISTALES,

E. de Alba, *Instituto de Física, Universidad Nacional Autónoma de México* y L. Andrade, *Instituto Mexicano del Petróleo.*

Se hace un estudio de la influencia que tiene la superficie en la modificación del parámetro de la red. Utilizando un desarrollo a segundo orden en los desplazamientos se estudian las modificaciones que la presencia de la superficie introduce en las ecuaciones energéticas que definen el espectro de frecuencias fonónicas.

## TRANSMISION DE CALOR ENTRE DOS SOLIDOS EN CONTACTO,

C. Ruiz Mejía y E.R. Mayer\*, *Instituto de Física, Universidad Nacional Autónoma de México* y J.A. Careaga, *Centro de Investigación de Materiales, Universidad Nacional Autónoma de México.*

Se consideran dos medios sólidos en contacto, definidos por sus densidades  $\rho_1$  y  $\rho_2$  y por las cantidades  $c_1$ ,  $c_2$ ,  $c_3$  y  $c_4$ , en donde  $c_1$  y  $c_2$  son las veloci-

dades longitudinal y transversal del sonido, respectivamente, en el primer medio, y  $c_3$  y  $c_4$  las correspondientes en el segundo medio. De las condiciones a la frontera, y en función de las cantidades anteriores, se obtiene directamente una expresión para la transmisión de calor  $dQ/dt$  de un medio al otro. Por integración numérica se encuentra un conjunto de valores de  $dQ/dt$  en función de diferentes valores de los seis parámetros arriba mencionados y, por inspección de las curvas resultantes, se determinan los dos materiales reales para los cuales la transmisión de calor de uno a otro es mínima. En este cálculo se han considerado dos casos particulares: primero  $c_1 = 2c_2$  y  $c_3 = 2c_4$  y segundo  $c_1 = 3c_2$  y  $c_3 = 3c_4$ , correspondiendo cada uno de ellos a un valor particular de la razón de Poisson.

\* Investigador especial dentro del Convenio Franco-Mexicano de Cooperación Técnica.

CONDUCTIVIDAD TERMICA DE ALGUNOS MATERIALES METALICOS Y PLASTICOS ENTRE 80°K y 300°K, L. del Castillo y J.A. Careaga, *Centro de Investigación de Materiales, Universidad Nacional Autónoma de México* y E.R. Mayer\*, *Instituto de Física, Universidad Nacional Autónoma de México.*

Se describe brevemente el diseño, construcción y calibración de un sistema para la determinación de propiedades térmicas y eléctricas de materiales sólidos a bajas temperaturas. Con este equipo se ha estudiado la conductividad térmica, entre 80°K y 300°K, de cuatro muestras de cobre con diferentes grados de pureza. Las muestras son: blister de Asarco, conteniendo 96.6% de Cu; blister de Cananea, con 98% de Cu; ánodos de fundición con ambos tipos de mineral, conteniendo 98.7% de Cu y barras electrolíticas con 99.95% de Cu. Se presentan también resultados preliminares de conductividad termica de algunos materiales plásticos comerciales, como resinas epóxicas reforzadas con fibra de vidrio, que se desean usar como elementos estructurales de sistemas criogénicos. Finalmente, se presentan las posibilidades del equipo para realizar estudios de conductividad eléctrica y la forma de extender el intervalo de medición hasta 1°K.

\* Investigador especial dentro del Convenio Franco-Mexicano de Cooperación Técnica.

ESTUDIO DE LOS MECANISMOS DE CONDUCCION ELECTRICA EN  
NaCl: Mn, Francisco Javier Tejeda R., *Instituto de Física, Universidad  
Nacional Autónoma de México.*

Trampas de electrones que se vacíen a ciertas temperaturas parece ser la única explicación de los picos observados en las gráficas ( $I$  vs.  $T$ ) obtenidas al aplicar el método de C.T.I. (corrientes termoiónicas), que consiste en a) orientar los dipolos en el cristal mediante un campo eléctrico; b) "congelar" los dipolos orientados bajando la temperatura con el campo aplicado; c) quitar el campo, y d) calentar con velocidad constante: al desorientarse los dipolos producen un pico de corriente. Sin embargo, la carga total que circula es muy grande para ser explicada por orientación del número de dipolos presentes en el cristal; además el campo necesario para formar una distribución de cargas que al regresar al equilibrio produjera la corriente observada sería muy intenso ( $10^7$  V/cm). Se observaron tres picos con energías de activación de aproximadamente 1 eV; el proceso es bimolecular.

PRODUCCION DE CENTROS F EN CRISTALES DE CLORURO DE SODIO,  
E. Muñoz P., H. Riveros R. y C. Ruiz M., *Instituto de Física, Universidad  
Nacional Autónoma de México.*

Utilizando métodos ópticos se obtiene la relación entre la densidad en centros F y la dosis de irradiación para cristales de Cloruro de Sodio puros y con impurezas adicionadas de  $Mn^{++}$ .

CRECIMIENTO DE PELICULAS DELGADAS MONOCRISTALINAS DE Cu  
Y Au EN LA CARA (100) DE CRISTALES DE CLORURO DE SODIO,  
E. Pedrero N. y L.E. Sansores C., *Instituto de Física, Universidad Nacio-  
nal Autónoma de México.*

Dos de las variables más importantes en el crecimiento de las películas delgadas monocristalinas son la temperatura del sustrato y el espesor de la capa.

En el presente trabajo se estudian los patrones de difracción de las películas delgadas como función de dichas variables. Para éste propósito se varió la temperatura del substrato en un intervalo de  $20^{\circ}\text{C}$  a  $400^{\circ}\text{C}$  y los espesores de las películas fueron de 20 a  $1000\text{\AA}$  depositadas a una misma temperatura. También se estudian efectos de estructura fina en los patrones de difracción debidos a oxidación, esfuerzos y gemelaciones. Se encuentra que el intervalo de temperatura óptimo para el crecimiento de las películas delgadas monocristalinas es para el Cu de  $270^{\circ}\text{C}$  a  $350^{\circ}\text{C}$  y para el Au de  $320^{\circ}\text{C}$  a  $450^{\circ}\text{C}$  con espesores mayores a  $800\text{\AA}$ .

DISTRIBUCIONES DE ESCALONES DE ALTURA ATOMICA EN SUPERFICIES (100) DE NaCl MONOCRISTALINAS REVELADAS POR EL METODO DE DECORACION SUPERFICIAL, M. J. Yacamán\*, *Instituto de Física, G. Torres Villaseñor, Centro de Investigación de Materiales, Universidad Nacional Autónoma de México.*

Es de gran importancia para la explicación de los fenómenos de superficie, el conocimiento de la distribución que siguen los escalones monoatómicos en las superficies cristalinas, al ser sometidas éstas a condiciones externas variadas. En el presente trabajo se muestran los diferentes tipos de distribución de escalones monoatómicos de NaCl al ser sometidos a: medio ambiente, ataque térmico, ataque químico con reactivo de Moran y con altas concentraciones de disolvente en el reactivo.

\* Becario de la Comisión Nacional de Energía Nuclear.

FENOMENOS INVOLUCRADOS EN LA FORMACION DE ESCALONES MACROSCOPICOS EN SUPERFICIES MONOCRISTALINAS, G. Torres Villaseñor, *Centro de Investigación de Materiales, Universidad Nacional Autónoma de México*, N. Cabrera, *Departamento de Física de la Universidad de Virginia, U. S. A.*

Bajo la hipótesis de que la formación de escalones macroscópicos en una

superficie monocristalina, se debe al amontonamiento de escalones de altura atómica, se desarrolla una teoría que toma en cuenta los fenómenos de: Intercambio de átomos entre volumen y superficie; Difusión sobre la superficie; Intercambio entre superficie y escalón, para explicar la formación de escalones macroscópicos. Considerando en este último fenómeno, que el potencial asociado con la difusión de un átomo en las cercanías del escalón es del tipo del propuesto por Schwoebel<sup>1</sup> y tomando en cuenta la posibilidad de la existencia de corrientes de átomos, una hacia el escalón y otra saliendo del escalón. Se discuten las posibilidades de la formación de escalones macroscópicos durante el crecimiento, disolución y evaporación por la unión de escalones de altura atómica.

1. *Journal of Applied Physics* **37**, 3682 (1966).

ELABORACION DE DETECTORES NUCLEARES DE ESTADO SOLIDO DE BARRERA SUPERFICIAL, Raúl Balcárcel Roque, Raúl Gallardo Villegas, *Comisión Nacional de Energía Nuclear*.

En la actualidad, un gran número de experimentos en Física Nuclear requieren el uso de detectores nucleares de semiconducción de barrera superficial debido a que con estos detectores se obtiene una excelente energía de resolución de las partículas incidentes, a su facilidad de uso, a su adaptabilidad para procesar electrónicamente la información proporcionada, a su gran poder de frenamiento y a otras muchas de sus características. Debido a esto, se consideró importante trabajar en el desarrollo de algunos tipos de detectores de barrera superficial en el Programa de Instrumentación de la Comisión Nacional de Energía Nuclear. Se utilizó en la elaboración de los detectores de silicio con resistividad mayor de 2000 ohms-cm, tipo "n" y con una vida media de los acarreadores de carga no menor de un milisegundo. El silicio se usó en forma de discos de uno a dos cm de diámetro y varios gruesos de 0.7 a 1.3 mm. La elaboración de detectores fué llevada a cabo, por medio de los siguientes procesos:

- 1) Pulido químico de las pastillas.
- 2) Producción de la junta p-n por oxidación de las pastillas.

3) Proceso de montaje.

4) Producción de electrodos por evaporación controlada.

Se obtuvieron detectores con áreas sensitivas de 0.5 a 2.25 cm<sup>2</sup> aproximadamente, corrientes de fuga todas menores de un microampere a temperatura ambiente, ventana despreciable y con profundidades de depleción de aproximadamente 200 micras a 500 micras. Con un sistema de amplificación ORTEC 101-201 se lograron energías de resolución para partículas alfa de 5,3 MeV de 35 a 80 keV y el ruido era generalmente del orden de 100 milivolts solamente.