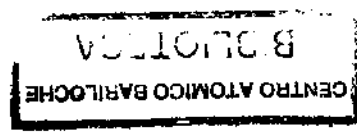


01.82.01



DAÑO Y REDISTRIBUCION DE IMPUREZAS POR
BOMBARDEO IONICO

Néstor Pablo Tognetti

T E S I S

INSTITUTO BALSEIRO
San Carlos de Bariloche,
Argentina
1982

C. N. F. A. Biblioteca	
ARCHIVO PUBLICACIONES	
Nº	AÑO 1982

CENTRO ATOMICO BARILOCHE
BIBLIOTECA

DAÑO Y REDISTRIBUCION DE IMPUREZAS POR BOMBARDEO IONICO

Néstor Pablo Tognetti

Tesis presentada al Instituto Balseiro, Universidad Nacional de Cuyo, para optar al Título de Doctor en Física



Professor George Carter
Asesor Científico



Lic. Nestor Pablo Tognetti,
Doctorando

San Carlos de Bariloche,
Argentina
1982

11/11/11

-8507-

RESUMEN

Se han estudiado algunos aspectos del desplazamiento por colisión en sólidos sometidos al bombardeo de iones en el rango de energías medias, utilizando las técnicas de retrodispersión de iones y de canalización. Se han considerado y estudiado experimentalmente, principalmente dos efectos, a saber: el de producción de defectos en la red y el de redistribución espacial de los átomos dentro de la cascada de colisiones.

Se realizó un estudio minucioso de producción de desorden en GaAs a 40°K para varios iones y energías, que permitió aportar conocimientos sobre los mecanismos de generación de daño desde los puntos de vista ^(ω)micro y macroscópicos. Los resultados son discutidos en términos de cascadas de diferentes regímenes de densidad. Experimentos de recuperación térmica en sustratos parcialmente dañados revelaron que el recocido se inicia a $\sim 100^\circ\text{K}$ y continúa monótonamente hasta 300 K resultando en recuperaciones fraccionales de hasta 75 %. Se discute la implicancia de este efecto en la interpretación de datos publicados en el tema. Se describe un método directo desarrollado para la obtención de perfiles de daño a partir de mediciones de canalización-retrodispersión.

Se estudió la redistribución espacial neta de átomos desplazados, en sustratos combinados del tipo impureza-matriz, y se hicieron comparaciones con las teorías existentes de mezcla por bombardeo iónico. El sistema Ag-Si fue estudiado para un rango amplio de dosis de iones Ar^+ . Experimentos realizados en el rango de dosis bajas, permitieron luego

AGRADECIMIENTOS

A George Carter por aceptar dirigir este trabajo y por su estímulo y excelente participación profesional y humana.

A Mike Nobés, Bob Elliman, Dave Armour, Charlie Barber, Peter Cardwell, Suzana Kostić, Chico Alonso, Glen F. Iddich, Chavo Cruz, Pepe Jiménez, y en general a todo el grupo de Colisiones Atómicas de la Universidad de Salford (U.K.) que no sólo colaboraron de una manera u otra en este trabajo sino que además se brindaron ampliamente permitiendo que se creara una atmósfera ideal que va a ser imposible olvidar.

A J. L. Whitton y J. A. Davies por interesantes discusiones aclaratorias.

A Dave Thompson, Doris Stevanovic y Rick Newcombe por la invaluable colaboración y participación durante las productivas estadías en la Universidad de McMaster (Canadá) y a la NATO por financiar dichas visitas.

A Raúl Baragiola por interesantes comentarios constructivos del manuscrito.

A Sonia Fremery por descifrar pacientemente el manuscrito.

Finalmente deseo expresar mi agradecimiento a INVAP S. E. por la concesión de una Beca Externa de Perfeccionamiento que hizo posible la estadía en la Universidad de Salford donde se realizara el presente trabajo.

hacer una correlación entre la eficiencia de redistribución y la magnitud de energía depositada en la interfase, haciendo uso de un modelo simple de difusión efectiva. Se discuten además, las contribuciones del proceso de mezclado atómico en la observación experimental de implantación a dosis elevadas de Ge en Si .

ABSTRACT

Some aspects of displacement collisions in solids subjected to ion beam bombardment, in the medium keV region, have been studied using the Rutherford backscattering and channelling techniques. Two major effects have been considered and experimentally studied namely the production of lattice damage and the spatial redistribution of substrate atoms within the collision cascade.

A comprehensive study of disorder production in GaAs was carried out at 40°K for a variety of ions and ion energies, and provided insight into the mechanisms of damage generation from both the microscopic and macroscopic points of view. The results are discussed in terms of different cascade densities regimes. Subsequent thermal recovery experiments of partially disordered layers revealed that annealing starts at $\sim 100^\circ\text{K}$ and proceeds monotonically up to 300°K resulting in fractional damage recoveries as high as 75 %. The implications of this effect in the interpretation of published data is discussed. A direct procedure for the extraction of damage profiles from backscattering-channelling data was developed and is presented here.

The net depth redistribution of displacements was studied in combined impurity-matrix substrates and compared with existing theories of ion beam mixing. The Ag-Si system was studied for a wide range of fluence of bombarding Ar^+ ions. A subsequent evaluation in the low dose regime, allowed us to correlate the mixing efficiency with the magnitude of the specific deposited energy at the mixing depth, by making use of a simple model of effective diffusion. The contribution of atomic mixing in the experimental observation of high fluence Ge implantation into Si is discussed here, and compared with an analytical model.

I N D I C E

I.	INTRODUCCION	1
	REFERENCIAS	5
II.	TECNICAS DE ANALISIS	6
	RESUMEN	6
	2.1. INTRODUCCION	7
	2.2. FUNDAMENTOS BASICOS	7
	2.3. DETERMINACION DE PERFILES DE CONCEN- TRACION	13
	2.3.1. Caso Particular: $C_B \ll C_A$	18
	2.4. CANALIZACION DE IONES O "CHANNELLING"	20
	2.4.1. Eficiencia mínima	23
	2.4.2. Determinación de perfiles de con- centración de daño	25
	2.4.3. Procedimiento para la corrección de "dechannelling"	27
	2.4.4. Comparación Teoría-Experimento	32
	2.5. CONCLUSION	36
	REFERENCIAS	38
III.	DAÑO POR IMPLANTACION EN <i>GaAs</i> A 40°K Y EFECTOS DE RECOCIDO EN EL RANGO 40-300°K	40
	RESUMEN	40

3.1. INTRODUCCION	42
3.2. EXPERIMENTOS	46
3.2.1. Facilidad experimental en la Universidad de McMaster	48
3.2.2. Facilidad experimental en la Universidad de Salford	54
3.3. RESULTADOS	57
3.3.1. Efectos de recocido	57
3.3.2. Estudios de desorden versus dosis	70
3.3.2.1. Desorden versus dosis: dependencia con Z_1	75
3.3.2.2. Desorden versus dosis: dependencia con E	79
3.4. CONCLUSION	90
REFERENCIAS	93
IV. REDISTRIBUCION DE IMPUREZAS POR BOMBARDEO IONICO	96
RESUMEN	96
4.1. INTRODUCCION	97
4.2. COMBINACION $Ar^+ \rightarrow Ag/Si$	103
4.2.1. Experimentos	103
4.2.2. Resultados y Discusión	105
4.2.2.1. Rango amplio de dosis	105
4.2.2.2. Rendimiento de mezclado a bajas dosis	117

4.3. $Ar^+ \rightarrow Au/Si$. CONTRIBUCION DEL "CHANNELLING" A LA REDISTRIBUCION POR BOMBARDEO	127
4.4. $Ge^+ \rightarrow Si$. EFECTOS DEL MEZCLADO ATOMICO EN LA IMPLANTACION A ALTAS DOSIS	136
4.4.1. Teoría	136
4.4.2. Experimental	140
4.4.3. Discusión	147
4.5. $Ne^+ \rightarrow Ge/Si$. REDISTRIBUCION DE PERFILES DE Ge IMPLANTADOS EN Si .	149
4.5.1. Resultados	150
4.6. CONCLUSION	153
REFERENCIAS	155

C A P I T U L O I

INTRODUCCION

Este trabajo versa sobre la física de desplazamientos atómicos en sólidos, debidos al bombardeo iónico en el rango de energías medias (10 - 200 keV). Comprende observaciones experimentales y su interpretación, de algunos procesos básicos que se producen cuando partículas energéticas interaccionan con sólidos: la generación de defectos en la red cristalina y la redistribución espacial de los átomos del blanco.

La primera parte se concentra en el desorden producido localmente por cada ión, y los efectos colaborativos subsiguientes al incrementar la dosis. A pesar del interés que ha recibido, la generación de daño y amorfización por implantación iónica en semiconductores¹⁻⁵, aún no está totalmente clarificada. Se han desarrollado varios modelos aparentemente disímiles, que intentan explicar la producción de desorden en silicio y su evolución hasta la total amorfización de la lámina implantada. En términos generales los modelos describen la evolución del daño, a partir de zonas aisladas asociadas a la cascada producida por cada ión. Dependiendo de los parámetros del experimento (masas del proyectil y del átomo blanco, energía del ión, etc.), dichas zonas pueden amorfizarse por impacto directo (carac

terístico de cascadas muy densas) o requerir de la superposición espacial de cascadas individuales diluídas para que al superarse la concentración máxima de defectos soportable por la red, ocurra una amorfización espontánea, que es energéticamente favorable. En los casos intermedios, se puede asociar un núcleo densamente dañado rodeado por una región de defectos paulatinamente más diluída. A temperaturas cercanas a las de activación de defectos, puede haber recocido y aglomeración de los mismos en estructuras de daño más estables y complejas. El estudio de la recuperación del daño cristalino, en los estadios iniciales de los procesos de activación, puede arrojar información sobre la estructura del desorden y por lo tanto de la estructura de la cascada producida.

Las cascadas aisladas se generan alrededor de las trayectorias individuales de los iones. Dada la naturaleza superficial del proceso, y siempre que involucre una mínima fracción atómica (5 - 10 %), el daño es sensible a la técnica de análisis de canalización-retrodispersión de iones. Bajo determinadas condiciones se puede medir la concentración y la estructura en profundidad del desorden.

Se eligió arsenuro de galio (*GaAs*) para realizar estos estudios, debido al creciente interés en su aplicación a dispositivos, y porque no se ha realizado al presente⁶ un es-

tudio minucioso como es el caso con *Si*.⁴

El otro aspecto tratado en este trabajo es el de la redistribución espacial de los componentes atómicos en sustratos compuestos. Esto ocurre como consecuencia de los desplazamientos producidos conjuntamente⁷⁻⁹ por la colisión directa entre el proyectil y átomos del blanco (implantación por retroceso) y por procesos indirectos que involucran otros átomos del blanco (mezcla por cascada o "cascade mixing"). Los estudios teóricos existentes incluyen modelos a partir de la teoría de la cascada lineal^{8,9} y la aproximación de difusión^{7,10}. La mayor parte de los trabajos experimentales por otro lado, han sido dedicados a la observación de la mezcla en la interfase metal-silicio en configuraciones del tipo láminas delgadas simples y láminas ultradelgadas enterradas.¹¹⁻¹² Se utilizó la técnica de retrodispersión Rutherford por su propiedad de ser sensible a la masa y a la profundidad a la que se localizan las impurezas o los componentes atómicos de un sustrato compuesto, y por permitir además realizar mediciones cuantitativas.

El texto se divide en cuatro capítulos. Los capítulos siguientes están compuestos cada uno por: un resumen, una introducción detallada del tema, la exposición del trabajo con sus conclusiones y, por último, las respectivas refe-

rencias bibliográficas.

En el Capítulo II se presentan los formalismos básicos de la técnica de análisis por retrodispersión de iones, y de su aplicación conjunta con la de canalización o "channelling". Se discute la metodología empleada en el cálculo para la obtención de perfiles de concentración de impurezas y de distribuciones de desorden, de los Capítulos III y IV.

Los efectos de desorden producido por bombardeo iónico en *GaAs* son descritos en el Capítulo III. Incluye los experimentos realizados a 40°K para varios iones (N^+ , P^+ , As^+ y Bi^+ de 40 keV) y energías (20 - 200 keV de Sb^+), de mediciones de daño efectuadas in situ, y los efectos de recocido térmico en el rango 40 - 300°K.

Finalmente, el Capítulo IV describe los experimentos de mezcla por bombardeo iónico y su conexión con las predicciones teóricas. Se analizan las combinaciones $Ar^+ \rightarrow Ag/Si$, $Ar^+ \rightarrow Au/Si$, $Ge^+ \rightarrow (Ge)Si$ y $Ne^+ \rightarrow Ge$ (implantado)/*Si*, para energías de los iones en el rango de 40 - 50 keV.

REFERENCIAS

- 1 - J. W. Mayer: Radiation Effects in Semiconductors, 1971. (Eds. J. W. Corbett and G. D. Watkins, Gordon and Breach Ltd., New York).
- 2 - J. F. Gibbons: Proc. IEEE, 60 1062 (1972)
- 3 - F. L. Vook: Radiation Damage and Defect Production in Semiconductors, 1973 (Ed. J. E. Whitehouse, Inst. Phys. Conf. Series N° 16, London).
- 4 - D. A. Thompson, A. Golanski, K. H. Haugen, D. V. Stevanovic, G. Carter y C. E. Christodoulides: Rad. Eff., 52 69 (1980)
- 5 - G. Carter y R. Webb: Rad. Eff. Lett., 43 19 (1979)
- 6 - D. V. Morgan, F. H. Eisen y A. Ezis (Review Paper), IEE Proc. 128 109 (1981)
- 7 - H. H. Andersen: Appl. Phys. Lett., 18 131 (1979)
- 8 - U. Littmark y W. O. Hofer: Nucl. Inst. & Meth. 170 177 (1980)
- 9 - P. Sigmund y A. Gras-Martí: Nucl. Inst. & Meth. 168 389 (1980)
- 10 - G. Carter, R. P. Webb, R. Collins y D. A. Thompson: Rad. Eff. 40 119 (1979)
- 11 - Ver por ejemplo los trabajos presentados por el grupo de Caltec, de J. W. Mayer y colaboradores en la Conferencia de IBMM, Albany, (1980) publicados en Nucl. Inst. & Meth., 182/183 (1981)
- 12 - J. W. Etzkorn, U. Littmark y J. Kirschner: Proc. del "Symposium on Sputtering", Viena (1980)
- 13 - N. P. Tognetti, G. Carter, C. E. Christodoulides, R. P. Webb y D. G. Armour: Nucl. Inst. & Meth., 182/183 107 (1981)

C A P I T U L O I I

TECNICAS DE ANALISIS

RESUMEN

En este capítulo se le dedica especial atención a algunos aspectos de la técnica de espectrometría por retrodispersión de iones de altas energías o 'Rutherford backscattering' y a la técnica de canalización de iones o 'channelling', con especial énfasis en el uso e interpretación de datos relevantes al presente trabajo.

Luego de presentar los fundamentos básicos, se desarrolla el método de cálculo a emplear para la determinación de distribuciones en profundidad en el régimen de alto contenido de impurezas, característicos de experimentos de mezcla atómica por bombardeo iónico e implantación a altas dosis a tratarse en capítulos subsiguientes. A continuación se describe el uso de la técnica de retrodispersión en combinación con la de canalización de iones, para la determinación de perfiles de desorden por bombardeo iónico, y la metodología empleada en la interpretación y reducción de datos de los experimentos pertinentes.

2.1. INTRODUCCION

La espectrometría por retrodispersión de Rutherford (RBS) ha sido reconocida como una técnica muy útil en la obtención de información de composición y de estructura en láminas superficiales en el rango de hasta aproximadamente el micrón.^{1,2} En la mayoría de los casos se la puede clasificar como una técnica de análisis cuantitativo y relativamente no destructivo, y en combinación con la técnica de canalización o "channelling", puede proporcionar asimismo información sobre la estructura cristalina, desorden en la red y localización de impurezas atómicas en la red.

La potenciabilidad y aplicabilidad de la técnica RBS en general, ha motivado abundante dedicación en la bibliografía, incluyendo artículos de revisión¹ y textos^{2,3} específicos donde se describen ampliamente los formalismos teóricos, las ventajas y limitaciones y el uso en otros campos de investigación que los del presente trabajo.

2.2. FUNDAMENTOS BASICOS

El método experimental típico consiste en exponer la muestra a investigar, frente a un haz monoenergético de partí-

culas livianas como protones o helio con energías en el rango de 100-3000 keV. Como resultado de la interacción (retrodispersión) con átomos del blanco, las partículas emergen con una cierta distribución de energía la cual se analiza para una geometría experimental dada. Las partículas retrodispersadas son contadas por ejemplo, con un detector de barrera superficial que produce pulsos eléctricos proporcionales a la energía y éstos son posteriormente analizados mediante un sistema electrónico de pulsos incluyendo pre-amplificador, amplificador lineal y analizador multicanal.

Para energías suficientemente altas donde la colisión de retroceso se pueda tomar como elástica, la energía máxima de las partículas retrodispersadas (en la superficie del blanco) se puede deducir aplicando los principios de conservación de energía e impulso para una colisión binaria, obteniéndose que

$$E = k^2 E_0$$

donde E_0 es la energía del proyectil, y k^2 el factor cinemático de retroceso, es

$$k = \left\{ \frac{M_1 \cos \theta}{M_1 + M_2} + \left[\left(\frac{M_1 \cos \theta}{M_1 + M_2} \right)^2 + \frac{M_2 - M_1}{M_2 + M_1} \right]^{1/2} \right\}^2 \quad 2.1$$

M_1 y M_2 son las masas atómicas del proyectil y el blanco respectivamente, θ el ángulo de dispersión en coordenadas de laboratorio y E_0 la energía del proyectil.

Las señales provenientes de colisiones originadas a mayor profundidad tendrán menor energía debido a la pérdida inelástica de energía del proyectil al atravesar material del sustrato en el camino de entrada y salida. En el evento esquematizado en la Figura 2.1 se puede mostrar que

$$E_1(x) = k^2 E_0 - k^2 \int_0^{x/\cos \theta_1} (dE/dx) dx - \int_0^{x/\cos \theta_2} (dE/dx) dx \quad 2.2$$

donde dE/dx tomada con signo positivo en 2.2 representa la pérdida de energía (inelástica) por unidad de longitud recorrida o poder de frenamiento del medio. Frecuentemente se usa el concepto de pérdida energética basado en el número de átomos por centímetro cuadrado que son atravesados por el haz

$$\epsilon = 1/N \quad dE/dx \quad 2.3$$

referido como sección eficaz de frenamiento ("stopping cross section") electrónico.

Para profundidades (hasta $\sim .5 \mu\text{m}$) donde dE/dx se puede tomar como constante, la ecuación 2.2 puede reacomodarse

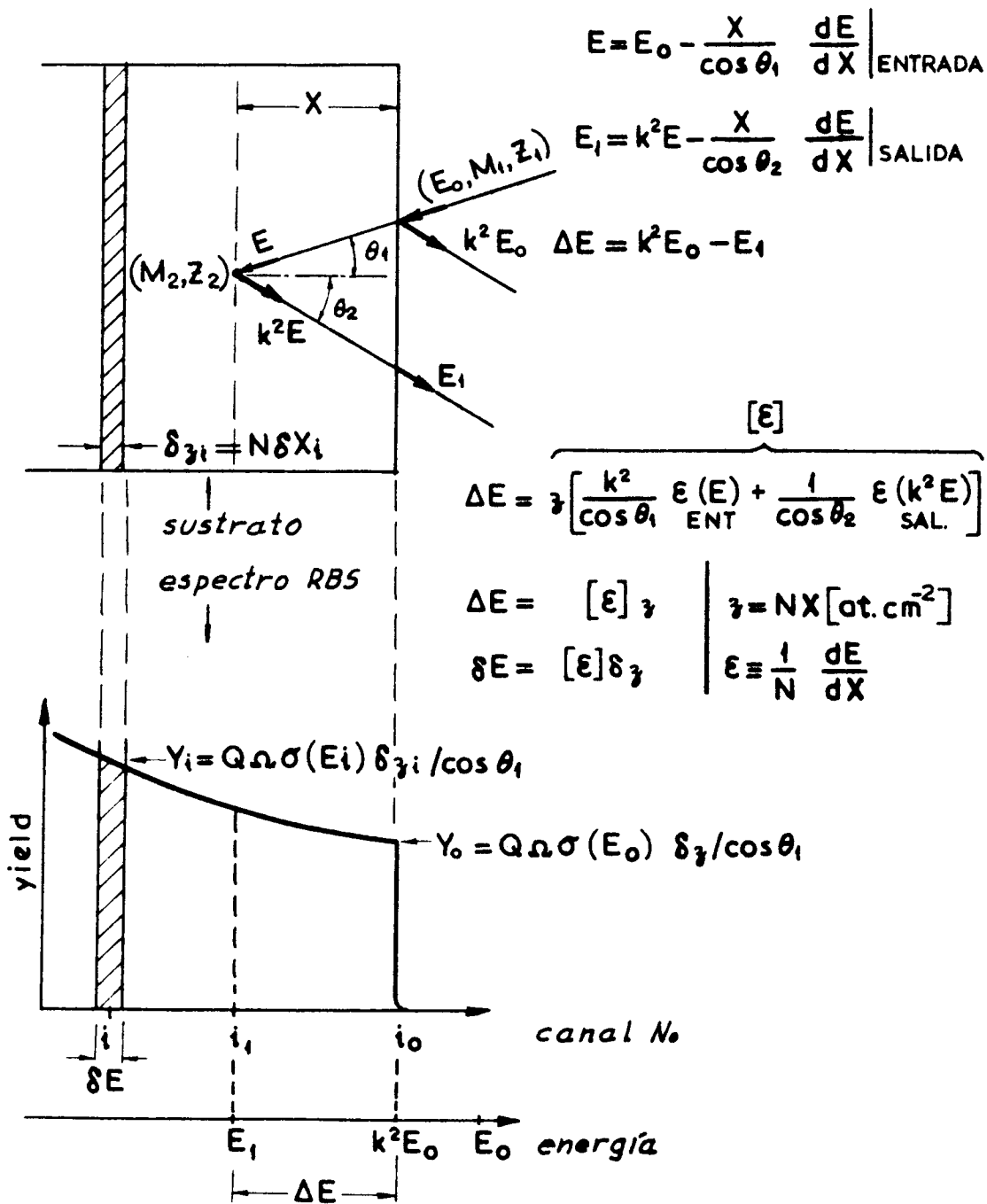


FIGURA 2.1 : Esquema de un experimento básico de RBS para un sustrato mono-isotópico.

como (aproximación de superficie)

$$k^2 E_0 - E_1 = z \left[(k^2 / \cos \theta_1) \epsilon(E_0) + (1 / \cos \theta_2) \epsilon(k^2 E_0) \right] = \Delta E \quad 2.4$$

donde $z = Nx$ es ahora la profundidad expresada convenientemente en unidades de átomos por cm^2 .

Una mejor aproximación se puede hacer tomando valores promedios de $\epsilon(E)$ entre intervalos preestablecidos o recurrir a un método iterativo. En el presente trabajo se usó el criterio de aproximar $\int \epsilon(E) dx$ de modo que el error fuera despreciable frente a otros errores involucrados en el experimento.

Al término

$$[\epsilon] = \frac{k^2}{\cos \theta_1} \epsilon_{\text{ent.}} + \frac{1}{\cos \theta_2} \epsilon_{\text{sal.}} \quad 2.5$$

en 2.4 se lo refiere como "factor de pérdida energética" o factor ϵ . Se refiere por $\epsilon_{\text{ent.}}$ ($\epsilon_{\text{sal.}}$) a la pérdida de energía en la trayectoria de entrada (salida).

A veces es sumamente conveniente usar el concepto de espesor dz de lámina equivalente al ancho dE de energía de un canal del analizador. Así de 2.4 y 2.5

$$\delta E = [\epsilon] \delta z ; \quad \text{y} \quad \delta z = \frac{\delta E}{[\epsilon]} \quad 2.6$$

representa la conversión de energía a profundidad.

En el espectro característico de una muestra monoisotópica esquematizado en Figura 2.1, cada intervalo de energía δE de un canal i en el analizador multicanal se corresponde en el sustrato con una lámina i de espesor δz_i . El número de eventos registrados en el canal i es

$$Y_i = \Omega Q \sigma(E_i) \delta z_i / \cos \theta_1 \quad 2.7$$

donde $\sigma(E_i)$ es la sección eficaz diferencial de colisión elástica evaluada a la energía E_i y promediada sobre el ángulo sólido Ω del detector; Q es el número de partículas incidentes sobre la muestra, y δz_i el número de centros de dispersión por unidad de área. La dependencia de Y con la energía de las partículas incidentes a la profundidad de monitoreo depende del comportamiento de σ y ϵ con la energía. Para ángulos de dispersión y energías suficientemente grandes tal que se pueda despreciar el apantallamiento electrónico, σ está dado por la fórmula de Rutherford:

$$\sigma \propto (Z_1 Z_2 e^2/E)^2 (\sin^4 \theta_c/2)^{-1}$$

donde θ_c es el ángulo de dispersión (sistema centro de masa) y Z_1 y Z_2 son los números atómicos del proyectil y blanco respectivamente. Para $M_1 \ll M_2$ se toma general

mente $\epsilon_o \sim 0$ en el sistema de laboratorio. Para M_2 comparable a M_1 hay que corregir debido al retroceso de átomos del blanco.²

2.3. DETERMINACION DE PERFILES DE CONCENTRACION

El tratamiento siguiente es aplicable al caso de sustratos con alto contenido de impurezas y compuestos.

En la Figura 2.2 se esquematiza el espectro RBS de una lámina delgada compuesta de N^{AB} átomos donde

$$N^{AB} = N_A^{AB} + N_B^{AB}$$

N_A^{AB} es el número de átomos de tipo A y N_B^{AB} el número de átomos de tipo B presentes en la lámina (B de masa mayor que la de A). Las fracciones atómicas de ambos elementos son

$$C_A \equiv \frac{N_A^{AB}}{N^{AB}} ; \quad C_B \equiv \frac{N_B^{AB}}{N^{AB}} \quad 2.8$$

En adelante nos referiremos a parámetros asignables a un canal i en particular, sin usar el subcripto i para mejor claridad.

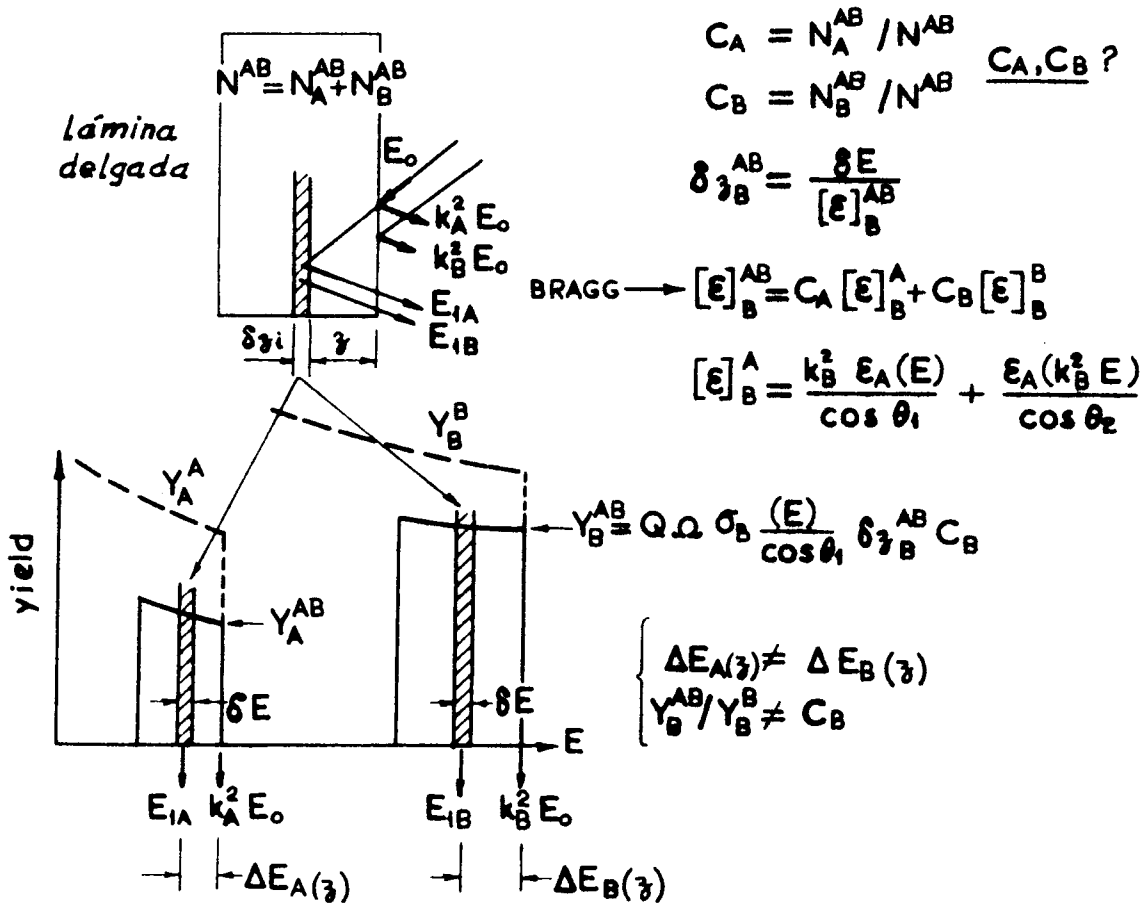


FIGURA 2.2 : Espectro RBS esquematizado de una lámina delgada compuesta de N^{AB} átomos de tipo A y B por cm^2 de superficie.

La señal recibida correspondiente a cada elemento, en la superficie es ahora

$$Y_A^{AB} = Q \Omega \sigma_A (E_0) \frac{\delta E}{[\epsilon]_A^{AB} \cos \theta_1} \cdot C_A \quad 2.9-a$$

$$Y_B^{AB} = Q \Omega \sigma_B (E_0) \frac{\delta E}{[\epsilon]_B^{AB} \cos \theta_1} \cdot C_B \quad 2.9-b$$

Para encontrar la relación de composición C_A/C_B se requiere conocer el factor ϵ para cada elemento ahora en el medio compuesto.

A esta altura se quiere recalcar la importancia de incluir las concentraciones de cada elemento en ecuaciones del tipo 2.9 .

Frecuentemente se considera en RBS que la señal, por ejemplo correspondiente al elemento B , decrece debido al cambio experimentado en el poder de frenamiento por la presencia de un elemento más liviano (A) en el medio. Sin ser errado no se dice todo, ya que interesa también el número total de átomos B disponibles para colisión en el elemento de sustrato equivalente a un ancho de energía de un canal. Un tratamiento inapropiado se puede advertir en la Ref. 5 y puede inducir a errores considerables e innecesarios en la determinación de (en su caso) perfiles de implantación

de iones a altas dosis.

Haciendo uso de la regla de adición de Bragg para las secciones eficaces de frenamiento inelástico se puede llegar a que

$$[\epsilon]_A^{AB} = C_A [\epsilon]_A^A + C_B [\epsilon]_A^B \quad 2.10$$

donde la notación $[\epsilon]_A^{AB}$ debe ser leída como factor ϵ del elemento A en el medio AB .

Una relación similar se deduce para $[\epsilon]_B^{AB}$.

Cuando $C_A(z)$ y $C_B(z)$ no son constantes, usando las relaciones 2.9 y 2.10 y siendo que $C_A + C_B = 1$ se puede aplicar un método iterativo¹ comenzando por el canal correspondiente a la superficie, en las 2 señales A y B del espectro, y avanzando canal por canal teniendo en cuenta que hay que comparar Y_A^{AB} con Y_B^{AB} correspondiente a la misma profundidad.

Sin embargo una relación más conveniente se obtiene cuando se conoce Y_A^A (o Y_B^B), esto es la señal del elemento A (o B) en estado puro. El caso es aplicable a los experimentos realizados en el presente trabajo.

Usando en este caso relaciones del tipo 2.9 se llega a

$$\frac{Y_A^{AB}}{Y_A^A} = C_A \frac{[\epsilon]_A^A}{[\epsilon]_A^{AB}} \quad 2.11-a$$

y

$$\frac{Y_B^{AB}}{Y_B^B} = C_B \frac{[\epsilon]_B^B}{[\epsilon]_B^{AB}} \quad 2.11-b$$

Operando con las relaciones anteriores se deduce

$$C_A = \frac{\frac{Y_A^{AB} [\epsilon]_A^B}{Y_A^A [\epsilon]_A^A}}{1 - \frac{Y_A^{AB}}{Y_A^A} \left(1 - \frac{[\epsilon]_A^B}{[\epsilon]_A^A} \right)} \quad 2.12-a$$

Y_A^{AB} y Y_A^A se extraen del espectro y los factores ϵ se calculan conociendo M_A y M_B . Nuevamente Y_A^{AB} y Y_A^A deben ser comparados a igual profundidad z y no a igual ΔE referido a la energía del canal de superficie. A una relación similar se llega para C_B .

Notemos que, por ejemplo, en 2.12-a no se requiere Y_B^{AB} y que de la comparación de C_A y C_B calculados independientemente se puede estimar la validez de asumir la regla de Bragg ya que debería llegarse a $C_A + C_B = 1$.

Si se quiere representar el perfil de concentración en profundidad del elemento B en la matriz compuesta AB , el

incremento de profundidad es, a través de 2.6

$$\delta z_B^{AB} = \frac{\delta E}{[\epsilon]_B^{AB}}$$

(para un canal) expresado en átomos $(A + B)$ por cm^2 . El cálculo es proseguido canal por canal integrando la profundidad. Si $C_B(i)$ cambia, $\delta z(i)$ se modifica y el intervalo no es constante. Computado C_A (y/o C_B) se calcula $[\epsilon]_B^{AB}$ vía la regla de Bragg y luego δz_B^{AB} , el incremento de profundidad. Si llamamos $i = 0$ al canal de superficie, la profundidad z en la distribución $C_B(z)$ correspondiente al canal $i = n$ será

$$z(n) = \sum_{i=0}^n \delta z_B^{AB}(i)$$

Ejemplos de perfiles de concentración evaluados con el método descrito y desarrollado durante el presente trabajo, se pueden encontrar en capítulos subsiguientes referidos a mezcla por bombardeo iónico e implantación de iones a altas dosis.

2.3.1. Caso particular: $C_B \ll C_A$ ($C_A \sim 1$). Entonces

$$Y_A^{AB} \sim Y_A^A$$

$$[\epsilon]_A^{AB} \sim [\epsilon]_A^A$$

y

$$[\epsilon]_B^{AB} \sim [\epsilon]_B^A$$

y de ecuación 2.9 se llega, para un canal (energía) determinado, a que

$$C_B \approx \frac{\sigma_A}{\sigma_B} \frac{[\epsilon]_B^A}{[\epsilon]_A^A} \frac{Y_B^{AB}}{Y_A^A} \quad 2.13$$

En este caso la escala de profundidad es constante. Para cada canal el incremento correspondiente de profundidad es

$$\delta z_B^{AB} \approx \delta z_B^A = \frac{\delta E}{[\epsilon]_B^A}$$

La profundidad equivalente para el canal $i = n$ es ahora

$$z(n) = n \delta z_B^A$$

Si la distribución $C_B(z)$ es suficientemente angosta como para tomar $Y_A^A \approx$ constante, entonces

$$N_B = \sum_i C_B(i) \delta z_B^{AB}(i) \approx \text{const.} \times \sum_i Y_B^{AB}(i)$$

$$\text{donde const.} = \frac{\sigma_A}{\sigma_B} \frac{\delta z_A^A}{Y_A^A}$$

y $\sum_i Y_B^{AB}(i)$ es el área del pico RBS para la impureza B .

N_B es en este caso el número total de átomos B por cm^2 de superficie.

2.4. CANALIZACION DE IONES O "CHANNELLING"

Si el haz analizador de iones es dirigido paralelo a una dirección cristalográfica principal en un sustrato cristalino, gran parte de las partículas no tendrán interacción con átomos, individualmente, pero serán desviadas por el potencial periódico de la hilera atómica.

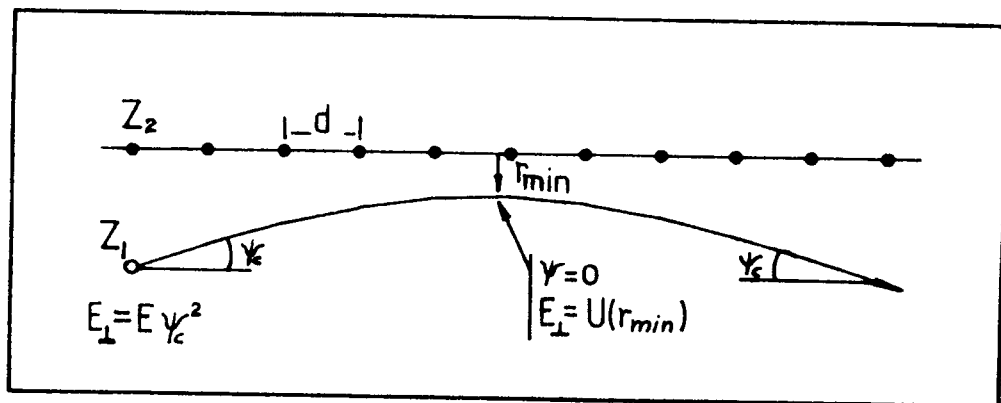


FIGURA 2.3 : Esquema ilustrando como una sequencia de colisiones correlativas puede conducir (canalizar) suavemente una partícula.

En la Figura 2.3, si el ángulo ψ entre el haz y una dirección cristalina de bajo índice es menor que un cierto

ángulo crítico ψ_c , la repulsión electrostática creciente entre el ión y el potencial apantallado $U(r)$ producirá una desviación suave del ión en forma de una serie de dispersiones correlacionadas de bajo ángulo. Se refiere a este proceso como "channelling" ó canalización.

Para $\psi \gg \psi_c$ no hay correlación y la trayectoria es similar a aquella en un medio amorfo. Para ψ algo mayor que ψ_c el ión "ve" una densidad atómica incluso mayor que en una trayectoria al azar. Se dice que el ión está quasi-canalizado.

El criterio de "channelling" puede ser definido a través del balance energético

$$E_{\perp} \approx E \psi^2 \leq U(r_{\min})$$
$$\text{ó } \psi \leq \psi_c = \left(\frac{U(r_{\min})}{E} \right)^{1/2} \quad 2.14$$

donde $E_{\perp} = E \psi_c^2$, la energía transversal, se conserva en el proceso.

La solución requiere el conocimiento del potencial interatómico $U(r)$. En la aproximación de Lindhard⁶ al potencial de Thomas-Fermi (T-F)

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \phi \left(\frac{r}{a} \right) \quad 2.15$$

$$\text{con } \phi\left(\frac{r}{a}\right) \equiv \ln \left[\left(\frac{Ca}{r}\right)^2 + 1 \right]$$

donde a es el radio de apantallamiento (T-F) dado por

$$a = 0,885 a_0 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2}$$

(a_0 = radio de Bohr)

C es un parámetro de ajuste ($C \sim \sqrt{3}$) y $\phi(r/a)$ es la función de apantallamiento de T-F.

El potencial promedio experimentado por un ion a una distancia r de la hilera atómica es

$$U(r) = \frac{1}{d} \int_{-\infty}^{\infty} V(z^2 + r^2)^{1/2} dz$$

donde d es la distancia interatómica a lo largo de la fila.

Para $V(r)$ de la ecuación 2.15, la integral da como resultado el potencial continuo:

$$U(r) = \frac{2 Z_1 Z_2 e^2}{d} f_{R.S.} \left(\frac{r}{a}\right)$$

donde $f_{R.S.} \left(\frac{r}{a}\right) = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{Ca}{r} + 1\right)$

(R.S. vale por "row static")

Para r/a suficientemente pequeño (aproximación de altas energías):

$$f_{R.S.}(r/a) \approx \ln \left(\frac{Ca}{r} \right)$$

y para $r_{\min} = \psi d$ la ecuación 2.14 es

$$\psi \leq \psi_1 = \left(\frac{2 Z_1 Z_2 e^2}{Ed} \right)^{1/2} \quad \text{para } \psi_1 \leq a/d$$

Cuando u_1 (la amplitud de vibración térmica unidimensional) es comparable con a las vibraciones pueden perturbar significativamente la trayectoria de canalización. Barret⁷ mostró por simulación de Monte Carlo que $\psi_{1/2}$, el parámetro que se mide experimentalmente (ver figura 2.4), puede relacionarse con ψ_1 por

$$\psi_{1/2} = k \left[f_{R.S.} \left(\frac{m u_1}{a} \right) \right]^{1/2} \cdot \psi_1$$

Los mejores ajustes los obtuvo con $k = 0.83$ y $m = 1.2$.

La función $\left[f_{R.S.}(\zeta) \right]^{1/2}$ está tabulada en su publicación.

2.4.1. Eficiencia mínima

Cuando el haz penetrante está perfectamente alineado con una dirección cristalina principal, la probabilidad (normalizada) de colisión nuclear disminuye drásticamente (en 95 - 98 %) y llega a un valor mínimo llamado eficiencia

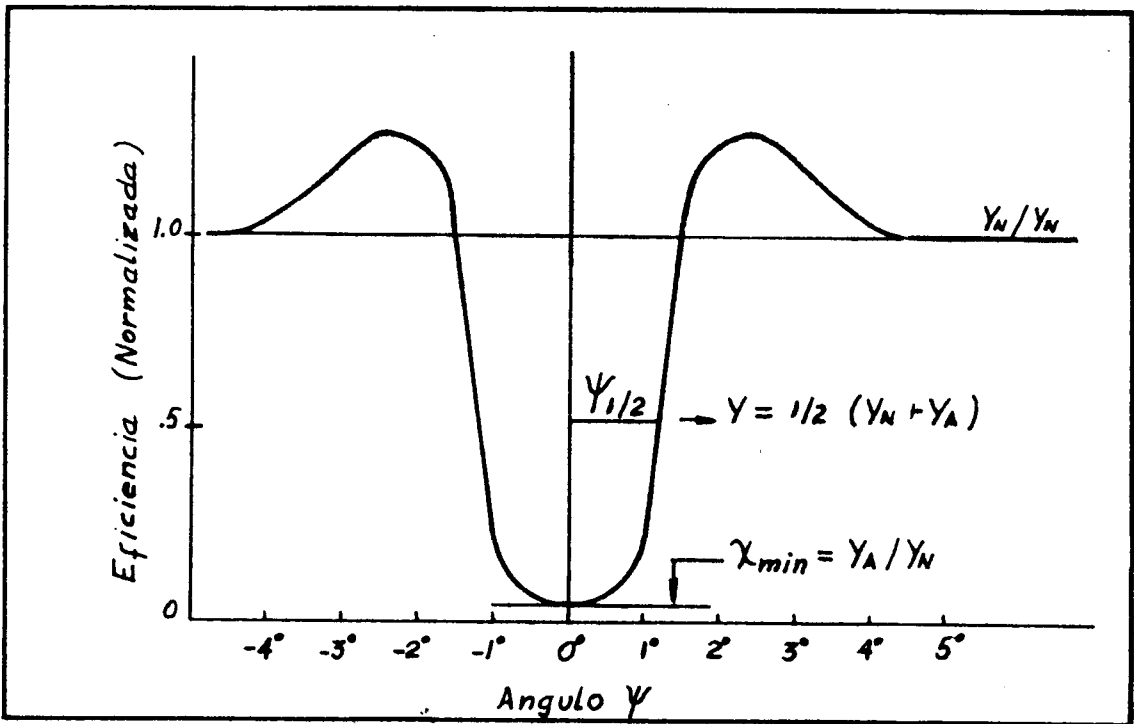


FIGURA 2.4 : Dependencia angular del rendimiento de retrodispersion. La variable es el ángulo de incidencia ψ entre el haz y una dirección axial de bajo índice.

mínima ó "minimum yield" χ . Lindhard⁶ predijo para χ inmediatamente debajo de la primera capa atómica

$$\chi = Nd \pi (u_2^2 + a^2)$$

para un cristal perfecto y sin contaminaciones superficiales.

$$u_2 = \langle x^2 + y^2 \rangle^{1/2} = 2^{1/2} u_1$$

es la amplitud de vibración térmica bidimensional.

En cristales reales, generalmente la presencia de daño superficial u óxidos hace que χ sea algo mayor.

Barret obtuvo por ajuste de valores empíricos en sus cálculos de simulación, la relación

$$\chi = 18.8 N d u_1^2 (1 + \zeta^{-2})^{1/2}$$

donde $\zeta \approx 126 u_1 / \psi_{1/2} d$

2.4.2. Determinación de perfiles de concentración de daño

La combinación "RBS-CHANNELLING" es potencialmente una técnica muy útil³ para el estudio del desorden introducido en un sustrato cristalino en el proceso de implantación de iones.

Al atravesar una lámina que contiene átomos localizados fuera de su posición cristalina, el haz analizador (canalizado) sufre una dispersión angular que resulta en un aumento de la componente no-canalizada o fracción al azar ("random") F_R de dicho haz.

Para medir la distribución del desorden con alguna precisión, se requiere determinar F_R en función de la profundidad. Varios tratamientos teóricos de dispersión simple⁸, plural⁹⁻¹¹ y múltiple¹² han sido usados^{8,12-14} con el propósito de describir estudios experimentales referidos a "dechannelling". La corrección involucra generalmente un procedimiento matemático iterativo hasta que el "dechannelling" calculado más allá de la extensión de la lámina dañada converge al valor medido. Un método alternativo puede ser utilizado bajo ciertas condiciones¹⁵ empleando valores experimentales de la eficiencia mínima de retrodispersión en función de la profundidad. Dicho método, a ser descrito a continuación, fué empleado en el procedimiento de extracción de daño vs profundidad en los estudios de generación de desorden por bombardeo iónico en *GaAs*¹⁶ (40 keV N^+ , P^+ , As^+ y Bi^+ y 20-200 keV Sb^+) a 40°K a describirse en el capítulo III.

2.4.3. Procedimiento para la corrección de "DECHANNELLING"

La eficiencia de retrodispersión a una profundidad x correspondiente a un canal c , en una lámina dañada proviene de⁸ la contribución de: a) la interacción de la fracción canalizada del haz incidente con átomos desplazados de la red y b) la interacción de la fracción "random" $\chi(x)$ que puede retrodispersarse tanto en átomos desplazados como en aquellos de la red.

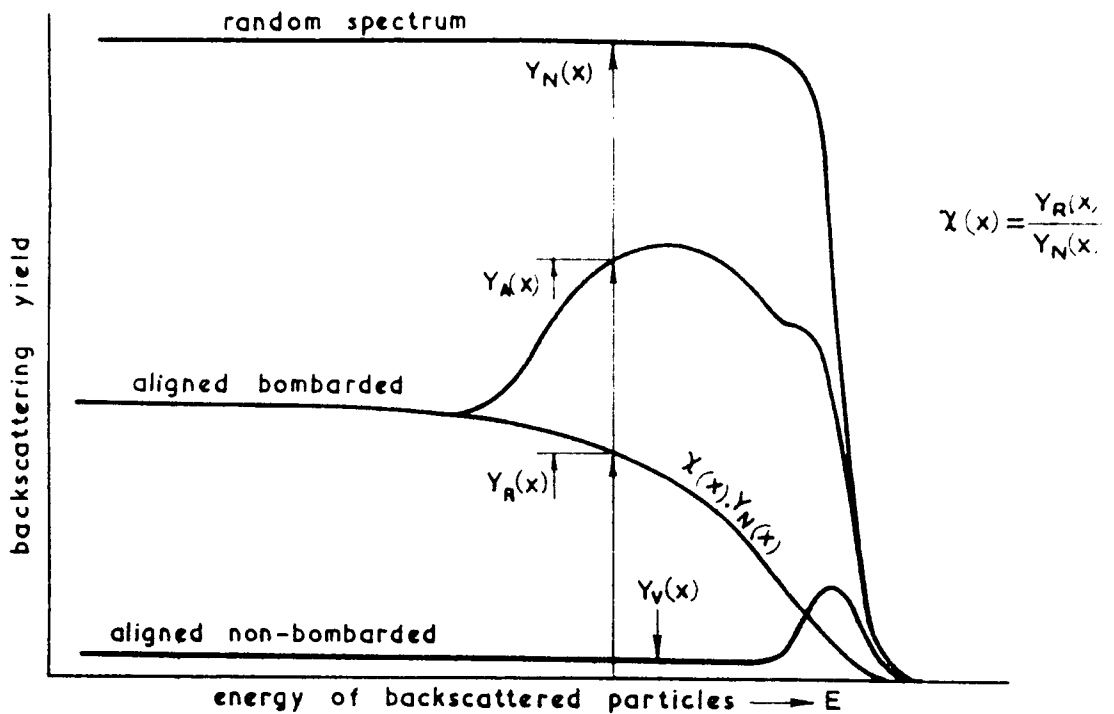


FIGURA 2.5 : Esquema de un espectro de retrodispersión canalizada RBS para la geometría de alta resolución ($\theta = 99^\circ$) empleada.

Empleando la notación de la Figura 2.5, la fracción de daño en cada caso puede expresarse como

$$F_A(x) = Y_A(x)/Y_N(x) - \chi(x) \quad \text{haz canalizado} \rightarrow \text{átomos desplazados}$$

$$\text{y } F_R(x) = F_A(x) \frac{\chi(x)}{1-\chi(x)} \quad \text{haz "random"} \rightarrow \text{átomos desplazados}$$

donde

$$\begin{aligned} \chi(x) &= Y_R(x)/Y_N(x) \\ &= Y_A(x)/Y_N(x) \quad \text{para } x > \text{espesor dañado} \end{aligned}$$

La fracción total de átomos desplazados es entonces

$$F(x) = \left[Y_A(x)/Y_N(x) - \chi(x) \right] \left[1 - \chi(x) \right]^{-1} = \frac{N_D(x)}{N} \quad 2.16$$

y representa la concentración atómica de átomos desplazados a la profundidad x . Se desprende de esta ecuación que para extraer un perfil de desorden de un experimento "RBS-CHANNELLING", se requiere conocer el comportamiento de la fracción $\chi(x)$ del haz. $\chi(x)$ será primordialmente una función del número de átomos desplazados (ó centros de dispersión eficaces) desde $x = 0$ (superficie) hasta x .

En la Figura 2.6 se muestra la evolución de $\chi(x) = Y_A(x)/Y_N(x)$ (a una profundidad arbitraria más allá de la región dañada) en función del número total de átomos

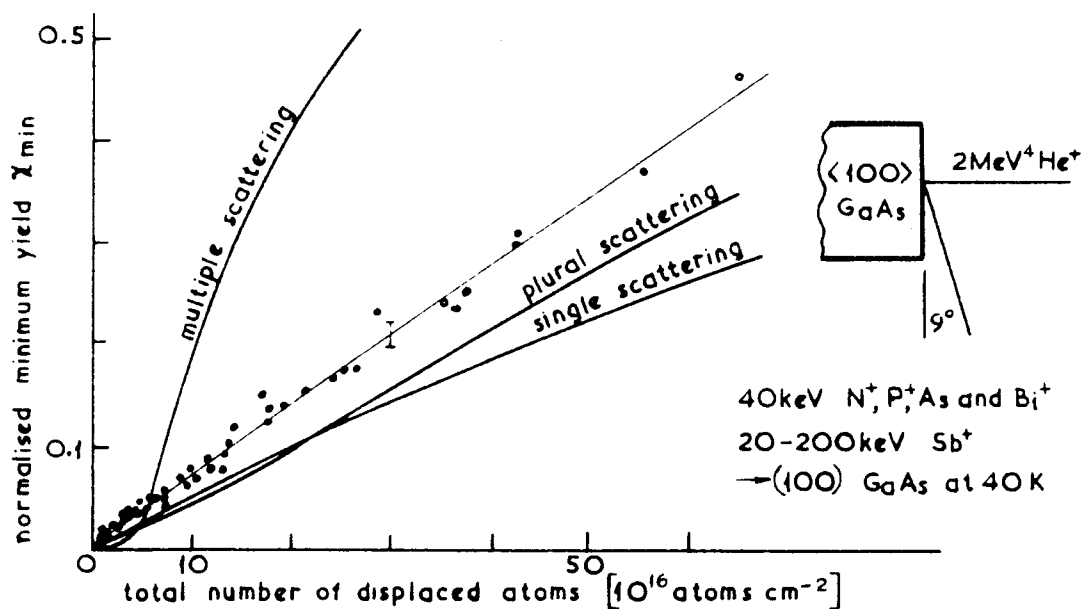


FIGURA 2.6 : Rendimiento mínimo de retrodispersión versus el número total de átomos desplazados. El análisis se obtuvo usando iones de He^+ de 2 MeV ($\theta = 99^\circ$) en GaAs $\langle 100 \rangle$ a 40 K luego de bombardear con distintas dosis de iones N^+ , P^+ , As^+ , Sb^+ y Bi^+ (ver texto).

desplazados N'_D . También se incluyen varios cálculos teóricos comparativos a ser discutidos más adelante. N'_D es proporcional al área bajo el pico RBS de daño, que aumenta con la dosis para el conjunto de especies iónicas y energías antes mencionadas.

Un primer conjunto de valores χ vs N'_D fue derivado a partir de un grupo de perfiles de desorden que alcanzaban el valor de saturación ($Y_A = Y_N$) en cuyo caso N'_D es

relativamente insensible al comportamiento de $\chi(x)$.
Con estos resultados se interpolaron nuevos valores de χ vs N_D' para todas las otras condiciones de daño.

Con la curva de la Figura 2.6 se procede, canal por canal, para extraer la distribución de daño utilizando la ecuación 2.16. La contribución debida al daño superficial del cristal no bombardeado se substraee asimismo en cada canal. La influencia del haz de análisis¹⁷ es discutida en el capítulo correspondiente.

En la Figura 2.7-b se muestra el perfil de daño obtenido luego de implantar N^+ (40 keV) a 40°K hasta una dosis de 10^{14} iones cm^{-2} . El espectro RBS correspondiente es el de la Figura 2.7-a.

En la Figura 2.7-a se incluye la curva $\chi(x)$ derivada a través del procedimiento descrito.

Frecuentemente, para bajo nivel de daño, donde χ es correspondientemente pequeño, se aproxima la densidad de daño por simple substracción del área debajo de $\chi(x)$ del área bajo la curva $Y_A(x)$. Esencialmente esto implica tomar $\chi(x) \rightarrow 0$ en la ecuación 2.16. Sin embargo, cuando el daño se incrementa, $\chi(x)$ también aumenta y la ecuación 2.16 debe aplicarse estrictamente para una evaluación

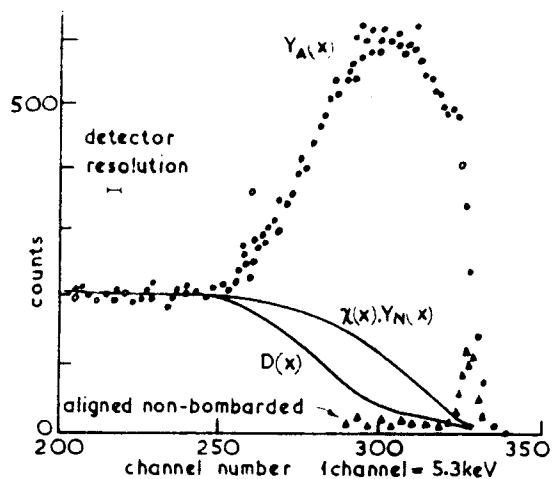


FIGURA 2.7-a : Espectro RBS-canalización para GaAs (100) bombardeado con 10^{14} iones de N^+ (40 keV) a $40^\circ K$ y analizado 'in situ' ($\theta = 99^\circ$)

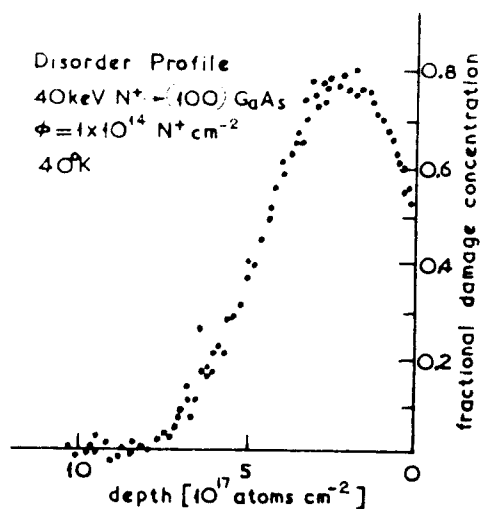


FIGURA 2.7-b : Perfil de desorden extraído del espectro de la figura 2.7-a con el método que se describe en el texto.

apropiada de $N_D(x)$ ó de $\int_0^x N_D(x) dx$.

Por ejemplo, si en la Figura 2.7-a se usara la aproximación de $\chi(x)$ pequeño, se incurriría en un error equivalente al área entre $\chi(x)$ y la curva $D(x)$ ó aproximación de "dechannelling" corregida. $D(x)$ representa la interacción del haz "random" con los átomos de la red.

En los cálculos de conversión de energía a profundidad se usaron valores semi-empíricos de secciones eficaces de frenamiento inelástico¹⁸ para medios amorfos dado que en la geometría de retrodispersión empleada ($\theta_{inc} = 0^\circ$; $\theta_{out} = 81^\circ$ con la normal) la mayor parte de la trayectoria (camino de salida) es en una dirección de no canalización ("random").

2.4.4. Comparación Teoría-Experimento

Los cálculos teóricos en la Figura 2.6 representan el "dechannelling" esperado en un cristal cubierto por una lámina delgada de estructura amorfa de espesor $N x \equiv N_D$ átomos "desplazados" por cm^2 , tratado por varios mecanismos de dispersión. Las estimaciones proporcionan la fracción de partículas del haz (colimado mejor que $\sim 0.05^\circ$) que han sido dispersadas más allá del ángulo crítico ψ_c , luego de atravesar la lámina amorfa. Se usó una aproxima-

ción escalón para $Y(\psi)$ ($Y(\psi) = Y_{\min}$ para $\psi < \psi_c$; $Y(\psi) = Y_N$ para $\psi > \psi_c$) y para ψ_c se tomó el valor de $\psi_{1/2} = 0.66^\circ \pm 0.06^\circ$ obtenido durante los experimentos para ${}^4\text{He}^+$ (2 MeV) \rightarrow GaAs a 40°K .

La fracción "random" del haz puede expresarse⁸

$$\chi(x) = 1 - [1 - \chi_v(x)] e^{-\gamma(x)}$$

donde χ_v es la fracción "random" en un cristal no dañado, y

$$\gamma(x) = \int_0^x P(\psi_c, x) \cdot N_D(x) dx$$

$P(\psi_c, x) N_D(x) dx$ es la probabilidad de que una partícula canalizada (ó colimada) sea dispersada dentro del haz "random" en el espesor dx .

Para un tratamiento de dispersión simple, $P(\psi_c, x)$ es la sección de colisión elástica de Rutherford integrada entre ψ_c y π .

$$P(\psi_c, x) = \frac{\pi}{4} \frac{\psi_1^4}{\psi_c^2} \int_0^x N_D(x) dx$$

donde ψ_1 es el ángulo crítico de Lindhard y $N_D(x)$ el número de átomos desplazados a la profundidad x .

Para un mecanismo de dispersión múltiple basado en el trabajo de Lindhard y discutido por Feldman y Rodgers¹²,

$$\chi(x) = \chi_v(x) + [1 - \chi(x)] e^{-\psi_c^2/\Omega^2(x)}$$

$$\text{donde } \Omega^2 = \frac{\pi}{2} \psi_1^4 d^2 \text{Ln} \int_0^x N_D(x) dx$$

y $\text{Ln} \equiv \ln$ (1.29) en la notación de Lindhard.

Para espesores intermedios de lámina dañada (i.e. número de desviaciones bajo), un tratamiento de dispersión plural es más apropiado. Sigmund y Winterbon¹¹ estudiaron la distribución angular de un haz de partículas en la aproximación de ángulo pequeño y en un estudio más refinado, aún en buen acuerdo con el de Meyer¹⁰, mostraron una transición suave de sus evaluaciones desde el régimen de dispersión simple al múltiple.

Los cálculos de dispersión plural en la figura 2.6 se hicieron con las evaluaciones de Sigmund y Winterbon, tomando una función escalón para ψ_c e integrando la distribución angular desde ψ_c a ∞ . Su evaluación de la fórmula de Bothe para la distribución angular conduce a

$$F(x, \alpha) d\Omega = \tilde{\alpha} d\tilde{\alpha} f_1(\tau, \tilde{\alpha})$$

donde $f_1(\tau, \alpha)$ es la función tabulada, α es el ángulo

total de dispersión, $d\Omega$ el intervalo de ángulo sólido perteneciente a α , y

$$\tau = \pi a^2 N x \quad \text{el espesor reducido}$$

$$y \quad \tilde{\alpha} = \frac{E a}{2 Z_1 Z_2 e^2} \alpha \quad \text{el ángulo reducido}$$

Dentro de los errores experimentales, el gráfico χ vs N_D en la Figura 2.6 muestra una distribución relativamente uniforme independientemente del tipo de ion implantado y su energía.

Dado el amplio rango de perfiles de daño y la naturaleza variada del desorden, desde cascadas de colisiones discretas o diluidas hasta regiones totalmente dañadas, la correspondencia entre el número de desplazamientos y el nivel de "dechannelling", es consistente con una distribución al azar de átomos (desplazados) a lo largo de los canales y que otras contribuciones al "dechannelling" como tensionamiento de la red y defectos extendidos es de poca influencia, que no es el caso, cuando alguna forma de recocido tiene lugar durante o seguido al bombardeo.^{14,19} En *GaAs* se encontró que el recocido térmico de los defectos comienza recién a temperaturas superiores a 120°K,²⁰ o sea bastante más elevadas que las usadas para los experimentos descriptos.

Se nota en la Figura 2. que ninguno de los cálculos teóricos concuerda satisfactoriamente con los valores empíricos, una discrepancia encontrada en comparaciones similares.¹³ Si bien al momento no se puede adelantar una explicación satisfactoria para dicha discrepancia, la suposición de una función escalón para ψ_c puede ser no enteramente apropiada.

Los resultados muestran sin embargo que la aplicación de un tratamiento teórico de la dispersión plural con un parámetro constante de ajuste puede ser usada en la corrección por "dechannelling" en las condiciones descritas para el presente experimento.

2.5. CONCLUSION

La cualidad de la técnica RBS de ser sensible a la masa se aprecia en la ecuación 2.1, con la que se puede construir la escala de masas.

Para cada elemento M_i se puede calcular, usando 2.4, la conversión de energía a profundidad o escala z_i , tomando como $z_i = 0$ el canal de energía correspondiente a la superficie $(k_{Mi} E_0)$.

Para el caso de blancos compuestos de dos o más elementos,

y de composición variable o no con la profundidad, el procedimiento para extraer el perfil de concentración involucra el cálculo de la concentración (2.12) y del incremento δz comenzando en la superficie y prosiguiendo canal por canal.

REFERENCIAS

- 1 - W. K. Chu, J. W. Mayer, M-A. Nicolet, T. M. Buck, G. Amsel y F. Eisen: (Trabajo de revisión), Thin Solid Films, 17 1 (1973)
- 2 - W. K. Chu, J. W. Mayer y M-A. Nicolet: "Backscattering Spectrometry", Academic Press, N.Y. (1978)
- 3 - D. V. Morgan, (editor): "Channelling", J. Wiley, N. Y., (1973)
- 4 - J. S. Williams: Nucl. Instrum. Methods, 126 205 (1975)
- 5 - C. E. Christodoulides, W. A. Grant y J. S. Williams: Nucl. Instrum. Methods, 149 219 (1978)
- 6 - J. Lindhard: Dansk. Vid. Selsk., Mat. Fys. Medd., 34 n°14 (1965)
- 7 - J. H. Barret: Phys. Rev. B, 3 1527 (1971)
- 8 - E. Bøgh: Can. J. Phys., 46 653 (1968)
- 9 - E. Keil, E. Zeitler y W. Zinn: Z. Naturforschg, 15a. 1031 (1960)
- 10 - L. Meyer: Phys. Stat. Sol.(b), 44 253 (1971)
- 11 - P. Sigmund y K. B. Winterbon: Nucl. Instr. & Meth., 119 541 (1974)
- 12 - L. C. Feldman y J. W. Rodgers: J. Appl. Phys. 41 3776 (1970)
- 13 - R. S. Walker, D. A. Thompson y S. W. Poehlman: Rad. Effects, 34 157 (1977)
- 14 - J. E. Westmoreland, J. W. Mayer, F. H. Eisen y B. Welch: Rad. Effects, 6 161 (1970)
- 15 - N. P. Tognetti: Rad. Eff. Lett., 58 151 (1981)

- 16 - N. P. Tognetti, G. Carter, C. E. Christodoulides, D. Stevanovic y D. A. Thompson: en prensa (en Rad.Eff.)
- 17 - D. A. Thompson, A. Golanski, K. H. Haugen, D. Stevanovic, G. Carter, y C. E. Christodoulides: Rad. Effects, 52 69 (1980)
- 18 - J. F. Ziegler y W. K. Chu: Atomic and Nuclear Data Tables, 13 463 (1974)
- 19 - G. Foti, L. Csepregi, E. F. Kennedy, J. W. Meyer, P. P. Pronko y M. D. Rechtin: Phil. Mag. A., 37 591 (1978)
- 20 - N. P. Tognetti, C. Carter, D. Stevanovic, I. Taschlykov, y D. A. Thompson: en prensa (en Rad. Eff.)

C A P I T U L O I I I

DAÑO PRODUCIDO POR IMPLANTACION IONICA EN GaAs A 40°K Y EFECTOS DE RECOCIDO EN EL RANGO 40-300°K

RESUMEN

Se estudiaron la distribución de daño y el daño total integrado en función de la dosis de los iones incidentes para Sb^+ (20 a 200 keV) y N^+ , P^+ , As^+ y Bi^+ de 40 keV implantados en arsenuro de galio (100) a 40°K. Los perfiles de desorden se extrajeron de mediciones in-situ con la técnica de canalización-retrodispersión de He^+ de 2 MeV. También se investigaron las características de recocido en el rango de temperaturas de 40 a 300°K para varias condiciones iniciales de dañado a 40°K.

Los resultados del desorden producido (a 40°K) son discutidos en términos de diferentes regímenes de densidades de las cascadas. Para iones pesados y de energías bajas, los daños totales medidos resultan ser un factor 10 mayores que los predichos por la teoría de colisiones binarias. Esto se atribuye al predominio de procesos de amorfización por impacto directo en regiones localizadas en cascadas de alta densidad. Se hace una comparación con experimentos realizados a 300°K.

Los estudios del recocido isócrono de sustratos irradiados

a 40°K muestran que la recuperación del daño comienza a $\sim 100^{\circ}\text{K}$ y prosigue monótonamente hasta 300°K , resultando en algunos casos en un recocido de un 75 % del desorden producido a 40°K . Se discuten las implicancias de este recocido substancial, en la interpretación de otros datos existentes colectados a temperaturas y velocidades de dosis no controlados ni especificados apropiadamente.

3.1. INTRODUCCION

El creciente interés tecnológico por la implantación iónica de *GaAs* para su aplicación a dispositivos electrónicos ha demandado un mejor entendimiento de los procesos de generación de daño introducido inevitablemente¹⁻² durante la irradiación. Si bien la concentración y distribución en profundidad de los dopantes son parámetros relativamente controlables y predecibles, el requerimiento de recuperación cristalina de la zona implantada - necesaria para lograr óptimas características electrónicas - presenta a veces inconvenientes.³ Bajo ciertas condiciones, la mayor parte del desorden introducido se recoce a temperaturas menores ($< 750^{\circ}\text{C}$) que aquellas involucradas, por contraste, en procesos de difusión térmica ($\sim 1000^{\circ}\text{C}$). La decomposición superficial por evaporación de arsénico a altas temperaturas (i.e. en procesos de difusión) puede degradar seriamente las características del dispositivo.⁴ Por otro lado, una incompleta recuperación cristalina post-implantación puede dejar defectos que actúan como trampas (reduciendo eficientemente la concentración de portadores libres) o centros de recombinación (que reducen la vida media de portadores) o centros de dispersión (reducen la movilidad).

El comportamiento de recocido depende en modo complejo de

la concentración inicial del daño generado y de su estructura microscópica. La naturaleza microscópica de la producción de desorden, su distribución en profundidad y su interpretación vía comparación directa con la teoría de colisiones atómicas es de importancia tanto en la predicción de perfiles de daño como en su eventual contribución al conocimiento de la física de producción de desorden dentro de cada cascada de desplazamientos y los posteriores mecanismos de interacción entre cascadas.

Varios modelos han sido propuestos, tendientes a describir la evolución del proceso de dañado en semiconductores hasta la total amorfización de la lámina bombardeada. De acuerdo a los diferentes modelos, se alcanza el nivel de amorfo en los pequeños volúmenes que enmarcan las cascadas de colisiones, cuando se ha llegado a depositar una energía crítica^{5,6} en procesos elásticos, o cuando la concentración local de defectos^{7,8} supera un valor crítico. Durante el bombardeo con iones livianos, el alcanzar este nivel crítico puede requerir de la superposición del desorden producido en cascadas individuales, mientras que para átomos pesados la amorfización local se puede lograr por impacto directo. Hay modelos que incluyeron la interacción de cascadas de colisiones^{9,10} en los cálculos, y en algunos casos^{11,12} se consideraron condiciones límites desde regímenes de producción de defectos simples hasta de amorfiza-

ción directa.

D. A. Thompson et al¹³ publicaron un estudio experimental extenso sobre generación de desorden en silicio a 40°K, cubriendo una gama de especies iónicas y energías. En su descripción concluyen que iones pesados, en el rango de bajas energías, originan principalmente amorfización local directa mientras que iones livianos crean principalmente defectos simples que se acumulan hasta que la densidad local es suficientemente alta como para que se produzca un colapso al estado amorfo. En su caso sugirieron una fracción crítica de defectos de 2-18 %, en acuerdo con las predicciones de Swanson et al⁸.

A pesar del considerable número de trabajos, la producción de desorden y amorfización en *Si* no está totalmente entendidá.¹³ En *GaAs*, y en general en semiconductores compuestos del tipo III-V, el problema se complica dada la mayor diversidad¹⁴ de tipos y composiciones que se pueden dar de defectos. En *GaAs* en particular la literatura en el tema está publicada en forma fragmentada,^{1,3} no habiéndose intentado un estudio minucioso como en el caso de *Si*.¹³

Entre los parámetros que caracterizan una implantación,

además de la especie iónica, energía y dosis, es a veces de relevancia la temperatura a la que se realiza la experiencia. Estudios anteriores^{15,16} de *GaAs* irradiado con electrones a bajas temperaturas (~ 50 K) sugieren que una fracción considerable del daño por irradiación se recupera por debajo de la temperatura ambiente (T.A.). Por otro lado, el estudio de recocido de *GaAs*, bombardeado con iones pesados a altas dosis, en el rango de temperaturas superiores a T.A. ha recibido considerable atención¹⁷⁻¹⁹ con el propósito de entender los mecanismos de recristalización y de determinar además las condiciones para obtener óptima actividad eléctrica.

En parte de los estudios presentados en este capítulo se muestra evidencia de que la recuperación cristalina es notoria en el rango de temperaturas 40-300 K en *GaAs* irradiado con iones pesados. La implicancia de esta observación experimental es que la interpretación de todos los estudios de daño realizados a temperaturas T.A. debe ser efectuada con cuidado.

Se enfatiza aquí la necesidad de análisis *in situ* cuando las experiencias de este tipo son conducidas a bajas temperaturas. La relajación de la red (i.e. migración y formación de defectos complejos) y recocido que se puede llevar

a cabo a temperaturas superiores a las de activación térmica de defectos simples, puede inducir interpretaciones incorrectas.

Los estudios presentados en este capítulo fueron conducidos coordinadamente en las universidades de Salford (Salford, U.K.) y McMaster (Hamilton, Canada), habiendo utilizado en ambas locaciones la técnica de análisis RBS-channelling descrita en el capítulo II.

En los procedimientos involucrados en la extracción de los perfiles de daño se tuvo en cuenta el efecto del haz de prueba de He^+ . Se encontró sin embargo un efecto no aditivo linealmente: la influencia (desorden) producida por el He^+ dependía del estado de desorden de la lámina de interés (previamente bombardeada con iones pesados o semipesados). Este fenómeno indica una interacción de daño complejo, posiblemente entre la fracción inelástica del haz de He^+ y la configuración de daño parcial existente.

3.2. EXPERIMENTOS

El material de partida utilizado en este trabajo fue arsenuro de galio ($GaAs$) de orientación (100) suministrado por MCP Electronic Materials, London (dopante: Si ; 1.4×10^{18} portadores cm^{-3}). Las obleas fueron provistas con

una cara pulida (mecánico-químico) a espejo, y en diámetros de ~ 3 cm y espesor ~ 0.5 mm. La orientación principal era $\langle 100 \rangle \pm 0.4^\circ$ según se verificó con la técnica RBS. Luego de seccionar con una punta de diamante en cuadrados de $\sim 0.8 \times 0.8$ cm se las lavó en acetona de grado ultrapuro y se las sopleteó con gas de Ar previo a la introducción en la cámara de implantación.

Las muestras así obtenidas fueron implantadas y analizadas en dos facilidades. La primera, en Salford, donde las implantaciones fueron ejecutadas a energías de hasta 60 keV, T.A., y utilizando alta densidad de corriente, en un separador de isótopos. Los análisis fueron subsiguientemente llevados a cabo separadamente en un acelerador Van de Graaff de 2 MV. La segunda, en la Universidad de Mc Master, donde implantaciones de hasta 200 keV, de baja densidad de corriente ($10-100$ nA cm $^{-2}$) y a 40 K, fueron ejecutadas en un acelerador de iones pesados y donde los análisis fueron subsiguientemente efectuados in situ, en el rango de temperaturas de 40-300 K, utilizando un Van deGraaff de 3.5 MV acoplado en línea con dicho acelerador.

Todas las implantaciones fueron efectuadas con el haz de iones desalineado 6° respecto a la dirección $\langle 100 \rangle$ y a medio camino entre planos principales, a efectos de minimizar efectos de canalización.

En ambos laboratorios el análisis fué efectuado con iones ${}^4\text{He}^+$ de 2 MeV empleando la técnica de canalización-retrodispersión de Rutherford en la dirección $\langle 100 \rangle$ y utilizando la geometría de alta resolución (ángulo de salida rasante = 9°).

Esta geometría²⁰ permite una resolución, en la superficie de *GaAs*, de $\sim 70 \text{ \AA}$ utilizando un detector de $\sim 15 \text{ keV}$ FWHM. En McMaster se colectó simultáneamente con otro detector en un ángulo de dispersión de 150° .

3.2.1. Facilidad Experimental en la Universidad de McMaster

La facilidad de implantación-análisis en la Universidad de McMaster permite el estudio de daños por radiación en condiciones de mínimo recocido. El acelerador (10-150 keV) está acoplado en línea con un acelerador Van de Graaff de 3.5 MeV para el análisis de canalización-retrodispersión. La irradiación y posterior análisis se pueden alternar con el sustrato mantenido a $\sim 40^\circ\text{K}$. En la Figura 3.1 se esquematiza el sistema acelerador-analizador acoplado.

El haz proveniente de cada acelerador puede ser dirigido a través de la línea común, hacia la muestra, vía el imán analizador común, permitiendo así el análisis "in situ" de la muestra implantada.

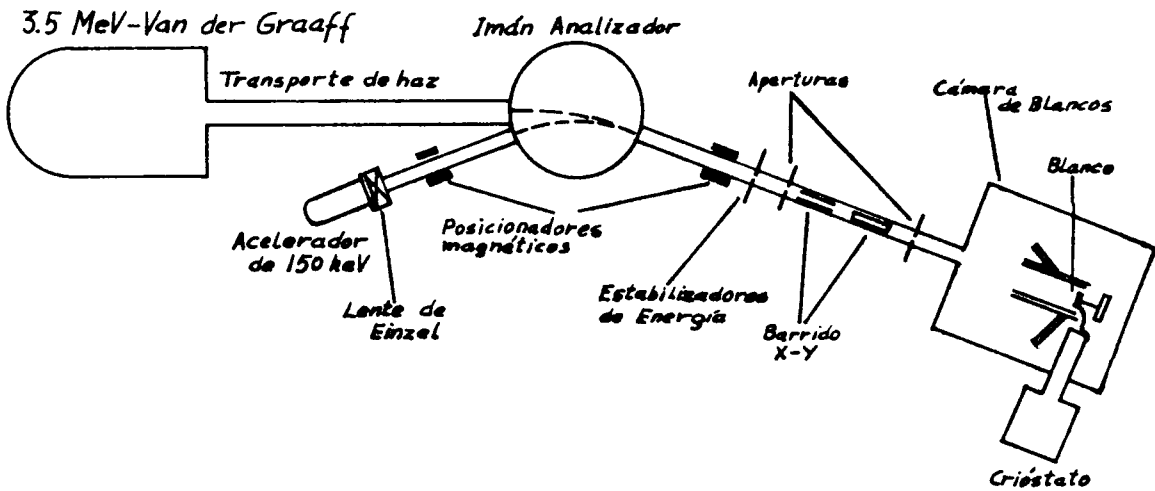


FIGURA 3.1 : Esquema de la facilidad de implantación y análisis RBS de la Universidad de McMaster.

Realimentando la información de las placas estabilizadoras para controlar la energía del haz, se logra una estabilización en energía $< 0.2 \%$. El análisis se lleva a cabo con haces de ${}^4\text{He}^+$ de 1-2 MeV con el acelerador Van der Graaff de 3.5 MeV. La divergencia del haz es mejor que 0.04° , luego de colimar con diafragmas de 0.75 mm de diámetro. Dichos diafragmas son ajustables verticalmente tal que permiten localizar el haz en distintas posiciones de la muestra.

El acelerador del implantador es un generador Texas Nuclear Corporation modelo 9509, Cockroft-Walton, modificado para

acomodar una fuente de iones universal Danfysik 911A. Esta es una fuente de cátodo caliente con un filamento calefactor auxiliar. El gas de soporte de la descarga que se usó es generalmente Ar . Entre la extracción y aceleración hay un sistema focalizador de lentes de Einzel.

Durante la implantación se usan diafragmas de colimación de 2 y 4 mm (el último cercano a la muestra). Entre los diafragmas hay un sistema electrostático de barrido X - Y al que se le aplica una onda de voltaje triangular. El voltaje pico-pico es de 0 - 500 V y las frecuencias de barrido vertical (~ 3 Hz) y horizontal (~ 15 Hz) se seleccionaron de modo que no haya acoplamiento armónico.

Las ranuras no están alineadas verticalmente sino desplazadas ~ 5 mm, de modo de evitar el paso directo de los átomos neutros producidos entre el imán y el sistema de barrido. La onda triangular es superpuesta a una tensión continua ajustable hasta lograr máxima lectura en la copa de Faraday (retractable) cercana a la muestra. La corriente promedio está en el rango 0.5 - 50 nA/cm² y la uniformidad y reproducibilidad de dosis se estima en $< 5\%$.

El vacío en las líneas se logra con difusores a vapor de Hg, con trampas de N₂ líquido.

En la Figura 3.2. se esquematiza la cámara de blancos.

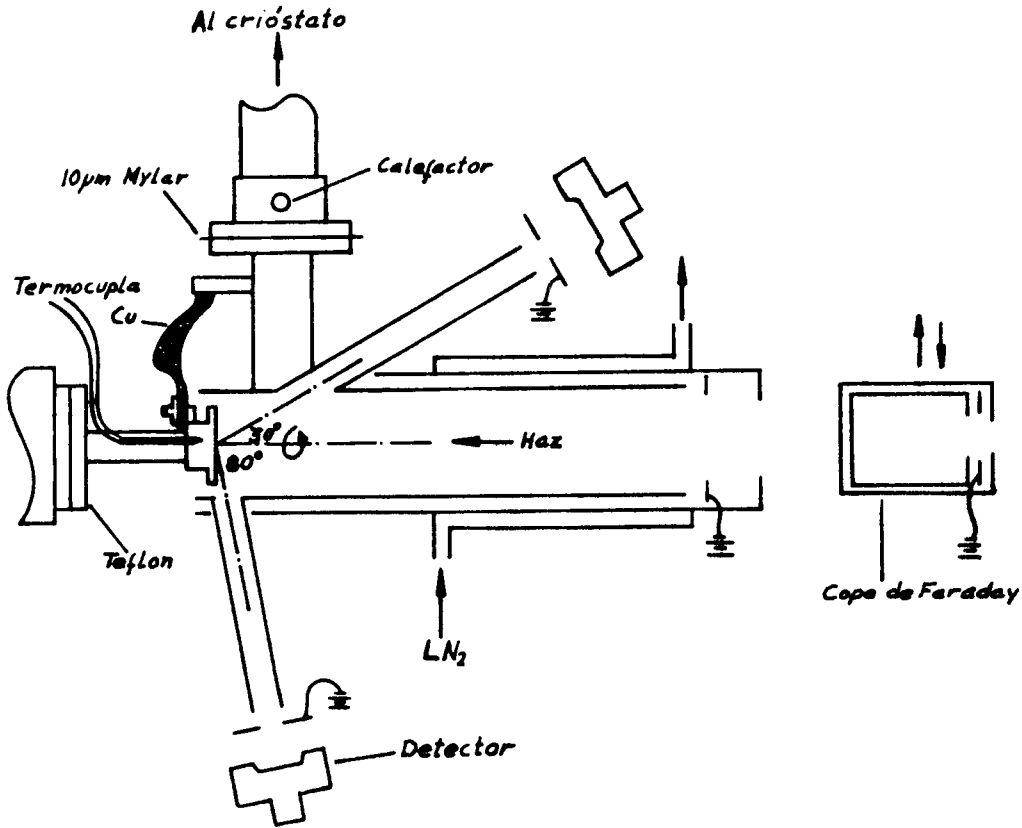


FIGURA 3.2 : Esquema de la cámara de blancos de la facilidad experimental de McMaster.

La temperatura de la muestra ($> 38^{\circ}\text{K}$) se regula con un refrigerador criogénico a compresión de *He* de 2 etapas (Air Product) con una potencia de 2 W a 20°K en la segunda etapa. El goniómetro permite 2 grados de libertad con una resolución angular de $\sim 0.025^{\circ}$. Las amplitudes angulares son de $\pm 200^{\circ}$ para la rotación azimutal (ψ) en un eje paralelo a la normal de la muestra y $\pm 30^{\circ}$ para la in

clinación θ_1 de la muestra respecto al haz. El eje de la rotación θ_1 está contenido en el plano de dispersión definido por la posición de los 2 detectores.

El portamuestras está rodeado por una pantalla térmica de cobre (a igual potencial eléctrico) conectado también al criostato de He. Una segunda pantalla de radiación a temperaturas de N_2 líquido rodea al conjunto.

La temperatura se puede regular de 40 a 300 K controlando un calefactor en la segunda etapa, y se mide con una termocupla de Au (0.03 at.% Fe) - Chromel. La presión base es de $\sim 2 \times 10^{-7}$ Torr.

La dosis de implantación se determina integrando la carga en la muestra. El portamuestras y la primera pantalla de cobre conforman una "copa" de Faraday y están eléctricamente aislados del refrigerador por una lámina de Mylar de 10 μm y del goniómetro por un espaciador de Teflon. La supresión de electrones secundarios (-100 V) actúa a la entrada de los tubos del haz y de los detectores de barrera de superficie de Si (FWHM ~ 15 keV). El sistema de adquisición de datos es similar al del montaje en Salford (a describirse), excepto que cuenta con la incorporación de una minicomputadora PDP 11/05 programada para realizar análisis de altura de pulsos así como varias operaciones de

manipulación de datos incluyendo la presentación de espectros en una pantalla de video, la acumulación de datos en disco magnético, su impresión en teletipo y graficación en papel, simultáneamente mientras se adquieren datos.

Las alineaciones en la dirección $\langle 100 \rangle$ se efectuaron de modo que el haz de *He* incidiera en un punto diferente de aquel en que se realizaría posteriormente la experiencia. La dosis de análisis (a 40 K) fueron cuidadosamente registradas y en todos los casos mantenidas a un mínimo compatible con una estadística de colección razonable, a efectos de minimizar el desorden producido por el haz de prueba.

Para coleccionar un espectro "random" se rota la muestra 6° (θ_1) desde la dirección de "channelling" y luego se rota azimutalmente $\pm 180^\circ$. Este procedimiento fué encontrado reproducible no mejor que dentro del 10 % para la geometría de dispersión de $\theta = 99^\circ$, probablemente debido a pequeñas desviaciones de alineación entre la normal a la superficie de la muestra y el eje de rotación azimutal, causando esto un cambio en el ángulo de salida con la superficie. Se adoptó entonces el criterio de tomar como valor de normalización en superficie aquél obtenido en la dirección de canalización luego de bombardear con una dosis suficientemente alta como para garantizar la amorfización total de la lámina superficial.

3.2.2. Facilidad Experimental en la Universidad de Salford

El implantador que se usó en la Universidad de Salford es un separador de isótopos comercial Lintott MK-III de 40 keV cuyas características han sido descritas ampliamente² en la bibliografía. La fuente de iones es del tipo Freeman² de alta corriente, con ranura de extracción vertical de Ta ($\sim 50 \times 1$ mm) alineada con el filamento de W de la cámara de ionización de grafito.

El barrido se logra superponiendo un voltaje de onda triangular ($\leq \pm 250$ V) a la tensión de aceleración. El análisis en masa es del tipo de sector magnético. El sistema permite alcanzar corrientes de $^{40}Ar^+$ de hasta 3 mA en la cámara de blancos, y separar con facilidad por ejemplo, los isótopos de Ge y de W . El bombeo en las líneas y en la cámara es a base de difusores a chorro de vapor de aceite trampeadas con N_2 líquido. La presión base en la cámara de blancos es $< 5 \times 10^{-7}$ Torr. La temperatura del sustrato durante la implantación se puede fijar entre ~ 80 K y 700 K.

El sistema de análisis RBS se esquematiza en la Figura 3.3. Se basa en un acelerador Van de Graaff de 2.5 MV y es en concepción, similar al de Mc Master con la salvedad que no está acoplado al implantador. La alineación previa de la muestra se logra provocando (con un goniómetro de 3 ejes) la

reflección perpendicular co-lineal con el haz proveniente de un laser de He-Ne ($\lambda = 6328 \text{ \AA}$) previamente alineado y posteriormente rotando la muestra 180° ($\pm 0.2^\circ$) en torno al eje β .

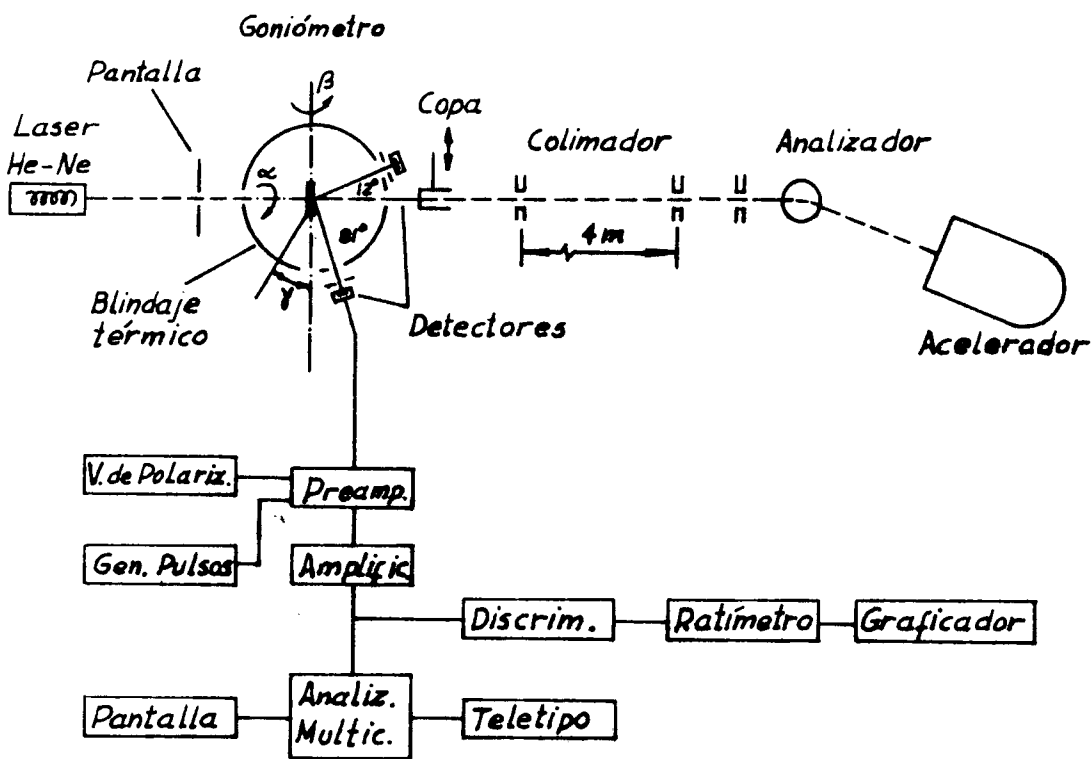


FIGURA 3.3 : Facilidad de análisis por RBS y canalización de la Universidad de Salford.

El sistema de adquisición de datos consiste en una cadena electrónica convencional ORTEC de análisis de pulsos para detectores de Si de barrera de superficie, consistente

en preamplificador, amplificador lineal y analizador multicanal de 4000 canales, con salida para teletipo, pantalla de video y grabador a cinta magnética (casette). La calibración en energía se hace por comparación con la emisión de una fuente de ^{241}Am , y aproximadamente cada 3 meses haciendo uso de la reacción nuclear $\text{Al}(p, \gamma) \text{Si}$ ($E_p = 991.2 \text{ keV}$). La linealidad del sistema se comprueba con un generador de pulsos y también por la posición del borde de energía correspondiente a la superficie de blancos monoatómicos. Dos detectores permiten coleccionar partículas retrodispersadas a ángulos de dispersión fijos de 99° y 168° .

Las mediciones realizadas en esta facilidad, para determinar el efecto del haz de prueba de He^+ (1 - 2 MeV) a temperatura ambiente en muestras de GaAs no implantadas, mostraron que para dosis de He^+ de hasta 10^{18} iones cm^{-2} (~ 1000 veces mayor que la dosis de medición) el único efecto detectable era un aumento en el nivel de "dechanneling", siendo despreciable el aumento en el área del pico de superficie, contrariamente a lo encontrado¹³ en Si en experimentos similares.

3.3. RESULTADOS Y DISCUSION

3.3.1. Efectos de Recocido

Se realizaron implantaciones de 40 keV Sb^+ en las Universidades de Salford y McMaster, con los sustratos de GaAs mantenidos a T.A. y se determinó el desorden total producido en función de la dosis. Estos resultados se muestran en la Figura 3.4 conjuntamente con mediciones efectuadas in situ a 40 K y agregadas en el gráfico a modo comparativo.

Las discrepancias entre los resultados a 300 K obtenidos en ambos laboratorios es evidente y demandó la realización de experimentos más cuidadosos y sistemáticos, tendientes a clarificar dichas discrepancias.

A pesar de que la forma física de los conjuntos de datos en la Figura 3.4 son similares, las magnitudes son diferentes, particularmente en la región de crecimiento de las curvas. Se descartó la posibilidad de que diferencias en la densidad de corriente de implantación en ambos laboratorios pudieran explicar los resultados ya que las densidades de corriente empleadas en Salford fueron en todos los casos superiores a aquellas en McMaster (en uno o dos órdenes de magnitud) y en estudios complementarios en Salford

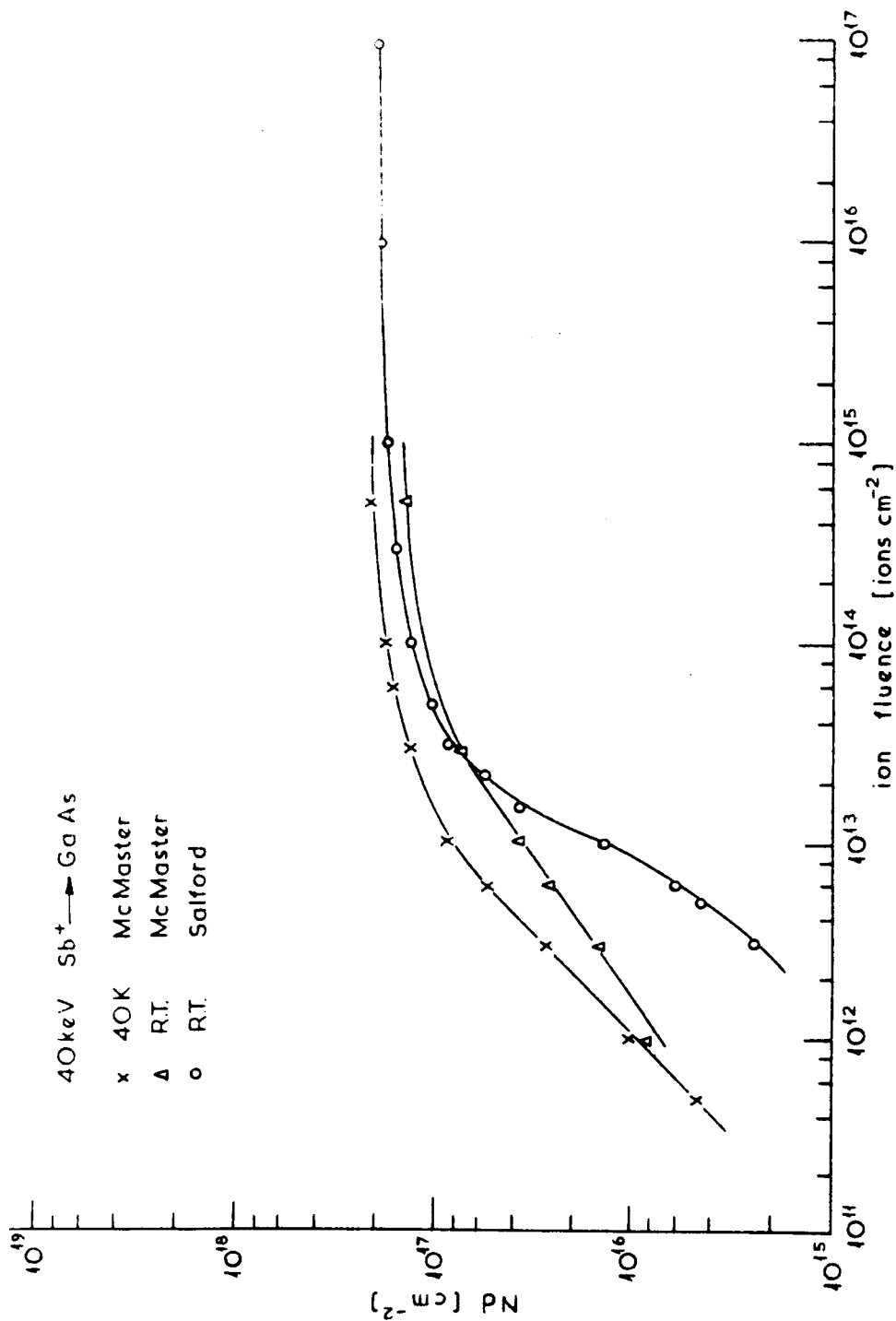


FIGURA 3.4 : Incremento de daño en función de la dosis para implantaciones de Sb⁺ de 40 keV en GaAs. Comparación de resultados obtenidos en diferentes laboratorios.

se ha encontrado que (40 keV Al^+ y $P^+ \rightarrow GaAs$ a 300 K) a dosis ϕ constante, el desorden medido es mayor para mayor densidad de corriente, en confirmación de resultados de estudios similares anteriores^{21,22} para $N^+ \rightarrow GaAs$ y en definitiva en el sentido contrario al comportamiento en la Figura 3.4.

Se reconoció entonces que había una diferencia esencial no solamente en la configuración física de los aceleradores en ambos laboratorios sino también en la secuencia experimental: en Salford la implantación y el análisis fueron realizados consecutivamente en dos máquinas separadas y hubo generalmente una demora variable y considerable entre implantación y análisis, mientras que en McMaster, con los aceleradores acoplados en la misma cámara, el análisis se ejecutaba dentro de minutos luego de la implantación.

Se consideró entonces probable que un proceso de recocido del desorden a T.A. pudiera explicar que las magnitudes de las mediciones en McMaster superaran las de las efectuadas en Salford. Más aún, los datos medidos en Salford y mostrados en la Figura 3.4 fueron obtenidos luego de una demora intencional de dos semanas, procedimiento que permitió obtener resultados reproducibles en tres secuencias experimentales independientes.

Se planearon entonces experimentos tendientes a obtener información sobre las energías de activación involucradas en los procesos de recuperación de daño. Dichos experimentos²³ se llevaron a cabo en McMaster y se pueden agrupar en dos tipos: I) La observación de la recuperación a T.A. del desorden generado a 40K, a dosis inferiores y superiores a las necesarias para la total amorfización de la lámina superficial y II) la observación de la recuperación térmica (recocido isócrono) en el rango de temperaturas 40-300 K luego de implantar a 40 K, para dosis equivalentes a un 20 % (arbitrario) del valor de cuasi-saturación en la curva $\text{Log } N_d / \text{Log } \phi$.

Este último tipo de estudios es esperable que provea información sobre el recocido de las regiones de desorden individuales, asociadas a cada ion incidente, ya que la superposición de las cascadas de colisiones es de importancia para densidades (relativas) de desorden más altas. Estos estudios fueron conducidos en paralelo con una investigación minuciosa²⁴ de producción de desorden en GaAs a describirse en 3.3.2.

La Tabla I es un resumen de la cantidad de desorden retenido luego de diferentes tratamientos térmicos y para una variedad de condiciones iniciales de desorden a 40 K. El parámetro representado es la fracción remanente de desorden $U(T)$,

TABLA I

Fracción de desorden retenido luego del tratamiento térmico. Todas las implantaciones se efectuaron a 40 K. Los parámetros y condiciones se describen en el texto.

	Ion	Energía {keV}	ϕ {iones cm ⁻² }	Recocido	U(T)
	N ⁺	40	3.5 x 10 ¹³	15 min T.A.	0.23
	As ⁺	40	4 x 10 ¹²	15 min T.A.	0.28
	As ⁺	40	4 x 10 ¹²	70 hs. T.A.	0.12
II	Sb ⁺	40	3.2 x 10 ¹²	15 min T.A.	0.50
$\phi \sim 0.2 \phi_s$	Sb ⁺	40	3.2 x 10 ¹²	14 hs. T.A.	0.24
	Sb ⁺	40	3.2 x 10 ¹²	1 mes T.A.	0.20
	Bi ⁺	40	2 x 10 ¹²	15 min T.A.	0.45
	Bi ⁺	40	2 x 10 ¹²	15 hs. T.A.	0.33
	Bi ⁺	40	2 x 10 ¹²	1 mes T.A.	0.20
I	Sb ⁺	125	3 x 10 ¹⁴	37 hs. T.A.	0.92
$\phi \gg \phi_s$	Bi ⁺	40	5 x 10 ¹⁴	14 hs. T.A.	0.92

$$U(T) = \frac{N_d(T) - N_d^o(T)}{N_d^M(T_o) - N_d^o(T_o)} \quad 3.1$$

donde $N_d(T)$ es el número de desplazamientos medido luego de recocer a temperatura T ; $N_d^o(T)$ es el valor antes de bombardear (estimado a temperatura T por interpolación lineal entre 40 K y 300 K) y $N_d^M(T)$ es el valor a la temperatura inicial T_o (en este caso $T_o = 40$ K) luego de bombardear.

La Tabla I muestra que el recocido del desorden luego de implantar con dosis altas, es, si bien pequeño ($\sim 8\%$), existente. Alguna forma de recocido tuvo lugar en muestras implantadas a altas dosis con 125 keV Sb^+ y 40 keV Bi^+ a 40 K y calentadas a T.A. Esto se evidenció en un corrimiento del borde de energía del espectro de "channelling" correspondiente a la interfase de transición cristalino-amorfa.

Como se anticipa en la Figura 3.4, los cambios significativos en la retención de desorden ocurrieron para dosis ϕ equivalentes a la región de crecimiento en las curvas $\text{Log } N_d / \text{Log } \phi$.

En este caso se estudió el recocido térmico luego de bombardear con iones de 40 keV de N^+ , As^+ , Sb^+ y Bi^+ a una dosis

equivalente a un 20 % del valor de cuasi-saturación, elegido de las mediciones²⁴ de desorden/dosis (obtenidas a 40 K) para cada ion y energía y presentadas en la sección 3.3.2.

En la Figura 3.5 se esquematizan los espectros de "channelling" para una muestra bombardeada con 40 keV N^+ a una dosis de 3.5×10^{13} iones cm^{-2} : a 40 K y luego de cada intervalo de recocido térmico (de 15 minutos cada uno) a varias temperaturas.

La resolución del sistema permite en este caso distinguir el pico de desorden superficial respecto del más profundo asociado al bombardeo con N^+ . Para mejor claridad hemos omitido en la Figura 3.5 las mediciones correspondientes a algunas temperaturas intermedias.

Se puede apreciar en la Figura 3.5 que el recocido térmico opera a todas las profundidades con similar eficiencia (respecto al desorden inicial).

Luego de deconvulcionar apropiadamente²⁸ (ver capítulo II) los datos de la Figura 3.5 (y similares), empleando la ecuación 3.1, se puede obtener la relación de recocido isócrono presentada en la figura 3.6 para 40 keV N^+ y As^+ . El recocido luego de implantar con 40 keV Bi^+ y Sb^+ se midió luego de un solo intervalo de 15 minutos a T.A. Estos valo

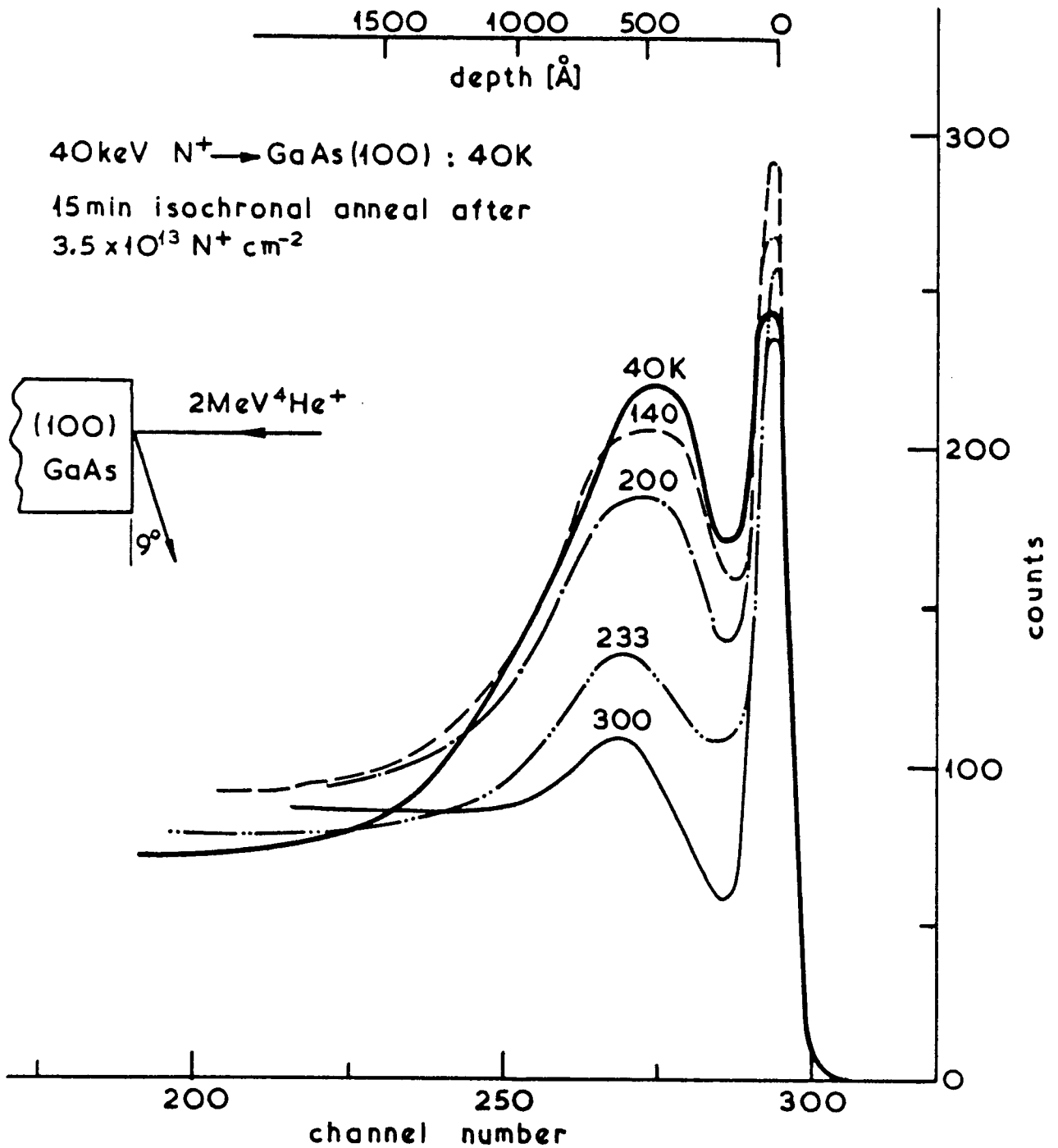


FIGURA 3.5 : Espectros de canalizacion de GaAs 100 bombardeado con N de 40 keV a una dosis de 3.5×10^{13} iones cm^{-2} : a 40 K y luego de cada intervalo de 15 minutos de recocido térmico.

res se han insertado en la figura 3.6 para su comparación. Todas las dosis iniciales ($\sim 20 \% \phi_{\text{sat}}$) fueron aplicadas a 40 K y se indican en la Tabla I.

En la Figura 3.6 se han incluido además (trazo segmentado) los resultados de F. L. Vook¹⁵ de recocido isócrono (intervalos de 15 min.) de *GaAs* bombardeado con electrones de 2 MeV y medido por el método de cambio de conductividad térmica.

Dentro de los errores experimentales, se trazó una sola curva en la Figura 3.6 promediando los resultados de N^+ y As^+ , sólo para guiar la vista.

El recocido es detectable a temperaturas alrededor de los 100 K. Luego progresa uniformemente a todas las temperaturas, (se acelera aparentemente a $T \sim 200$ K) sin indicar un proceso específico (asociado) de activación térmica. Alrededor del 75 % del desorden inicial para N^+ y As^+ (y ~ 50 % para Sb^+ y Bi^+) se recoce luego de calentar hasta T.A.

Antes de intentar una interpretación cualitativa de los resultados de la Tabla I y de la Figura 3.6 se hace notar que las discrepancias entre la información derivada de los estudios iniciales en Salford y McMaster presentados en la figura 3.4 (300 K), son explicables en términos de los es-

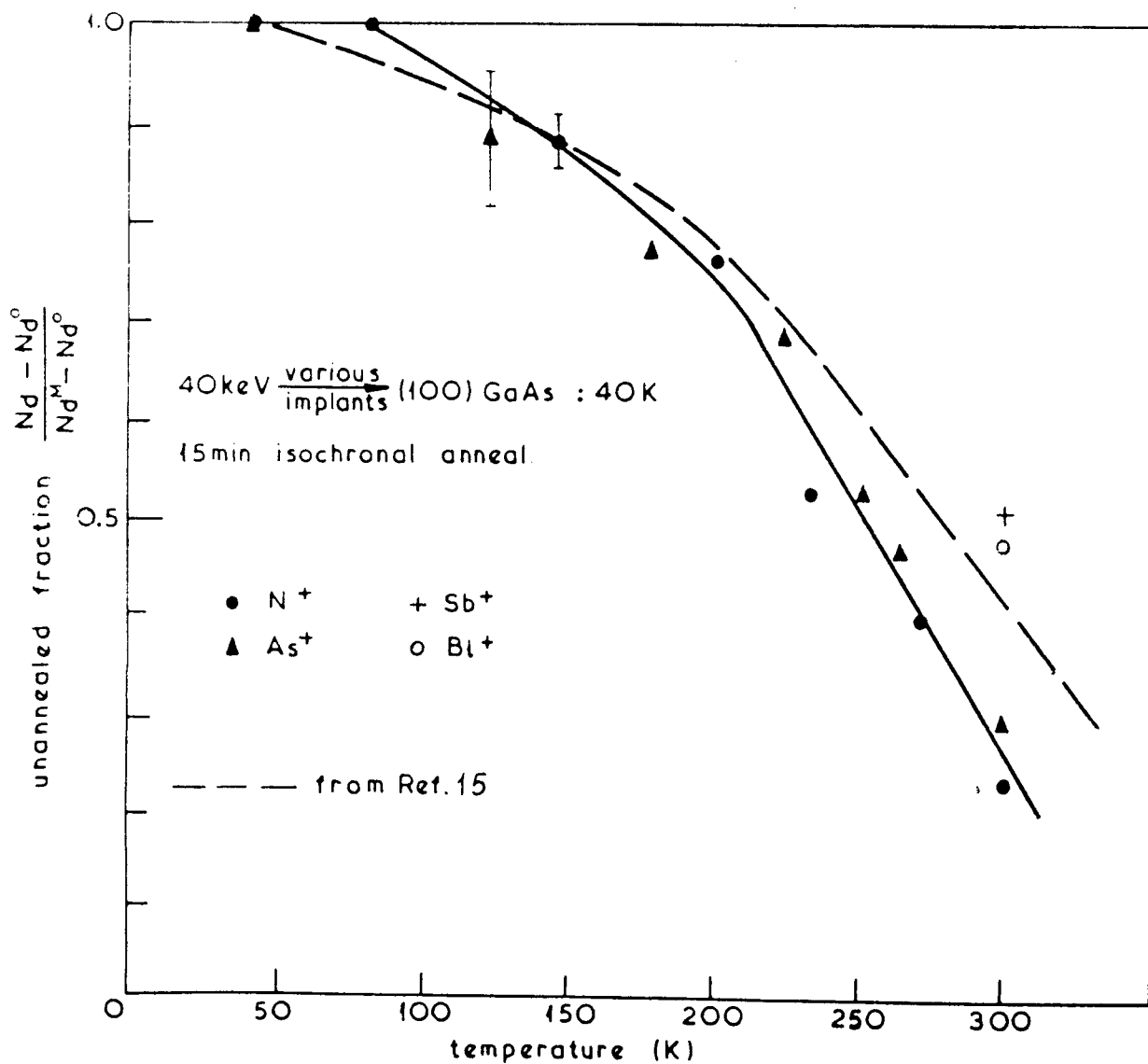


FIGURA 3.6 : Recocido isócrono (intervalos de 15 minutos) luego de implantar a 40 K con varios iones de 40 keV (ver texto). Para comparación se muestran (---) los resultados de F. L.Vook (Ref. 15) luego de implantar con electrones de 2 MeV.

tudios realizados posteriormente. Los procesos de recocido que operan luego de la implantación son evidentes en la figura 3.6 (intervalos cortos de tiempo en el rango 100 - 300 K) y en la Tabla I (recocidos prolongados a 300 K). Las discrepancias mostradas en la Figura 3.4 son entonces atribuibles principalmente a una demora diferente entre los procedimientos de bombardeo y análisis en los dos laboratorios.

Estas observaciones revelan directamente el grado de cuidado que se debe ejercitar en la interpretación de datos obtenidos en sistemas donde los procesos térmicos pueden ser de significancia a la temperatura de implantación. Cuando dichos procesos térmicos son operativos, entonces se pueden anticipar efectos de flujo de iones implantados (o de densidad de corriente). Lamentablemente la mayor parte de la bibliografía que se ha encontrado a la fecha en el tema para *GaAs*, carece de consideraciones a los referidos parámetros.

Retornando a la Figura 3.6, es notoria la similitud entre el comportamiento de recocido luego de implantar con N^+ y As^+ comparado con aquel luego de bombardear con electrones¹⁵. Dado que la irradiación con electrones produce principalmente defectos simples, esperándose la eventual formación de racimos de defectos por aglomeración durante el recocido,

resulta tentador el sugerir que los defectos generados por la irradiación de N^+ y As^+ a bajas dosis son también de naturaleza simple. Con tales especies iónicas es esperable (sección 3.3.2.) que la densidad de energía en la cascada sea relativamente baja como para esperar procesos lineales, con desplazamientos sucesivos distanciados espacialmente, ocasionando en su mayoría defectos simples y racimos. Como en el caso de irradiación con electrones, los racimos de defectos pueden también producirse durante el recocido. El comportamiento continuo de recuperación desde 50 - 300 K sugiere una considerable multiplicidad de tales estructuras de defectos. Una parte de los defectos no recuperables a 300 K puede asociarse con una componente de daño de amorfización por impacto directo en el núcleo de la cascada.

Estos resultados de recocido a bajas temperaturas sugieren que otros procesos de recocido observados por encima de T.A. T.A.^{18,19} y asociados con la activación de defectos simples, se deben al recocido de defectos aún más complejos y/o a estructuras de defectos extendidos (e.g. dislocaciones).

En la Tabla I también se muestra que el desorden inducido en implantaciones con iones aún más pesados (Sb^+ y Bi^+) no es inmune al recocido a T.A. cuando las regiones dañadas no se superponen. El grado de recuperación es menor que para los iones más livianos. Esto sugiere que en el caso de

iones pesados, donde las densidades de energía depositada son mayores, se puede asociar una componente de "spike" como operativa en la región central de la cascada. Esta región es dinámicamente amorfizada por impacto directo, pero un mayor volumen periférico consiste en defectos más simples recocibles a (o debajo de) T.A. Este modelo es consistente con el comportamiento lineal en las relaciones $\text{Log } N_d / \text{Log } \phi$ observado en implantaciones a bajas dosis con iones pesados en GaAs^{24} y las diferencias entre las estructuras de desorden propuestas para iones pesados y livianos es sinónima de la sugerida anteriormente para $\text{Si}^{25,27}$.

Luego de irradiar a altas dosis y recocer a T.A., la Tabla I también indica una pequeña "fracción" de recuperación del desorden. Esto puede interpretarse como debido a que en la periferia de cada cascada y aún luego de varias superposiciones a profundidades cercanas al final del rango, la forma del desorden consiste mayormente en defectos simples y racimos, y no en zonas completamente amorfas. Así, solo la fracción de desorden correspondiente a la cola de la distribución de daño, en la zona de transición amorfo-cristalina presenta recocido. Sería evidentemente útil en futuros experimentos examinar como cambia el perfil de desorden en la zona de la interfase, con el recocido. Se puede notar sin embargo en la Figura 3.5 que para el nivel sub-amorfo la

distribución espacial de desorden no varía significativamente durante el recocido, indicando que la migración y aglomeración de defectos ocurre a corta distancia. En este caso es probable que la migración ocurra dentro de las cascadas individuales más que entre ellas.

3.3.2. Estudios de Desorden versus Dosis

En las Figuras 3.7-a a 3.7-d se muestra una selección de los espectros de canalización colectados luego de implantar con iones de varias masas y energías en *GaAs* (100) a 40 K, con dosis según se indica en cada caso.

El desorden total N_d (integrado en profundidad) vs la dosis ϕ se muestra en la Figura 3.8 (40 keV N^+ , P^+ , As^+ , Sb^+ , Bi^+) y en la Figura 3.9 (20 hasta 208 keV Sb^+), según reducción, utilizando el método²⁸ descrito en el capítulo II.

Se condujo asimismo, una secuencia de experimentos tendientes a entender y corregir la influencia del haz de prueba de 2 MeV He^+ . Esto incluyó estudios de desorden-dosis de $He^+ \rightarrow GaAs$ (100) en el rango de energías de 1-2 MeV, a 40 K, en cristales no previamente bombardeados con iones pesados. Se obtuvo un incremento medio en el área del pico

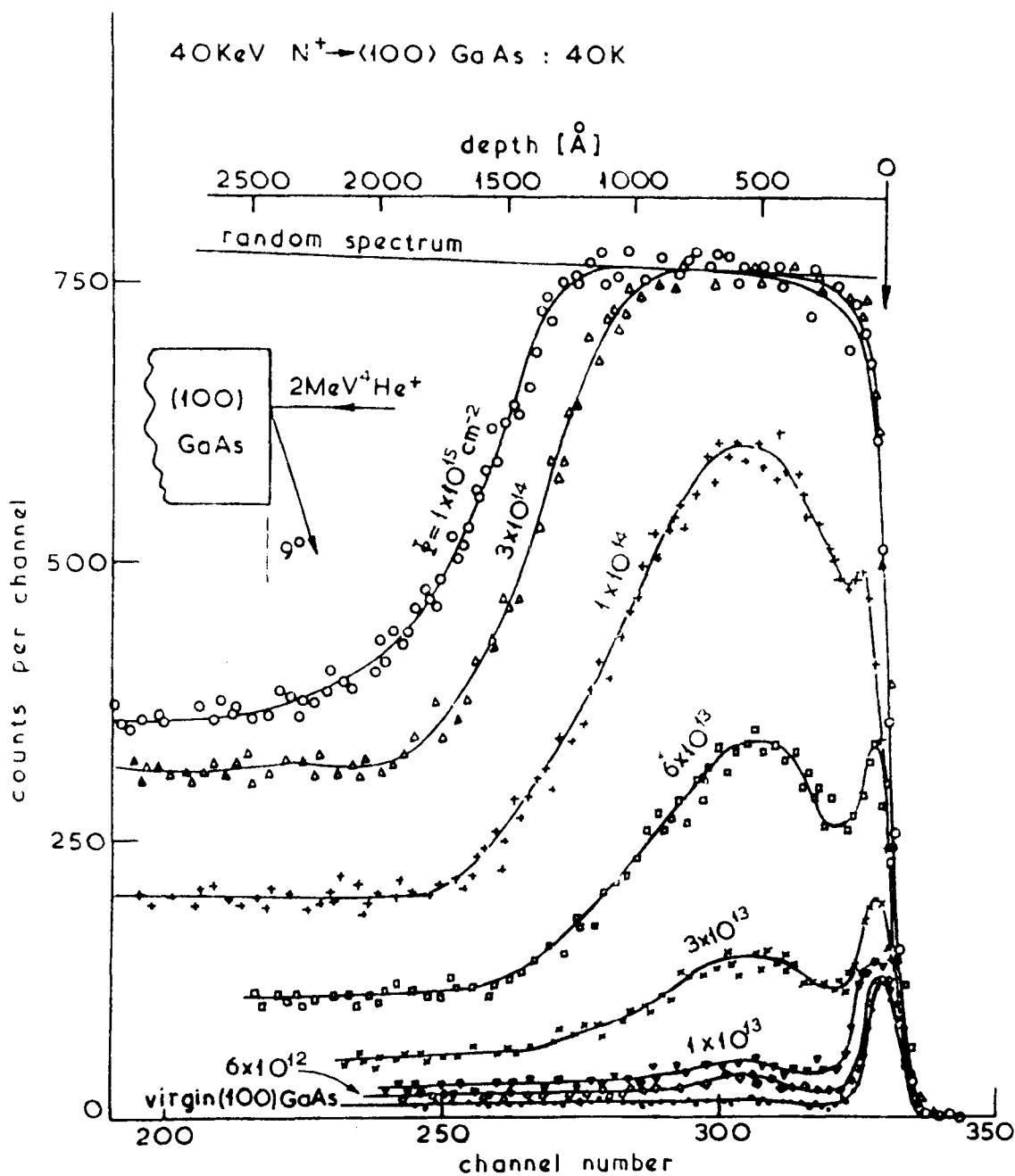


FIGURA 3.7-a : Espectros de RBS-canalización de He^+ (2 MeV) en la dirección $\langle 100 \rangle$ de GaAs luego de implantar con varias dosis de N^+ de 40 keV a 40 K y analizados in situ.

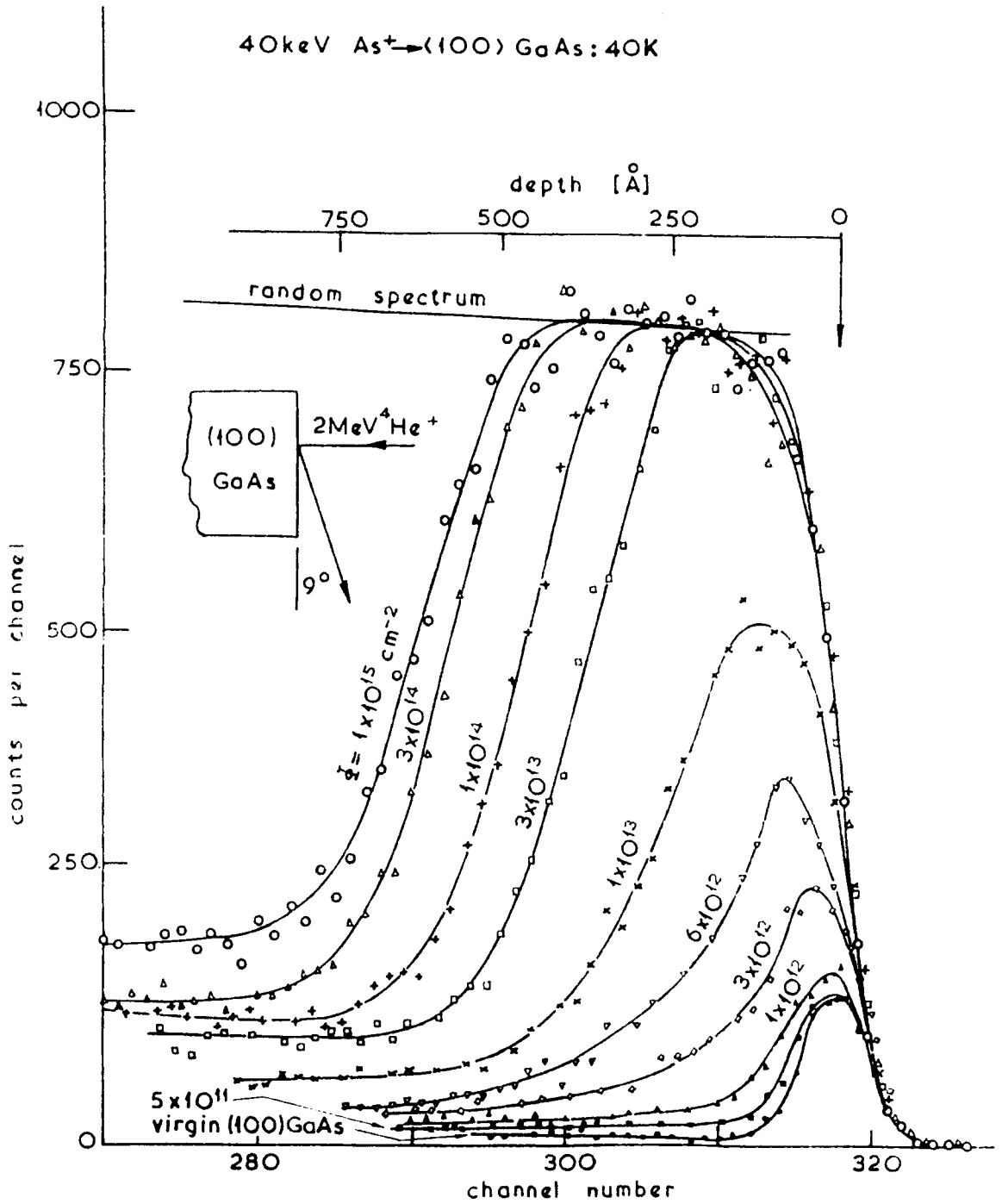


FIGURA 3.7-b : Espectros de RBS-canalización de He⁺ (2 MeV) en la dirección <100> de GaAs luego de implantar con varias dosis de As⁺ de 40 keV a 40 K y analizados in situ.

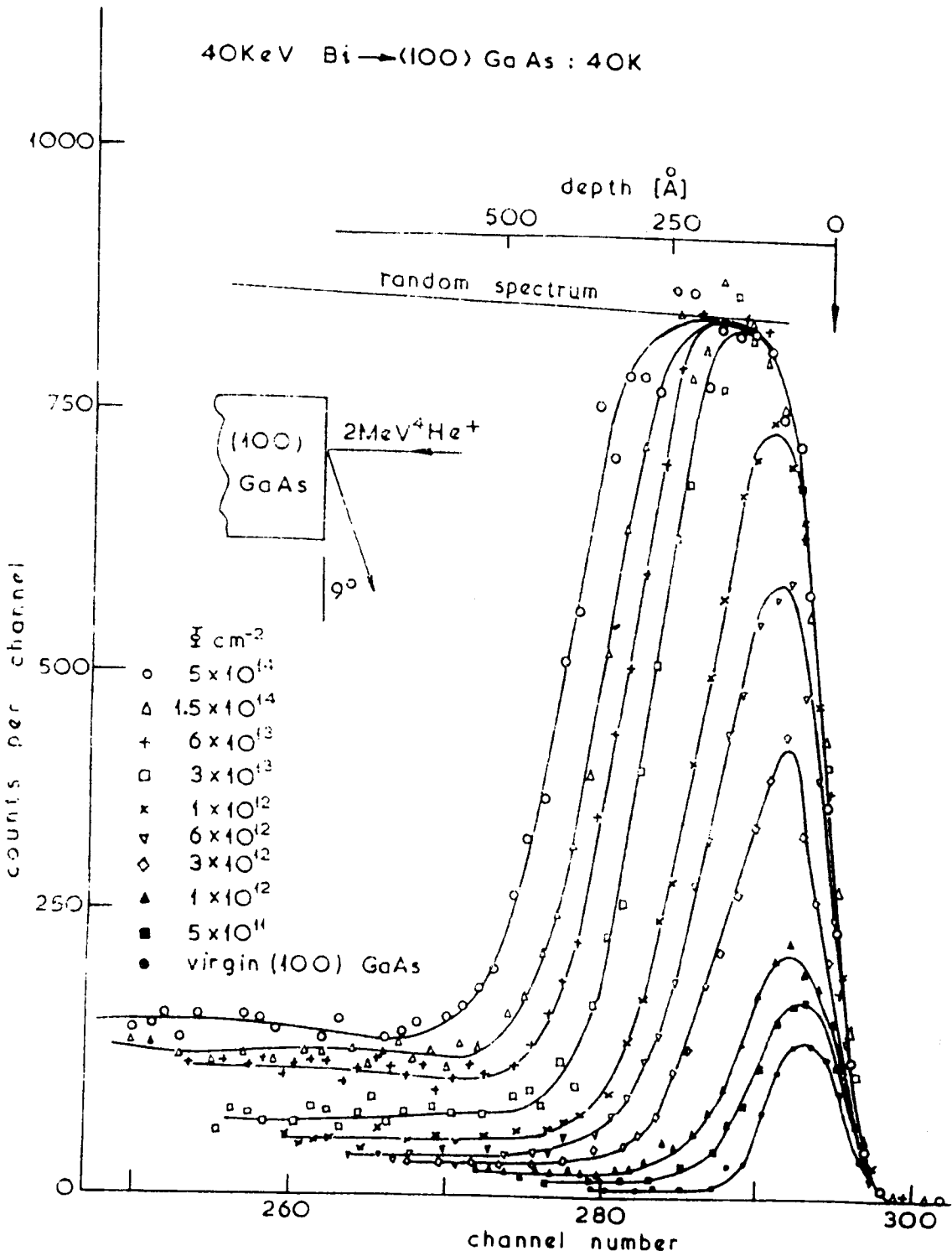


FIGURA 3.7-c : Espectros de RBS-canalización de He⁺ (2 MeV) en la dirección <100> de GaAs luego de implantar con varias dosis de Bi⁺ de 40 keV a 40 K y analizados in situ.

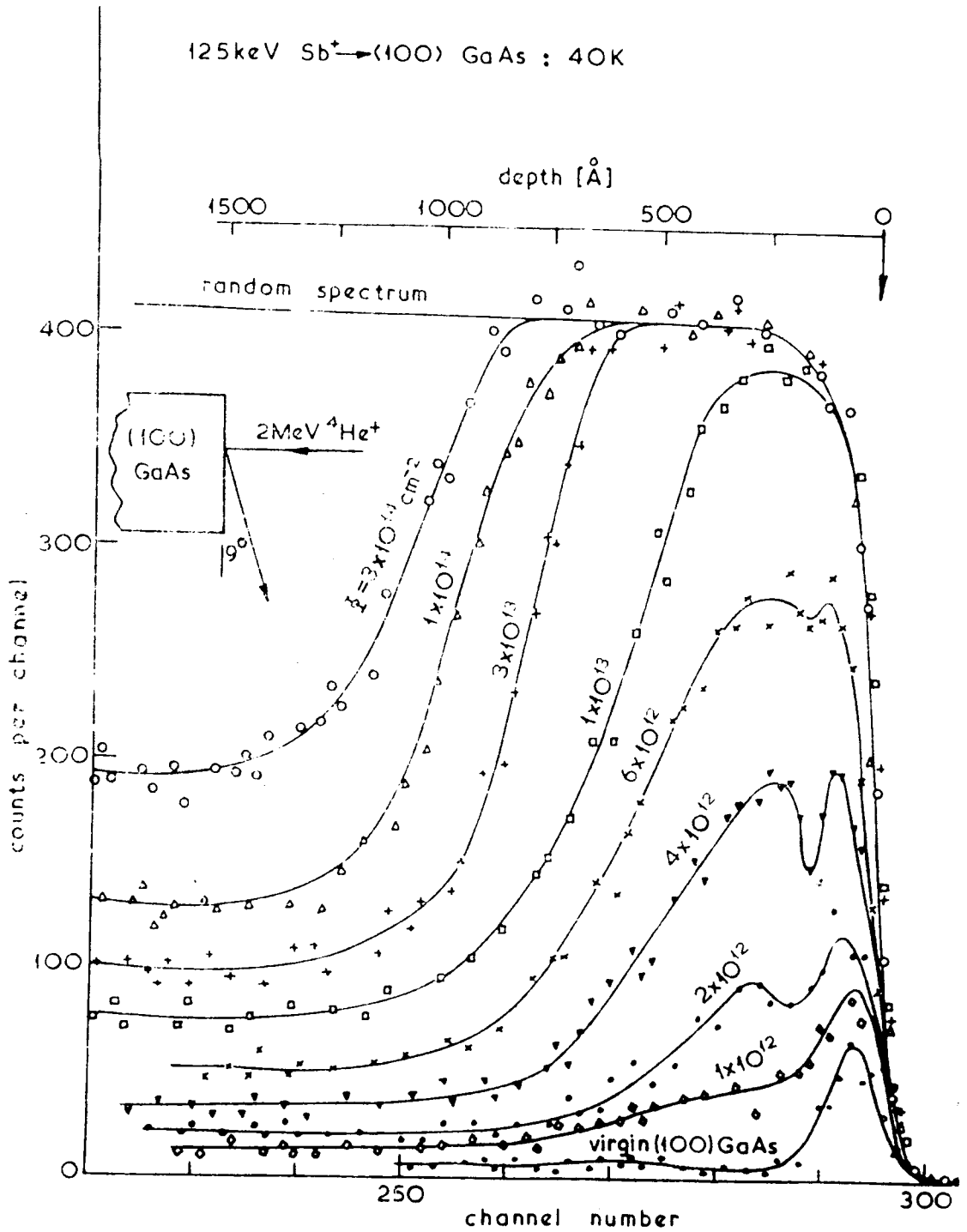


FIGURA 3.7-d : Espectros de RBS-canalización de He⁺ (2 MeV) en la dirección <100> de GaAs luego de implantar con varias dosis de Sb⁺ de 125 keV a 40 K y analizados in situ.

de superficie equivalente a 3.5×10^{14} desplazamientos cm^{-2} por μC acumulado de ${}^4\text{He}^+$ de 2 MeV (diámetro del haz: 0.75 mm) incidente en la dirección $\langle 100 \rangle$. Este resultado implica una corrección pequeña en la extracción de los perfiles de daño a partir de las mediciones de RBS, luego de aplicar cada secuencia de dosis de análisis ($2 \mu\text{C}$), y fue el valor que se usó para obtener las relaciones N_d/ϕ de las Figuras 3.8 y 3.9. Sin embargo, la suposición de un efecto de interacción lineal entre el daño por iones pesados y el daño por el He^+ puede no ser del todo correcta como se discutirá más adelante.

3.3.2.1. Desorden versus Dosis: Dependencia con Z_1

La Figura 3.8 muestra las relaciones $\text{Log } N_d / \text{Log } \phi$ para varios iones de 40 keV. Se usa N_d por cm^{-2} para indicar el número total de desplazamientos medidos por unidad de superficie, en similitud con la unidad usada para caracterizar una dosis de implantación. Los iones más livianos (o de mayor energía) poseen mayores rangos asociados y consecuentemente hay un número más elevado de átomos del sustrato disponibles para desplazamiento, resultando en valores finales de saturación más elevados luego de aplicar una dosis suficiente.

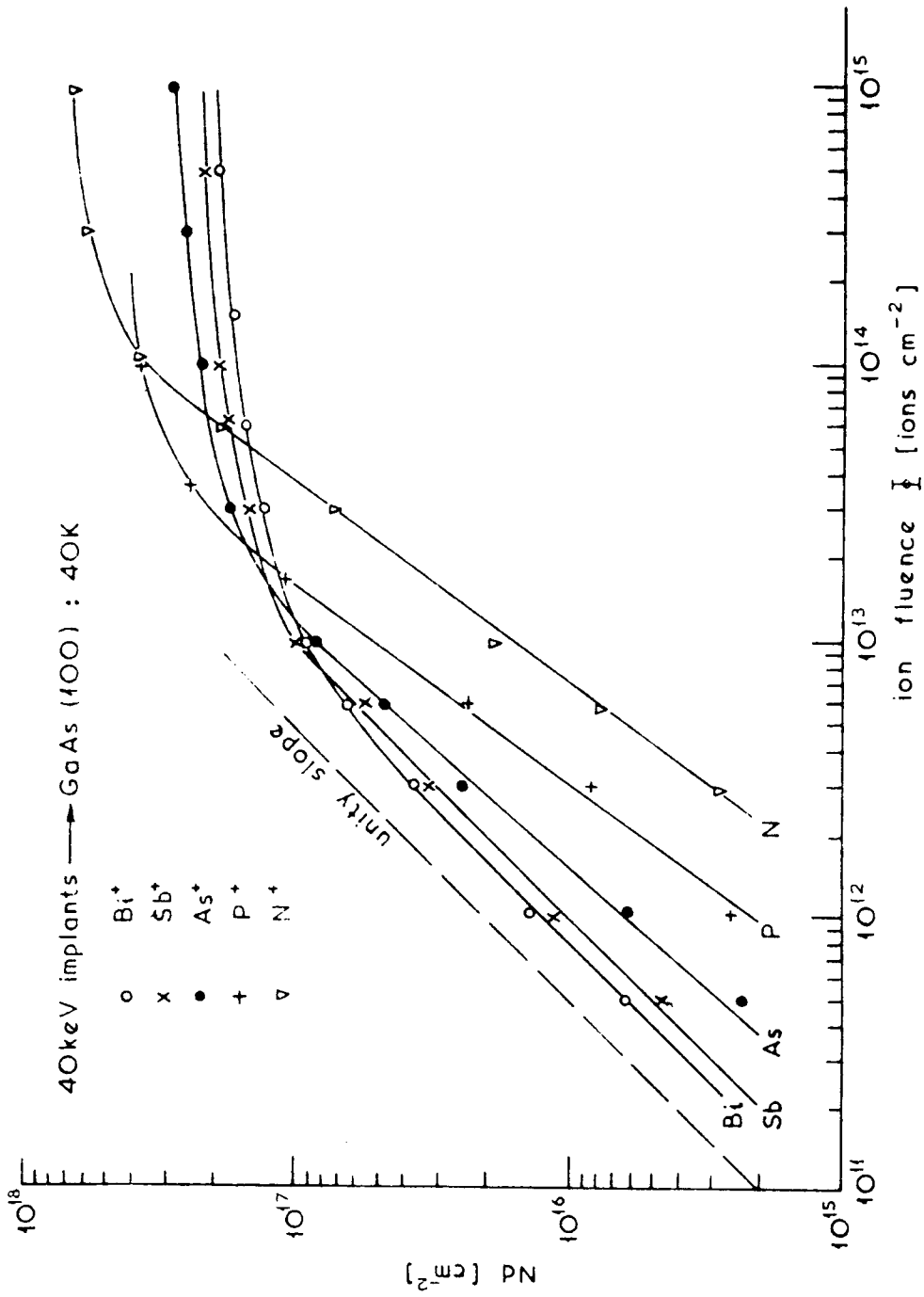


FIGURA 3.8 : Daño integrado en función de la dosis para varios iones de 40 keV en GaAs.

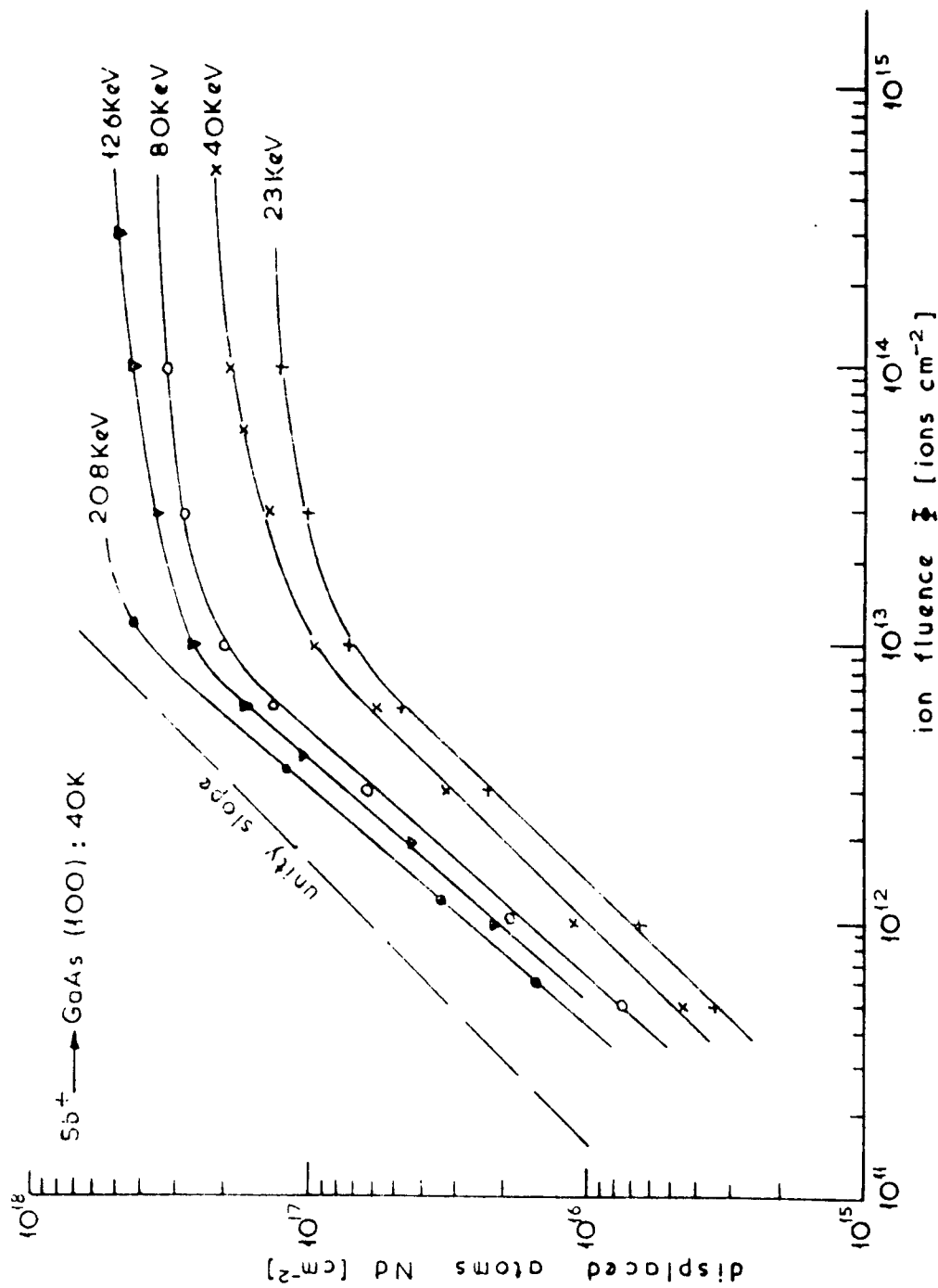


FIGURA 3.9 : Daño integrado en función de la dosis para varias energías de Sb⁺ en GaAs.

Los elementos salientes en la Figura 3.8 son: 1) inicialmente el desorden total aumenta linealmente con la dosis: para iones pesados (Sb^+ , Bi^+) la pendiente en el gráfico *Log/Log* muestra un valor cercano a la unidad mientras que para elementos livianos (P^+ , N^+) el comportamiento es superlineal, aún considerando los errores experimentales. 2) A una dosis constante en esta porción lineal, la magnitud del desorden aumenta con M_1 y está positivamente correlacionada con una mayor densidad de energía elástica depositada, más eficiente en la producción de daño. 3) Los niveles de cuasi-saturación (i.e. $N_d \rightarrow N_s$) decrecen al aumentar M_1 , en acuerdo con la esperada reducción en el rango de producción de daño al crecer M_1 . Una inspección a la Figura 3.7 revela que el desorden se incrementa a todas las profundidades, con una dependencia en ésta que indica una distribución de energía depositada, anticipado teóricamente. Una vez alcanzada la saturación de desorden en la superficie, la acumulación de daño continúa en la región correspondiente a la cola de la distribución resultando en un incremento lento del espesor de la lámina amorfa. Una saturación real se alcanzaría eventualmente²⁹ a dosis mucho más elevadas cuando la remoción por pulverización o "sputtering" pasa a ser el factor limitante.³⁰

3.3.2.2. Desorden versus Dosis: Dependencia con E

El comportamiento de la relación desorden/dosis (en la Figura 3.9) para varias energías de implantación de Sb^+ revela claramente una zona de crecimiento lineal y una región de cuasi-saturación, esta última reflejando la mayor profundidad de dañado con la energía del ion. Las pendientes de las curvas $Log N_d / Log \phi$, para bajas dosis es ~ 1 , con una aparente tendencia a la superlinealidad para energías altas.

En la Tabla II se indica el espesor X_D de la lámina amorfa para los diferentes iones y energías empleados. Los valores X_D fueron determinados a la dosis ϕ_s equivalente al comienzo de la cuasi-saturación en las Figuras 3.8 y 3.9 y definido arbitrariamente como el valor de la intersección entre las prolongaciones del crecimiento lineal y el nivel de cuasi-saturación.

Se supuso una distribución rectangular para la lámina amorfa (i.e. interfase abrupta). Los valores teóricos comparativos, $\langle X \rangle_D$ (rango medio de energía depositada) y $\langle \Delta X^2 \rangle_D^{1/2}$ ("straggling" o segundo momento de la distribución), se obtuvieron de las tablas de Winterbon.³¹

Los valores medidos de X_D se comparan bien con las magnitudes calculadas de $\langle X \rangle_D + 3\langle \Delta X \rangle_D^{1/2}$. Si bien este acuerdo

TABLA II

Comparación del espesor X_D de la lámina amorfa con parámetros calculados para varias especies iónicas y energías en GaAs a 40 K. E_d^* y $\nu(E)$ se definen en el texto.

Ion	Energía { keV }	E_d^* { eV }	$\nu(E)$	$\langle X \rangle_D$ { Å }	$\langle X \rangle_D + \langle \Delta X^2 \rangle_D$ { Å }	X_D { Å }	ϕ_s { 10^{13} iones cm^{-2} }
N	40	8	0.45	534	1578	1260	17
P	40	4.5	0.56	235	688	660	5
As	40	2.1	0.70	137	389	380	3
Bi	40	1	0.75	87	243	250	1.7
Sb	23	1	0.73	75	210	210	1.8
Sb	40	1.2	0.71	109	307	290	2
Sb	80	1.4	0.68	179	503	500	1.4
Sb	126	1.7	0.65	258	723	680	1.6
Sb	208	2.2	0.62	389	1080	1010	1.8

en magnitud puede ser fortuito dada la arbitrariedad en la definición de X_D , la tendencia similar en las magnitudes comparadas refleja los conceptos vertidos anteriormente. Las dosis ϕ_s definidas antes se incluyeron en la Tabla y representan la mínima dosis requerida para amorfizar superficialmente GaAs a 40 K, según determinaciones por RBS-channelling ejecutadas in situ. Se hace notar que para proyectiles de 40 keV, ϕ_s decrece al aumentar M_1 , como resultado del balance entre el aumento de la eficiencia de desorden por proyectil (N_d^*) al disminuir E_d^* , y la disminución de X_D , al aumentar M_1 .

La dependencia del desorden con el rango de masas y energías usadas puede discutirse cualitativamente en términos de densidades de cascada, haciendo una distinción entre los extremos de cascadas de alta densidad (40 keV Bi^+ , 20-40 keV Sb^+) donde la predominancia de amorfización por impacto directo conduce a una pendiente ~ 1 en las curvas $Log N_d$ $Log \phi$ ¹³, hasta cascadas más diluídas (40 keV N^+ y P^+ y Sb^+ de alta energía) donde puede ocurrir una combinación de un núcleo amorfizado por impacto directo (componente de "spike") rodeado por un volumen de defectos diluídos (componente lineal de la cascada).

En los primeros estadios del bombardeo ($\phi < 10-20$ % de saturación) cuando la ocurrencia de la superposición de cascadas

es poco probable, se espera una dependencia lineal (pendiente unitaria) en la relación desorden-dosis para el extremo de cascadas diluídas^{11,12}. Al continuar con el bombardeo, comienza a ganar importancia la superposición de los volúmenes individuales de dañado, ocasionando la transición al estado amorfo de dichas zonas. Esta superposición tendría entonces que conducir a un comportamiento superlineal en la relación $\text{Log } N_d / \text{Log } \phi$ para dosis mayores que $\sim 10-20\%$ de ϕ_s . Dicha transición fue claramente encontrada en *Si* en experimentos similares¹³ pero no es discernible en los presentes experimentos para las especies iónicas livianas. Más aún, en este último caso el comportamiento es superlineal para niveles de daño mucho menores que el 10-20 % de ϕ_s anticipado. Se reconoció entonces como factor posible de perturbación, la no linealidad en la aditividad de los daños del ion implantado y del haz de prueba de *He*. Consecuentemente se re-evaluó la interacción del haz de prueba con daño previamente inducido por implantación de N^+ de 40 keV. Los primeros resultados de esta investigación indicaron que el daño del haz de prueba (He^+ , 2 MeV) es substancialmente más eficiente, en un factor ~ 8 , en muestras con un nivel de daño de 20 % ϕ_s (N^+) que para muestras con nivel de daño cero.

La relación $N_d(He^+)$ vs $\phi(He^+)$ en una muestra con y sin bombardeo previo de N^+ se presenta en la Figura 3.10.

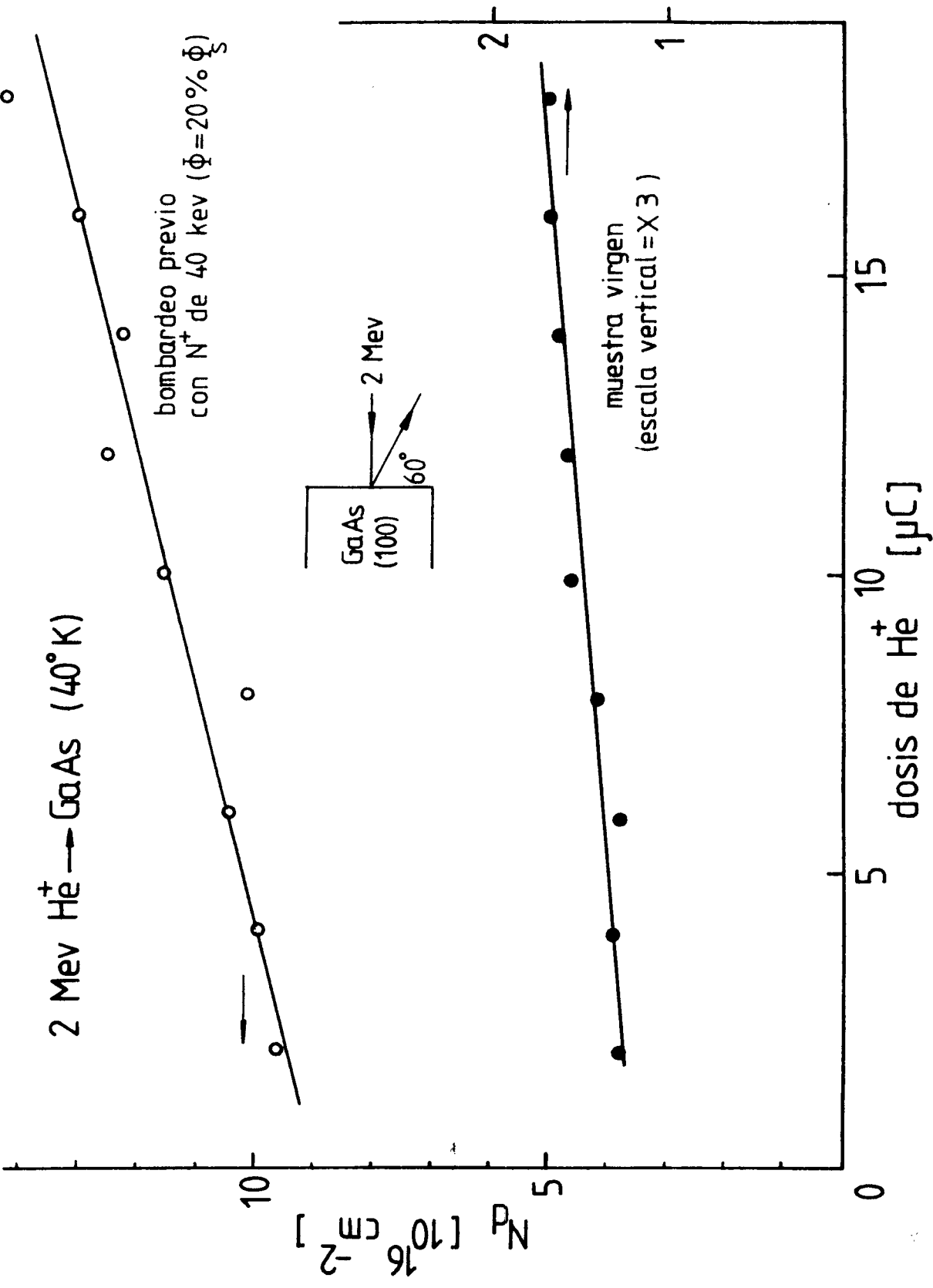


FIGURA 3.10 : Daño producido por el haz de prueba de He en función de la dosis para muestras con y sin bombardeo previo con N⁺ de 40 kev ($\phi(N^+) \sim 20\% \phi_8$).

Esto implica que las correcciones a aplicar en el desorden medido, en la componente inicial de la curva $\text{Log } N_d / \text{Log } \phi$ para iones livianos, es de una naturaleza mucho más compleja que la anticipada previamente, causando una aparente y prematura superlinealidad. Se hace notar que en estudios similares de la interacción mútua del daño introducido por iones pesados (Sb^+) y de aquel por el haz de He^+ , el incremento del daño del haz de prueba resultó independiente del daño existente inducido por el Sb^+ . Esta interacción debe ser estudiada detalladamente para cada especie iónica (liviana) y para varios niveles de daño previo, antes de intentar una corrección del desorden medido. En si mismo representa no solo una fuente substancial de perturbación y error en la técnica de canalización-retrodispersión, sino además un aspecto importante (frecuentemente despreciado) de la física de colisiones atómicas en semiconductores, indicando que iones livianos y altamente energéticos, que pierden su energía mayormente en procesos inelásticos, pueden contribuir eficientemente en la producción de desorden en GaAs . Se sugiere aquí que este efecto pronunciado (relativo al de muestras no bombardeadas previamente) proviene de la interacción, vía efectos de relajación inducidos por ionización,¹⁴ entre el haz de prueba y regiones parcialmente desordenadas (características del bombardeo previo con iones livianos). Más aún si esta conclusión es válida, la fracción de energía de iones livianos (e.g. N^+) disipada en procesos inelásticos

debería ser considerada, ya que puede contribuir a producir mayor desorden en cada cascada que el predicho por consideración solamente de la energía depositada elásticamente.

En los regímenes en que predomina la generación de cascadas densas, una mayor generación de defectos producidos por ion puede explicarse en términos de mecanismos de cascada no lineal (spike). Empleando el modelo de producción de daño de Kinchin y Pease³² (K-P) modificado,^{13,33} el número de desplazamientos N_d^* producido por ion incidente está dado por

$$N_d^* = \frac{0.42 \nu(E) E}{E_d^*} = N_{K-P}^*$$

donde $\nu(E)$ es la fracción de energía E del proyectil depositada en colisiones elásticas y E_d^* es una energía efectiva de desplazamiento (E_d es la energía umbral requerida para producir un par de Frenkel). Para los extremos de cascadas densas se puede derivar un valor de $E_d^* \sim 1$ eV de las Figuras 3.8 y 3.9. Este valor es aproximadamente un orden de magnitud más chico que el predicho de $E_d = 9.5$ eV para la producción de defectos simples en GaAs.³⁴ Para cascadas más diluidas la componente no lineal de la cascada disminuye y E_d^* se aproxima más a este valor (ver Tabla II). En efecto, se obtiene $E_d^* \sim 8$ eV para 40 keV N^+ , calculado a la mínima dosis en la Figura 3.8. De la dependencia con la

energía en la Figura 3.9 se pueden derivar magnitudes extremas de $E_d^* \sim 1$ eV (23 keV Sb^+) y $E_d^* \sim 2$ eV (208 keV Sb^+).

La suposición de una componente de "spike" fue anteriormente hecha en experimentos similares en Si ¹³. En ese caso también se obtuvieron N_d^* hasta 10 veces mayores que los predichos por $K-P$ empleando un valor de $E_d = 13$ eV. La interpretación de que los cambios físicos observados se deben a la existencia de "spikes" es difícil pues hay otras interpretaciones factibles. Esto ha sido y es tema de controversia³⁴ actualmente en la explicación de otros fenómenos de colisiones atómicas atribuidas a la existencia de los "spikes".

A veces se argumenta³⁶ que la técnica RBS-channelling puede inducir a errores cuantitativos en la determinación de daño.

Los átomos de la red que se relajan para acomodar el desorden inducido por el bombardeo iónico pueden relajarse dentro del canal lo suficiente (i.e. $> 0.1 \overset{\circ}{\text{Å}}$) de modo que el haz de prueba puede interaccionar con ellos de un modo similar que con las vibraciones térmicas. Este efecto contribuiría principalmente a aumentar la de-canalización, y si las relajaciones son suficientemente grandes pueden producirse también colisiones de gran ángulo. Ha sido estimado³⁷ por ejemplo que la relajación atómica promedio que rodea una divacancia en Si es $\sim 0.25 \overset{\circ}{\text{Å}}$. En comparación con un inster-

ticial, se espera entonces que contribuya³⁸ \sim 15 % al rendimiento de retrodispersión. No obstante dicha contribución sería, relativamente, mayor en el "dechannelling",³⁹ que no es el caso en los experimentos realizados a 40 K en *GaAs* donde se vió (Capítulo II) que había una relación biunívoca entre el nivel de "dechannelling" y el número de centros dispersores, cualquiera fuera la configuración de desorden, desde desorden diluído (i.e. bajo Z_1 o alta energía) donde las contribuciones por relajación atómica y tensiones en la red serían máximas, hasta configuraciones de daño totalmente amorfas donde los efectos de relajación son mínimos y restringidos únicamente a la región de la interfase. Los efectos de relajación introducidos en la red por la diferencia de radio iónico con el proyectil, encuadran también dentro de dichos argumentos. Más aún, se mostró en este capítulo que el daño medido está en relación con magnitudes de rango asociadas a la masa y energía del ión, aún para As^+ donde los efectos de radio iónico (en *GaAs*) serían mínimos. Tal vez la evidencia más notoria de la existencia de zonas amorfas asociadas a la trayectoria de iones pesados en semiconductores ha sido dada por la observación al microscopio electrónico, técnica con la cual se han medido⁴⁰⁻⁴² regiones de $\approx 100 \text{ \AA}$ de diámetro luego del bombardeo iónico.

Retornando ahora a la relación de daño con la dosis, despre-

ciendo efectos de recocido de daño, la generación total de daño se puede escribir como

$$\frac{dN_d}{d\phi} = N_d^* \left(1 - \frac{N_d}{N_s} \right) \quad 3.4$$

donde N_d^* es el rendimiento de producción de daño por ión, y N_s el nivel de saturación.

La solución de la ecuación 3.4, si se supone $N_d^*(x)$ constante, es

$$N_d = N_s \left(1 - \exp - \frac{N_d^* \phi}{N_s} \right) \quad 3.5$$

Incorporando la dependencia con la profundidad x , se tiene

$$N_d = N_s \int_0^{\infty} \left(1 - \exp - \frac{N_d^*(x) \phi}{N_s} \right) dx \quad 3.6$$

para el número total de átomos desplazados.

El daño total N_d (ecuación 3.6) o la generación de daño $N_d(x, \phi)$ pueden establecerse si se conoce $N_d^*(x)$, la distribución del rendimiento de producción de daño. Suponiendo $N_d^*(x)$ de la forma

$$N_d^*(x) = a x e^{-x/\lambda} \quad 3.7$$

donde $\lambda = \langle x \rangle_D$; imponiendo la condición de que

$$\int_0^{\infty} N_d^*(x) dx = N_{K-P}^* = \frac{0.42 \nu(E) E}{E_d^*}$$

donde N_{K-P}^* es el número total de desplazamientos por ion incidente según el modelo de K-P modificado,^{13,32} entonces

$$a = \frac{0.42 \nu(E) E}{E_d^* \lambda^2}$$

$$y \quad N_d(x, \phi) = N_s \left\{ 1 - \exp \left[- \frac{0.42 \nu(E) E}{N_s E_d^* \lambda^2} \phi x \exp \left(-\frac{x}{\lambda} \right) \right] \right\} \quad 3.8$$

Los valores de ϕ_s (o de X_D suponiendo ϕ_s conocido) en la Tabla II para los cuales se encontró que $X_D \sim \langle X \rangle_D + 3 \langle \Delta X \rangle_D$, se pueden estimar con la ecuación 3.8 imponiendo la condición

$$\frac{N_d(x, \phi)}{N_s} = 0.5$$

que conduce a que

$$\phi_s = \frac{N_s E_d^* \lambda^2 \ln 2}{0.42 \nu(E) E} \frac{e^{x/\lambda}}{x} \quad 3.9$$

para $x = X_D = \langle X \rangle_D + 3 \langle \Delta X \rangle_D$ la relación 3.9 de valores que

se comparan muy bien con los de ϕ_s en la Tabla II, excepto en el caso de proyectiles livianos (N^+ , P^+) donde la ecuación 3.9 proporciona magnitudes de entre 6.5 (N^+) y 4 (P^+) veces mayores. La razón de esta divergencia para masas livianas puede deberse a la naturaleza superlineal de las relaciones $\text{Log } N_d - \text{Log } \phi$ para este caso, y en la suposición de una distribución de rendimiento de daño (ecuación 3.7) proporcional a la distribución de energía depositada.

No obstante, los valores de X_D estimados con la ecuación 3.8 se comparan razonablemente bien con los medidos (i.e. $X_D \sim \langle X \rangle_D + 3 \langle \Delta X \rangle_D$) en aquellas combinaciones con proyectiles y energías donde se espera que los efectos no lineales del haz de prueba anteriormente discutidos sean mínimos. En mediciones similares para *Si* y *InP* bombardeados a 40 K con iones de Bi^+ de 40 keV se obtuvieron también ⁴³ relaciones comparables entre X_D y $\langle X \rangle_D + 3 \langle \Delta X \rangle_D$.

3.4 CONCLUSION

Los experimentos de recocido se iniciaron dadas ciertas diferencias que se encontraron cuando las mediciones del desorden inducido a 300 K en *GaAs* eran realizadas en dos laboratorios distintos. A partir de los estudios de recocido en el

rango de 40-300 K se mostró que dichas discrepancias se debían al haber tomado lapsos diferentes entre la implantación y el análisis. Esto indica que la interpretación de datos tomados a T.A. debe realizarse con cautela y que se deben controlar cuidadosamente las condiciones de la implantación (e.g. flujo y temperatura) y del análisis (demora antes del análisis, temperatura de almacenaje del sustrato, período del análisis), un aspecto aparentemente ignorado en la mayoría de los trabajos en el tema que se han revisado hasta la fecha.

El recocido del daño producido a 40 K por iones livianos (N^+ y As^+) muestra una similitud notoria con estudios anteriores,^{15,16} de irradiación con electrones e indica que dichas especies producen mayormente defectos simples o racimos de defectos en cascadas diluídas. La recuperación del daño producido por iones pesados (Sb^+ y Bi^+) es menor, sugiriendo la existencia de una fracción amorfizada por impacto directo ($\sim 50\%$), rodeada por estructuras de defectos simples.

Un análisis en conjunto con los estudios de daño en función de la dosis y de la energía, sugiere la existencia de dos procesos extremos de producción de zonas amorfas en *GaAs*. Estos son el de amorfización directa, típico de la irradiación con iones pesados de baja energía, y el de colapso en

amorfo por acumulación de desorden, típico de la irradiación con iones livianos y en una componente del daño con iones pesados.

Se observó que el daño introducido por el haz de prueba de He^+ no es linealmente aditivo al desorden existente generado por la implantación, sugiriendo que la energía depositada en procesos inelásticos puede ser significativa en la producción de desorden, interaccionando de manera compleja con procesos de desplazamiento vía colisiones elásticas. Esto indica la necesidad de estudiar detalladamente este efecto con *GaAs* y otros sustratos y determinar las perturbaciones que produce en los análisis de daño con la técnica de RBS/canalización.

REFERENCIAS

- 1 - G. Carter y W. A. Grant, "Ion implantation of semi-conductors", Edward Arnold Ltd. (1976)
- 2 - G. Dearnaley, J. H. Freeman, R. S. Nelson y J. Stephen, "Ion implantation", North Holland (1973)
- 3 - D. V. Morgan, F. H. Eisen y A. Ezis. (Review Paper), IEE Proc., 128 109 (1981)
- 4 - D. V. Morgan, Radiat. Phys. Chem. 15 627 (1980)
- 5 - F. L. Vook, Radiation Damage and Defects in Semiconductors, 1973 (Ed. J. E. Whitehouse, Inst. Phys. Conf. Series N° 16, London), p. 60
- 6 - H. Muller, K. Schmid, H. Ryssel y I. Rupe. Ion Implantation in Semiconductors and Other Materials, 1973 (Ed. B. L. Crowder, Plenum Press, New York), p.203
- 7 - H. J. Stein, F. L. Vook, D. K. Brice, J. A. Borders y S. T. Picraux. Proc. 1st. Int. Conf. on Ion Implantation 1971 (Eds. L. T. Chadderton y F. H. Eisen, Gordon and Breach, London), p. 17
- 8 - M. L. Swanson, J. R. Parsons y C. W. Hoelke. Radiation Effects in Semiconductors, 1971 (Eds. J. W. Corbett y G. D. Watkins, Gordon and Breach Ltd., New York), p.359
- 9 - J. R. Dennis y E. B. Hale. J. Appl. Phys., 49 1119 (1978)
- 10 - J. F. Gibbons. Proc. IEEE, 60 1062 (1972)
- 11 - G. Carter y R. Webb. Rad. Eff. Lett., 43 19 (1979)
- 12 - R. Webb y G. Carter. Rad. Eff. Lett., 42 159 (1979)
- 13 - D. A. Thompson, A. Colanski, K. H. Haugen, D. V. Stevanovic, G. Carter y C. E. Christodoulides. Rad. Eff., 52 69 (1980)

- 14 - D. Lang. Institute of Phys. Conf. Series, 31 (1976)
- 15 - F. L. Vook. Phys. Rev. A., 135 1742 (1964)
- 16 - H. J. Stein. J. Appl. Phys., 40 5300 (1969)
- 17 - K. Gammo, T. Inado. J. W. Mayer, F. H. Eisen y C. G. Rhodes. Rad. Eff., 33 85 (1977)
- 18 - J. S. Williams y M. W. Austin. Appl. Phys. Lett., 36 994 (1980)
- 19 - M. G. Grimaldi, B. M. Paine, M-A Nicolet y D. K. Sadana. J. Appl. Phys., 53 4038 (1981)
- 20 - J. S. Williams. Nucl. Instrum. and Methods, 149 207 (1978)
- 21 - A. I. Titov, C. E. Christodoulides, G. Carter y M. Nobes. Rad. Eff., 41 107 (1979)
- 22 - N. A. G. Ahmed, C. E. Christodoulides y G. Carter. Rad. Eff., 52 225 (1980)
- 23 - N. P. Tognetti, G. Carter, C. E. Christodoulides, D. A. Thompson y D. Stevanovic. A ser publicado en Rad. Eff.
- 24 - N. P. Tognetti, G. Carter, D. A. Thompson y D. Stevanovic. A ser publicado en Rad. Eff.
- 25 - D. A. Thompson, R. S. Walker y J. A. Davies. Rad. Eff. 32 135 (1977)
- 26 - D. A. Thompson y R. S. Walker. Rad. Eff., 36 91 (1978)
- 27 - R. S. Walker y D. A. Thompson. Nucl. Instrum. and Methods, 135 489 (1976)
- 28 - N. P. Tognetti. Rad. Eff. Lett., 58 151 (1981)
- 29 - C. E. Christodoulides, N. J. Kadhim y G. Carter. Rad. Eff., 52 225 (1980)

- 30 - G. Carter, R. Webb y R. Collins. Rad. Eff., 37 21 (1978)
- 31 - K. B. Winterbon. Ion Implantation Range and Energy Deposition Distributions, 1975 (Plenum Press, New York), Vol. 2.
- 32 - G. H. Kinchin y R. S. Pease. Rep. Prog. Phys., 18 (1) 143 (1955)
- 33 - P. Sigmund. Appl. Phys. Lett., 14 114 (1969)
- 34 - R. Bäuerlein. Z. Naturforsch., 14a 1069 (1969)
- 35 - D. A. Thompson. (Artículo de revisión), Rad. Eff. 56 105 (1981)
- 36 - Y. Quéré. Rad. Eff., 28 253 (1976)
- 37 - G. D. Watkins en Rad. Eff. in Semiconductors, editor: F. L. Vook, Plenum, N. Y. (1970)
- 38 - F. H. Eisen en "Channelling", editor: D. V. Morgan, J. Wiley & Sons, London (1973), p. 415
- 39 - Idem, p. 427
- 40 - K. J. R. Parsons, Phil. Mag., 12 1159 (1965)
- 41 - D. J. Mazey, R. S. Nelson y R. S. Barnes. Phil. Mag., 17 1145 (1968)
- 42 - E. C. Baranova, V. M. Gusev, Y. V. Martynenko, C. V. Starinin y I. B. Hailbullin. Rad. Eff., 18 21 (1973)
- 43 - R. Elliman, N. P. Tognetti, G. Carter y D. A. Thompson. A ser enviado para su publicación.

C A P I T U L O I V

RESUMEN

En este capítulo se presentan los estudios de redistribución atómica en función de la dosis de bombardeo iónico en blancos elementales y binarios para varias combinaciones ión-impureza-sustrato, y diferentes configuraciones geométricas.

Se empleó la técnica de análisis de retrodispersión de iones de He de 2 MeV de alta resolución (ángulo rasante), por su propiedad de ser sensible a la masa y a la profundidad de localización de las impurezas y por introducir una mínima perturbación en el sistema que se estudia, en contraste con otras técnicas de análisis superficial (e.g. SIMS, AES, etc.).

Se hacen comparaciones con los modelos teóricos existentes, y en algunos casos con extensiones de los mismos, desarrollados para los casos particulares que se describen.

4.1 INTRODUCCION

Durante el bombardeo iónico de sólidos a altas dosis, por ejemplo en la implantación iónica de semiconductores y metales, y en la pulverización o "sputtering" de compuestos, aleaciones y regiones de interfase entre blancos elementales, hay casi inevitablemente una redistribución o mezcla espacial de los componentes atómicos (incluyendo las partículas implantadas) del sustrato. Esta redistribución ocurre^{1,2} como resultado ya sea de: a) la colisión directa entre proyectiles y átomos del blanco (mezcla por retroceso o "recoil mixing"); b) colisiones entre átomos del blanco (mezcla por cascada de colisiones o "cascade mixing"); c) producción de concentraciones de defectos por encima del equilibrio térmico que perturban la migración atómica (difusión aumentada por radiación); y d) calentamiento del blanco debido al bombardeo (difusión aumentada térmicamente).

Se han comenzado recientemente una cantidad considerable de estudios teóricos en el tema, ya sea basados en la teoría de la cascada lineal³⁻¹⁰ o en la aproximación de difusión¹¹⁻¹⁷, incluyendo varios autores^{14,18-22} que han discutido la conexión entre ambas teorías.

Los estudios experimentales que se han iniciado, por otro lado, han sido dedicados en su mayoría a la observación de

efectos de redistribución entre *Si* y otro sólido, dado la importancia tecnológica de aquel material en los dispositivos semiconductores. En estos estudios se han empleado una variedad de técnicas para determinar la concentración superficial de las especies atómicas durante el mezclado (e.g. Auger, SIMS), y la distribución en profundidad de las concentraciones atómicas (e.g. RBS), partiendo de sustratos de tipo lámina simple (escalón de concentraciones) o lámina delgada en estructuras "sandwich" (*delta* de concentración). Los sistemas estudiados incluyeron interfases metal-*Si* en combinaciones que forman tanto fases estables múltiples, como ser *Pd-Si*²⁷, *Pt-Si*^{17,22,25,28}, *Ni-Si*²³, *Nb-Si*²⁹, *Ti-Si*³⁰, así como fases simples como en *Au-Si*³¹ y *Ge-Si*^{26,27,32,33}.

Cuando se colectan iones en un sustrato elemental, en el rango de altas dosis, la redistribución ocurre entre los proyectiles implantados y los átomos del blanco. La aplicación creciente de la implantación iónica en, por ejemplo, la obtención de concentraciones altas de dopantes en sustratos semiconductores y metales, en la simulación de las condiciones de irradiación de la primera pared de reactores de fusión, en el almacenaje de desperdicios activos provenientes de reactores de fisión, etc., ha conducido a un renovado interés en los problemas de la acumulación (a altas dosis) de iones en sólidos. Los trabajos experimentales y teóricos anteriores han sido discutidos en un trabajo de revisión reciente de Carter et al.² Siguiendo las consideraciones cualitativas

de Almen y Bruce,³⁴ de que la colección de iones debe saturarse y estar limitada por procesos de pulverización catódica que ocurren simultáneamente, Carter et al³⁵ modelaron analíticamente este proceso de colección. Luego Wolter³⁶ y Schulz y Wittmaack³⁷ desarrollaron dicho análisis para incluir los efectos de la concentración creciente de átomos Z_1 (proyectil): en el frenamiento de los mismos (acortamiento de rango) y en el rendimiento de pulverización catódica. Robinson³⁸, Biersack³⁹ y Carter y colegas^{11,40} incluyeron posteriormente los efectos de difusión de los átomos implantados, aunque sin definir específicamente el mecanismo de difusión. Este último tipo de estudios^{11,38-40} podría ser reactualizado considerando un proceso de difusión efectiva, a nivel atómico, donde los perfiles de átomos implantados son continuamente perturbados por los eventos de retroceso atómico asociados a los desplazamientos por colisión.^{18,20} Algunos de los procesos mencionados han sido tenidos en cuenta en un estudio reciente⁴¹ empleando el método de simulación Monte Carlo.

El modelo de difusión al cual se ha referido anteriormente puede ser considerado sólo como una aproximación al modelo más general de redistribución atómica que surge de aplicar la ecuación de transporte de Boltzman a la descripción de la generación y movimiento de átomos de retroceso ("recoils"), válida en condiciones de cascada lineal.

Esta descripción que ha probado ser útil y precisa en la predicción de rangos de iones⁴² y "sputtering"⁴³, ha sido aplicada para estudiar la dependencia con la dosis en procesos de redistribución atómica,^{6-10,44} y, vía análisis numérico,⁸ para estudios de implantación a altas dosis, habiéndose supuesto en este caso que la redistribución atómica estaba dominada por procesos de colisión entre los átomos de retroceso del blanco con los átomos implantados. En un trabajo teórico reciente⁴⁵ se consideraron ambos mecanismos de redistribución ("cascade" y "recoil mixing") en dichos procesos.

En el presente capítulo se describen los trabajos que se realizaron en el tema de redistribución atómica en función de la dosis de bombardeo iónico en blancos elementales y binarios de varias combinaciones atómicas y diferentes configuraciones geométricas. Para determinar experimentalmente los perfiles de concentración, luego de cada incremento de dosis, se empleó la técnica de análisis por RBS, de ángulo rasante (alta resolución espacial), descrita en el capítulo II. Se usaron también, como complementarias, las técnicas de microscopía electrónica de barrido y la de difracción de rayos X de ángulo de incidencia rasante (cámara de textura).

Las diferentes fases del trabajo se pueden resumir como sigue:

a) $Ar^+ \rightarrow Ag/Si$. Se estudió la mezcla producida por bombardeo iónico en láminas delgadas de Ag de varios espesores depositadas sobre Si . En particular se discute la evolución de los perfiles de concentración de Ag y Si en función de la dosis de Ar^+ de 40 keV.^{46,47} Se hace una correlación entre los rendimientos de mezclado a bajas dosis para distintos espesores iniciales y la magnitud de la energía depositada en la interfase.⁴⁸ No se encontraron evidencias de formación de regiones de composición específica, en contraste con otros sistemas metal- Si mencionados anteriormente, y de acuerdo con las expectativas⁴⁹ basadas en estudios termodinámicos de que Ag y Si no forman un compuesto. Se asocia la componente dominante de "mixing", a procesos puramente de colisión, lo que hace del sistema $Ag-Si$, una combinación atractiva para su comparación con las teorías existentes.

b) $Ar^+ \rightarrow Au/Si$. Blank y Wittmaack³¹ encontraron que la mezcla atómica en la interfase de láminas de Au depositadas sobre Si (111) y bombardeadas con Ar de 20 y 100 keV, comenzaba cuando el espesor t_{Au} de la lámina de Au era considerablemente mayor que el rango de los proyectiles ($t_{Au} \sim 5 \langle x \rangle$). Atraídos por esta observación, se decidió estudiar en nuestros laboratorios la misma combinación con el propósito de determinar los factores que desencadenan la redistribución prematura en la interfase. Un análisis cuidadoso por retro-

dispersión de iones de He^+ de 2 MeV, reveló un alto grado de canalización (axial) en láminas de Au de hasta por lo menos 600 \AA de espesor evaporadas sobre Si (111) a T.A. y no bombardeadas. Un análisis por difracción de rayos X (incidencia rasante) indicó luego que las láminas de Au así producidas presentaban un alto grado de textura de tipo columnar a lo largo de la dirección (111). Se condujo entonces un experimento minucioso⁵⁰ para estudiar la contribución del "channelling" de iones de Ar , a la mezcla en la interfase. Dentro de los errores experimentales, no se encontró ninguna evidencia de que los efectos de canalización (de Ar) modificaran los resultados, dejando entonces la posibilidad de que la difusión aumentada por radiación fuera el principal factor desencadenante del mezclado, una suposición luego confirmada por estudios realizados a bajas temperaturas en la Universidad de McMaster⁵¹ y esperable dada la baja energía de activación⁴⁹ para la formación de compuestos de $Au-Si$.

c) $Ge^+ \rightarrow Si$, implantación de altas dosis. Se midieron los perfiles de implantación de iones de Ge^+ de 40 keV en Si , en función de la dosis y hasta dosis elevadas. Los resultados son comparados^{52,53} con las predicciones de un modelo analítico que incluye el efecto de pulverización catódica y la acomodación atómica. No obstante el haber efectuado varias simplificaciones, el acuerdo con la evolución de los perfiles medidos es bueno, aún en magnitud absoluta.

d) $Ne^+ \rightarrow (Ge)Si$, redistribución de un perfil de Ge implantado en Si , provocado por el bombardeo subsiguiente con iones de Ne^+ de 20 keV en el rango de dosis (Ne^+) de 10^{15} - 10^{17} cm^{-2} . La redistribución observada es discutida⁵⁴ en términos de la distribución de energía depositada del Ne^+ .

4.2. COMBINACION $Ar^+ \rightarrow Ag/Si$

4.2.1. Experimentos

Las láminas de Ag fueron depositadas por evaporación al vacío de plata de alta pureza (Nordiko 99.998 %) sobre Si (111) pulido comercialmente (Wacker, $\rho > 200 \Omega\text{-cm}$). Cada tanda de aproximadamente 15 - 20 sustratos de Si de $\sim 1 \times 1$ cm^2 , previamente desengrasados y atacados con HF diluido, era dispuesta en el portamuestras de la unidad de evaporación de ultra vacío (UHV) a ~ 30 cm del vaporizador por bombardeo electrónico, y de modo simétrico para lograr uniformidad. La presión base era de $\sim 3 \times 10^{-8}$ Torr y se elevaba a $\sim 1 \times 10^{-6}$ Torr durante la evaporación. El sistema fue adaptado para los presentes experimentos, a partir de un equipo convencional de UHV. Para determinar la masa evaporada, se construyó un monitor de espesores a cristal de cuarzo, de 5 MHz, y se calibró por comparación de espesores (masas) medidas por RBS.

Se depositó el equivalente a 3.7×10^{17} átomos de $Ag \text{ cm}^{-2}$ ($\sim 630 \text{ \AA}$), en buen acuerdo con el análisis subsiguiente de RBS en muestras no implantadas. La velocidad de deposición fue de $\sim 15 \text{ \AA}/\text{seg}$.

Los bombardeos con diferentes dosis de Ar^+ de 40 keV, se efectuaron en una cámara de UHV diseñada para estos experimentos e incorporada en la línea principal de un acelerador de iones, junto con un sistema electrostático de barrido X-Y. La presión base en la cámara de blancos era de $< 10^{-8}$ Torr ($\sim 2 \times 10^{-7}$ Torr durante la irradiación). El barrido se efectuaba sobre un diafragma de 10 mm ubicado 10 cm delante del portamuestras, que a su vez formaba parte de una caja de Faraday provista con supresor electrostático de electrones secundarios. Un conjunto de hasta 28 muestras podían ser montadas simultáneamente, y seleccionadas para su irradiación, de a una por vez, por medio de posicionadores.

En el acelerador de 5 - 75 KV utilizado, los iones son producidos en una fuente de iones excitada por radiofrecuencia (Edwards de 500 Watts), con ánodo refrigerado a aceite. Con voltajes de extracción de algunos KV se consiguen corrientes de iones (gaseosos) de $\sim 1 \text{ mA}$, que se reducen a $\sim 10 - 20 \text{ \mu A}$ sobre el blanco, luego de analizar en masas con un electroimán provisto de piezas polares móviles para optimizar la fo

calización (la focalización previa se hace con lentes del tipo Einzel). El vacío en las líneas de transporte de haz y en la cámara de blancos se logra con difusoras a chorro de vapor de aceite, con trampas de N_2 líquido. La precisión en la dosis se estima en un 10 %, y la reproducibilidad de la misma, en mejor que un 5 %.

La densidad de corriente instantánea del haz fue de $\sim 20 \mu A \text{ cm}^{-2}$ en todas las irradiaciones del presente estudio. La densidad de corriente promedio durante el barrido fue de $\sim 3 \mu A \text{ cm}^{-2}$.

Cada muestra fue bombardeada hasta una cierta dosis prefijada y luego analizada separadamente por RBS de ángulo rasante⁵⁵ (ángulo de incidencia $\theta_{in} = 80^\circ$ con la normal; ángulo de dispersión $\theta = 168^\circ$) de iones de ${}^4\text{He}^+$ de 2 MeV, con el acelerador Van de Graaff de la Universidad de Salford descrito en el capítulo III. Con la geometría empleada, la resolución en profundidad se estimó en $\sim 45 \text{ \AA}$ en la superficie de Ag.

4.2.2. Resultados y Discusión

4.2.2.1. Rango amplio de dosis

En la Figura 4.1 se muestran los espectros RBS de los blan-

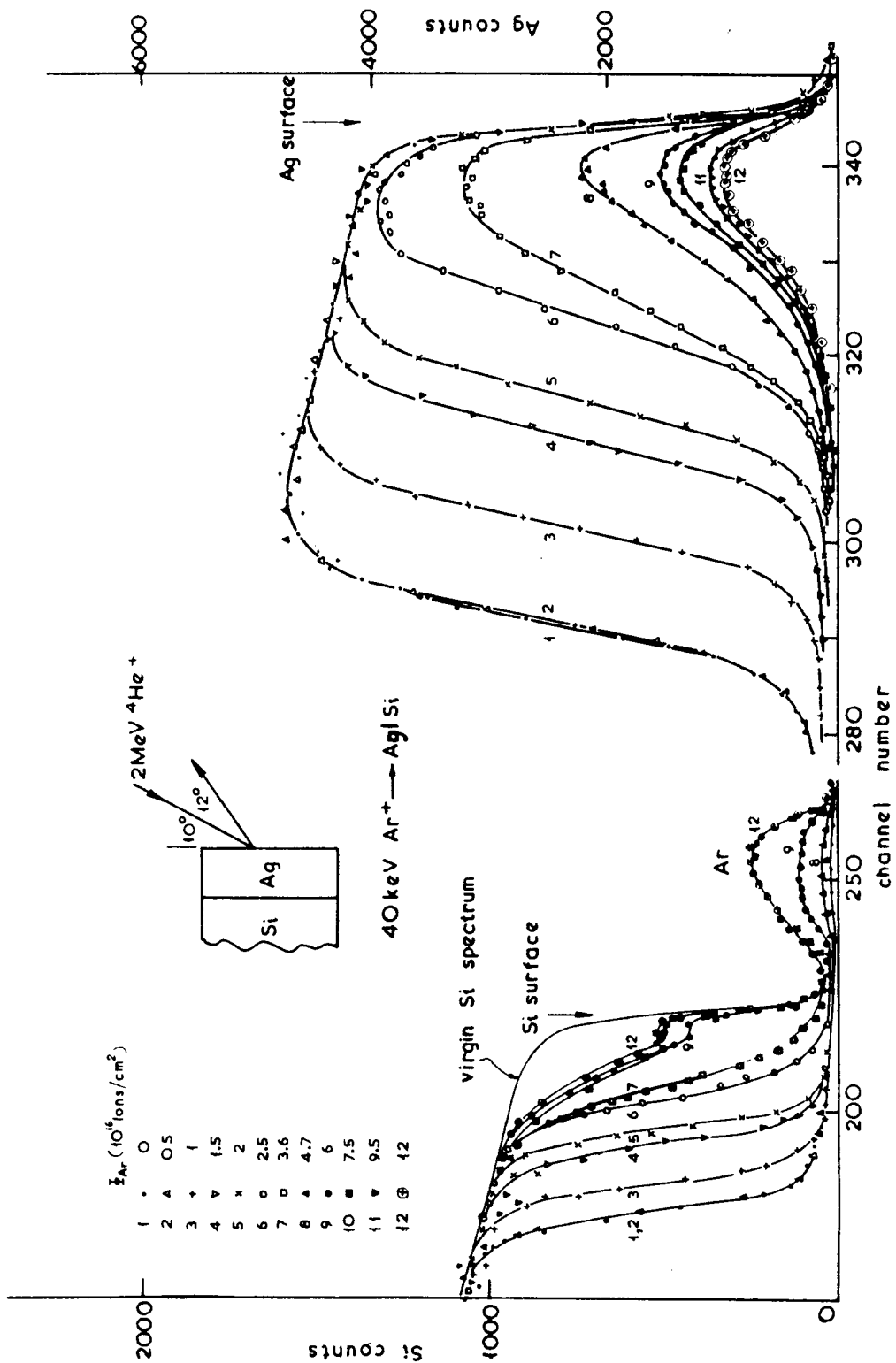


FIGURA 4.1 : Espectros RBS de blancos Ag/Si para varios estadios de bombardeo con Ar^+ de 40 keV.

cos de Ag/Si luego de varios estadios de bombardeo con iones de Ar^+ de 40 keV. Los cambios en la señal de Ag y los corrimientos en el borde correspondiente a Si , al aumentar la dosis, sugieren la siguiente evolución:

- a) ($\phi < 5 \times 10^{15}$ iones cm^{-2}) velocidad de remoción lenta de Ag , debido a un posible efecto de contaminación superficial.
- b) ($\phi < 2.5 \times 10^{16}$ iones cm^{-2}) remoción efectiva de Ag . La altura de la señal de Ag permanece constante.
- c) ($\phi < 6 \times 10^{16}$ iones cm^{-2}) región de transición. Un cambio de pendiente detectado en las señales de Ag y Si correspondientes a la interfase, revela que la mezcla mutua ha comenzado cuando el espesor de la lámina de plata es del orden de los $300 \overset{0}{\text{Å}}$, o sea en el rango $\langle x \rangle_D + \langle \Delta x \rangle_D$ y $\langle x \rangle_D + 2 \langle \Delta x \rangle_D$ para Ar^+ de 40 keV en Ag^{56} . La altura de la señal de Ag decrece gradualmente para dosis más elevadas.
- d) ($\phi > 6 \times 10^{16}$ iones cm^{-2}) estado cuasi-estacionario donde la distribución en profundidad de la plata mantiene un perfil similar pero decrece lentamente en magnitud. La región de mezcla de Ag y Si se extiende hasta $\sim \langle x \rangle + 2 \langle \Delta x \rangle$ con una profundidad media $\sim \langle x \rangle$ (rango medio proyectado de Ar estimado en una matriz compuesta de $Si:Ag$).

La integración del área del pico de Ag en la Figura 4.1 permite determinar el número de átomos de Ag remanentes en función de la dosis ϕ de Ar^+ , y los resultados de este cálculo se muestran en la Figura 4.2. De la pendiente de esta curva en la zona lineal ($\phi < 2.5 \times 10^{16}$ iones cm^{-2}) se puede deducir un valor de $Y = 10.5 \pm 1$ para el rendimiento de pulverización catódica de Ar (40 keV) en Ag (el error en Y resulta de considerar solamente el desparramo en los puntos experimentales, i.e. sin considerar la incerteza en la medición de dosis). Para dosis intermedias, el rendimiento de pulverización parcial de plata decrece, y para dosis elevadas el contenido de Ag en la lámina mezclada muestra un decaimiento aproximadamente exponencial.

Los datos de la Figura 4.1 son deconvulcionados y la secuencia resultante de la variación de la distribución de Ag con la dosis se muestra en la Figura 4.3. El procedimiento empleado para deducir los perfiles de distribución en profundidad de Ag es el discutido en el capítulo II (sección 2.3). La escala de profundidad resultante es en átomos cm^{-2} del compuesto, por lo cual no se requiere hacer suposiciones referentes a la densidad atómica de la matriz. Entre los factores que contribuyen a la distorsión de los perfiles medidos por RBS,^{55,57,58} el de topografía superficial es considerado de menor importancia en el nivel de dosis usado,⁵⁹ mientras que aquel de dispersión plural puede producir cambios

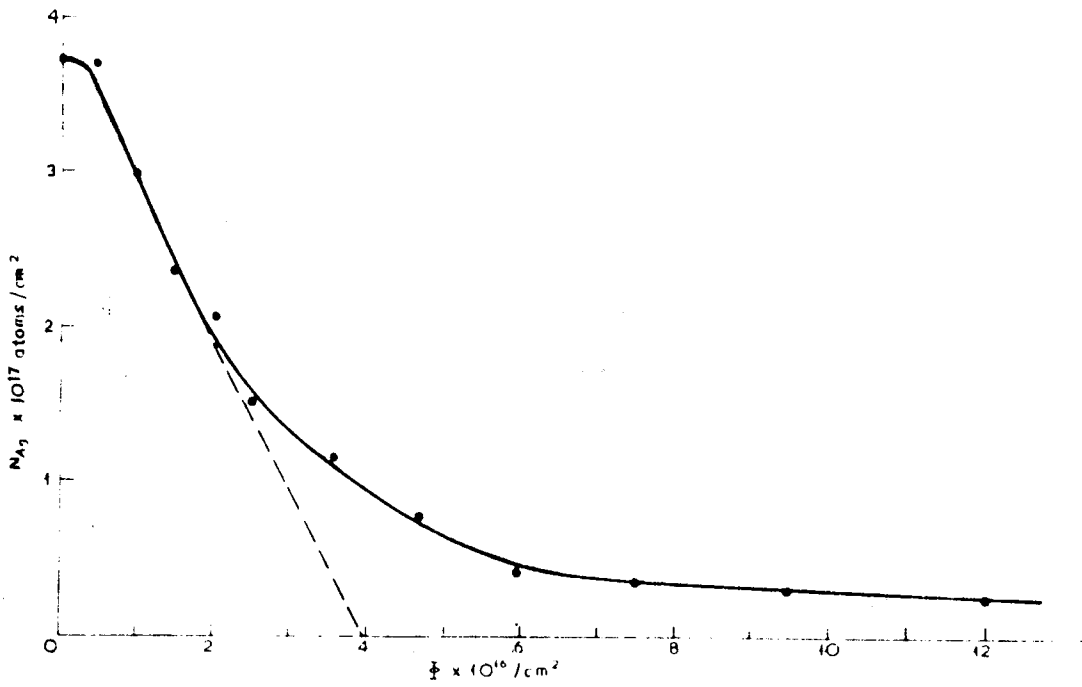


FIGURA 4.2 : Cantidad de Ag remanente (N_{Ag}) en función de la dosis (ϕ) de Ar^+ .

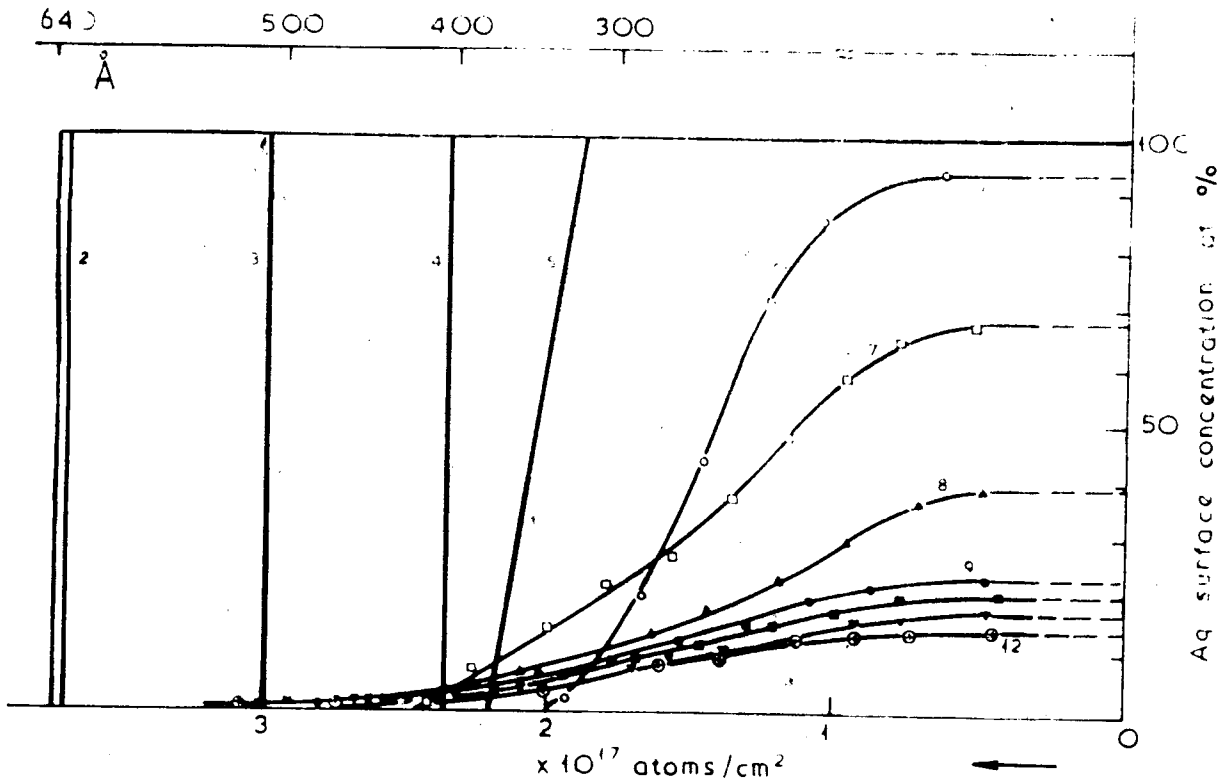


FIGURA 4.3 : Dependencia de la distribución espacial de Ag con la dosis de Ar^+ .

en las colas de la distribución.⁶⁰ La dispersión o "stragglings" de energía del haz de prueba contribuye a deteriorar⁵⁵ la resolución en profundidad y fue considerado en las mediciones a baja dosis a discutir más adelante.

Debido a las limitaciones de la técnica RBS, no es posible determinar con precisión la concentración de *Ag* en la superficie. No obstante, se adoptó el criterio de promediar en la región cercana a la superficie y obtener los valores extrapolados que se muestran en la Figura 4.4, en función de la dosis de *Ar*. De modo similar, se calcularon las concentraciones de *Si* a partir de la señal del *Si* y se corrigieron por la influencia del argón. La concentración superficial de *Ag* en este gráfico cae a un valor de $\sim 50\%$ en un intervalo de dosis de $\sim 2 \times 10^{16}$ iones- cm^{-2} que corresponde a una recesión de la superficie de $(140 \pm 40) \text{ \AA}$. Si bien este es un valor aproximado ya que no se puede determinar con precisión la cantidad de *Si* removido a partir de los datos de RBS presentados, está en el orden de magnitud con el calculado a partir del modelo de Andersen,²⁰ de $\delta = 90 \text{ \AA}$.

Los resultados pueden ser discutidos en términos de los cuatro regímenes de dosis sugeridos anteriormente.

a) Muy baja dosis ($< 5 \times 10^{15}$ iones cm^{-2}). Los resultados de las Figuras 4.1 y 4.2 indican que la remoción inicial de

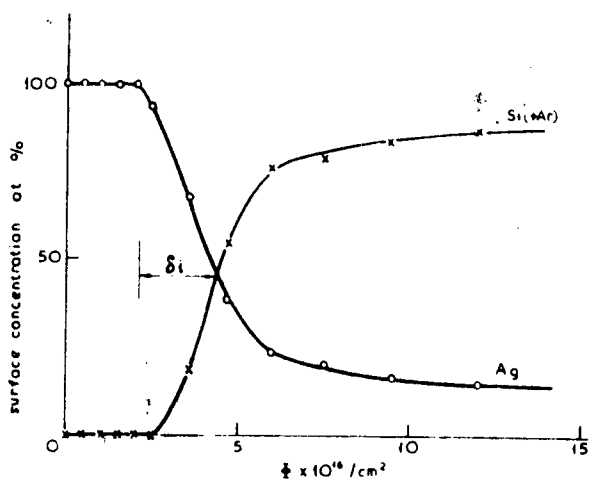


FIGURA 4.4 : Concentraciones superficiales de Ag y Si (valores extrapolados) en función de la dosis ϕ de Ar^+ de 40 keV.

Ag por "sputtering" es anormalmente baja. Esto se debe probablemente a la presencia de un contaminante adsorbido en la Ag en el lapso mediano entre los procesos de deposición y bombardeo. Es, sin embargo, removido rápidamente y no aparenta influenciar las mediciones subsiguientes.

b) Baja dosis ($< 2.5 \times 10^{16}$ iones cm^{-2}). En esta región, las Figuras 4.1 y 4.3 revelan que la lámina de Ag es adel-

gazada continuamente por el bombardeo. La pendiente, en la curva de la cantidad residual de Ag (N_{Ag}) en función de la dosis de la Figura 4.2 en este régimen, corresponde a un rendimiento de pulverización para Ar^+ de 40 keV en Ag , de 10.5 ± 1 , que se compara muy bien con el valor de la literatura³⁴ de $Y = 10.8$ para Ar^+ de 45 keV en Ag . Si el "sputtering" hubiera continuado con ese rendimiento, la lámina hubiera sido removida totalmente luego de una dosis de $\sim 4 \times 10^{16}$ iones cm^{-2} . Cuando el espesor de la lámina fue reducido, sin embargo, a $\sim 300 \text{ \AA}$, la Figura 4.2 indica que el rendimiento de pulverización efectivo de Ag decrece, y comienza la región c).

- c) Dosis intermedia ($< 6 \times 10^{16}$ iones cm^{-2}). La Figura 4.2 indica que en esta región el rendimiento de pulverización de Ag es de ~ 3.3 y que este valor se mantiene durante un intervalo relativamente amplio de dosis. Al comienzo de esta región, las mediciones de la Figura 4.1 no revelan ningún corrimiento hacia energías más altas en el espectro del silicio, sugiriendo que el fenómeno involucrado no es aquel en que la lámina de plata es removida no uniformemente (e.g. tal que la plata colapse en estructuras tipo isla, exponiendo el Si y reduciendo consecuentemente la superficie de Ag expuesta a la irradiación). La Figura 4.1 revela sin embargo que la pendiente del espectro de Ag en la interfase $Ag:Si$ se modifica, su-

giriendo que la mezcla en la interfase ha comenzado. Con el aumento de dosis la pendiente decrece indicando que la penetración de *Ag* en *Si* continúa. El espectro de *Si* se desplaza hacia energías más altas indicando que el *Si* se mueve dentro de la lámina residual de *Ag*. El comienzo de la región c) corresponde a un espesor de la lámina de *Ag* de $\sim 300 \text{ \AA}$ es decir entre $\langle x \rangle_D + \langle \Delta x \rangle_D$ (230 \AA) y $\langle x \rangle_D + 2 \langle \Delta x \rangle_D$ (330 \AA) de la distribución de energía depositada por Ar^+ de 40 keV en *Ag*.⁵⁶

Dado que la región c) comenzó para un espesor de la lámina $t \sim \langle x \rangle_D + 2 \langle \Delta x \rangle_D$ y hay una clara evidencia de redistribución de *Ag* y *Si* al incrementar la dosis, se sugiere que se está observando un fenómeno de mezcla en la interfase. Solamente a partir de las mediciones realizadas no es posible descartar la posibilidad de la existencia de un mecanismo de difusión aumentado por radiación, dentro de las causas de la redistribución. Estudios similares pero en la función de la temperatura, han sido realizados,^{23,26,27} para estructuras metal-silicio (que forman compuestos de fases estables) como *Ni-Si*, *Pd-Si*, *Cr-Si* y *Pt-Si*. Se encontró en estos casos que el rendimiento de "mixing" era proporcional a la temperatura. Se identificaron: una componente a baja temperatura que estaba dominada por procesos de colisión y en la que el parámetro de mezcla variaba linealmente con la dosis, y otra componente a mayo-

res temperaturas, dominada por difusión aumentada por radiación y en la que el efecto del bombardeo era la formación de una fase definida (generalmente $M_2 Si$), a partir de la interfase, cuyo crecimiento era proporcional a $(\text{dosis})^{1/2}$. A bajas temperaturas ($\sim 80^\circ K$) el "mixing" en esas combinaciones producía interfases graduales, similares a las del presente trabajo, sin fases que indicaran la formación de compuestos definidos.

La dependencia lineal del parámetro de mezcla con la dosis en la combinación $Ar \rightarrow Ag Si$ (a describirse más adelante), sumado a, la evolución gradual de la redistribución atómica a partir de la interfase, y el acuerdo razonable en la magnitud de los parámetros involucrados (incluidos los que se discuten en la sección siguiente) con estimaciones teóricas, indican que los datos presentados son compatibles con un proceso de mezcla puramente colisional.

Se sugiere entonces que cuando los iones de Ar comienzan a penetrar la interfase inicial de $Ag Si$, ocurre una redistribución concurrente de ambas especies atómicas y que a medida que la lámina enriquecida en Ag es adelgazada, una fracción mayor de la energía depositada se localiza en la porción del sustrato rica en Si . Como resultado de esto, la energía depositada en la superficie de Ag se reduce y por lo tanto el "sputtering" de Ag se reduce. La concentración

creciente de Si en la superficie puede también modificar la energía de enlace superficial de Ag , contribuyendo a disminuir el "sputtering" de Ag .

Durante esta fase de mezclado, la Figura 4.3 indica que el ancho de la región de redistribución permanece aproximadamente constante, que es el caso encontrado en $Pd-Si$ ^{24,25} y $Pt-Si$ ¹⁷, pero que el gradiente de concentración de Ag hacia la interfase decrece con la dosis y la lámina residual de Ag en la superficie se adelgaza. Esto contrasta con las combinaciones mencionadas, donde ya sean fases bien definidas de Pd_2Si o de Pt_2Si (y luego $PdSi$ ó $PtSi$) crecen uniformemente desde la interfase hacia la superficie, al aumentar la dosis.

Un ataque químico selectivo de Ag en el complejo $Ag-Si$ en este estadio, y posterior observación al microscopio electrónico de barrido, no reveló la existencia de precipitados de Si , contrario a lo que se obtuvo en estudios de interdifusión térmica.⁶⁴ Se sugiere entonces, que durante el mezclado por bombardeo iónico, el sistema $Ag-Si$ (que no forma un compuesto) se comporta similarmente al sistema $Ge-Si$ ^{26,27,32,33}, donde el "mixing" está explicado en términos de procesos de colisión.

d) Dosis alta ($> 6 \times 10^{16}$ iones cm^{-2}). Se ve en la Figura 4.3 que en este rango de dosis el sistema $Ag-Si$ permanece mezclado a lo largo de un intervalo de profundidad similar al

régimen c), pero que las concentraciones total y superficial decrecen. La distribución de la mezcla se localiza en un intervalo aproximadamente estacionario y comparable a $\langle x \rangle_D + 2 \langle \Delta x \rangle_D$ (para Ar en una mezcla de $Ag-Si$) esperable en procesos de "mixing" dominado por colisiones.^{6,7,9,10}

Dado que la resolución espacial del sistema es de $\sim 50 \text{ \AA}$, no es posible determinar con precisión las concentraciones superficiales de Ag y de Si durante esta fase. Si se supone como razonable el efectuar una extrapolación desde $\sim 50 \text{ \AA}$ hasta la superficie (indicada con línea de trazos en la Figura 4.3), entonces se puede estimar el rendimiento parcial de pulverización de Ag en la región d), teniendo en cuenta sólo la concentración fraccional de Ag en la superficie. Esto resulta en un valor de $Y_{Ag} \sim 1.8$, que está cercano al valor de 1.75 para el "sputtering" de Si con Ar^+ de 40 keV (dosis baja) de la literatura.⁶⁵ Más aún, en esta región, la cantidad residual de Ag decrece exponencialmente con la dosis, un comportamiento comunicado anteriormente en el sistema $Au-Si$.³¹ El "sputtering" de Ag parecería entonces estar comandado por la velocidad de receso de la superficie, que a su vez está comandada por la pulverización de Si , el mayor componente superficial. El "sputtering" de $Ag + Si$, simultáneamente con una redistribución de la Ag (remanente) dentro de una lámina de profundidad constante, pueden entonces explicar el bajo (y aproximadamente constan-

te) rendimiento de pulverización, y el decaimiento exponencial del contenido de Ag .

La Figura 4.4 revela que luego de un adelgazamiento simple de la lámina de plata, las concentraciones superficiales de Ag y Si disminuyen y aumentan respectivamente, a medida que se erosiona el sustrato. La profundidad erosionada (δ_z) hasta que la concentración de Ag cayó a $\sim 50\%$ es de $(140 \pm 40) \text{ \AA}$. La concentración de Ag en función de la dosis (profundidad erosionada) es, sin embargo, asimétrica respecto del nivel de $\sim 50\%$ e indica que la concentración de Ag declina aproximadamente exponencialmente, con una longitud de decaimiento $\delta_0 \sim 500 \text{ \AA}$. Los estudios teóricos sugieren,^{7,10,17} que para interfases localizadas inicialmente a mayor profundidad que la extensión espacial de deposición de energía, el decaimiento de la concentración superficial (en este caso de Ag) debería ser de carácter exponencial, con una longitud de decaimiento de entre $\langle x \rangle_D$ y $\langle x \rangle_D + 2 \langle \Delta x \rangle_D$ para el ión en el sustrato (Si). El valor $\delta_0 \sim 500 \text{ \AA}$ determinado de la Figura 4.4 es de magnitud similar a los predichos⁵⁶ de entre 300 y 700 \AA para Ar^+ de 40 keV en Si .

4.2.2.2. Rendimiento de mezclado a bajas dosis

Conocido el comportamiento general para un rango amplio de dosis, se estudió el mezclado para incrementos de dosis pequeños

-para varios espesores iniciales de la lámina de *Ag*- a efectos de correlacionar el parámetro de ensanchamiento de la distribución de concentración de *Ag* en la interfase, con la energía depositada y con la dosis de *Ar*.

De un modo similar al descrito en la sección 4.2.1., se irradiaron dos grupos de muestras (de *Ag/Si*), con iones de Ar^+ de 48 keV. En el grupo titulado como I, el espesor inicial de la lámina evaporada de *Ag* era de 2.2×10^{17} átomos cm^{-2} ($\sim 380 \text{ \AA}$) y en el grupo II de 1.65×10^{17} átomos cm^{-2} ($\sim 285 \text{ \AA}$). Los sustratos fueron bombardeados con dosis crecientes de argón, en incrementos $\Delta\phi$ de 2.3×10^{15} iones cm^{-2} (grupo I) y 1.8×10^{15} iones cm^{-2} (grupo II).

En la Figura 4.5 se muestran los perfiles de concentración de plata para el grupo II de muestras. El parámetro es la dosis de Ar^+ , y las curvas fueron calculadas a partir de mediciones RBS utilizando la geometría de alta resolución espacial (ángulo de incidencia $\theta_1 = 80^\circ$ con la normal; ángulo de dispersión $\theta = 168^\circ$) discutida anteriormente.

En el perfil de la distribución de energía depositada elásticamente por Ar^+ de 48 keV en *Ag*, mostrado en la Figura 4.6 y obtenido empleando las tablas de Winterbon,⁵⁶ se indican los valores equivalentes de los intervalos de profundidad en que se registró la posición de la interfase *Ag/Si* ($C_{Ag} = 50 \%$) para el rango de dosis empleado en cada grupo.

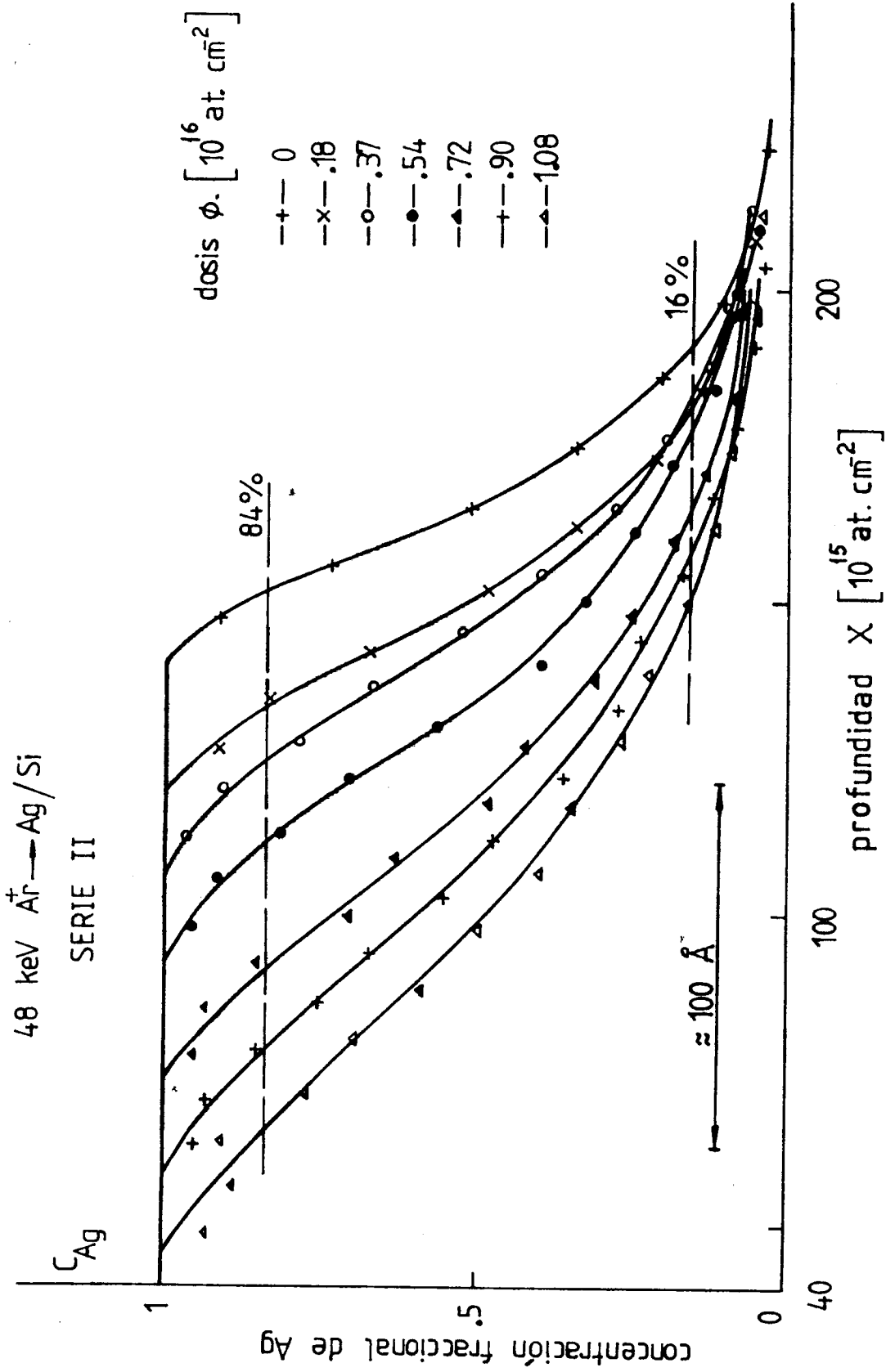


FIGURA 4.5 : Perfiles de concentración de Ag en función de la dosis de Ar⁺ de 48 keV. Espesor inicial de Ag = 1.65 x 10¹⁷ átomos cm⁻² (~ 285 Å)

La distribución en la región de la interfase de los perfiles de la Figura 4.5 se puede aproximar a una función error con una variancia asociada Ω_T^2 tal que

$$\Omega_T^2 = \Omega_O^2 + \Omega_M^2$$

donde Ω_O^2 representa las contribuciones de la resolución finita del sistema de detección y del "stragglng" de energía del haz de prueba, y Ω_M^2 es el término debido al "mixing". En los perfiles de la Figura 4.5, $2 \Omega_T$ equivale a un intervalo en la escala de profundidad correspondiente a una variación de la concentración entre 16 y 84 % (Ω_T representa la desviación standard). La dependencia de Ω_T^2 con la dosis ϕ de argón, presentada en la Figura 4.7 para los dos grupos de sustratos analizados, fue obtenida a partir de los datos de la Figura 4.5 (y similar) con el criterio del 16 - 84 % antes mencionado.

El mecanismo de desplazamientos múltiples en la cascada de colisiones puede describirse como un proceso de "random walk", análogo al de difusión térmica, en el que el ensanchamiento de una función inicial de tipo escalón está caracterizado por una longitud de difusión

$$(2 Dt)^{1/2} = \Omega_M \tag{4.1}$$

donde D es el coeficiente de difusión y t la variable temporal.

De la teoría elemental de difusión, se tiene la relación⁶¹ de Einstein,

$$D = \frac{1}{6} \Gamma \langle r^2 \rangle \quad 4.2$$

donde Γ es la frecuencia media de desplazamiento (desplazamientos por átomo por segundo) y $\langle r^2 \rangle$ es el desplazamiento cuadrático medio de los átomos de retroceso.

Con el modelo de Kinchin-Pease modificado por Sigmund⁶² se puede estimar la frecuencia de desplazamiento como

$$\Gamma = \frac{0.42 F_D(x)}{E_d N} \cdot \dot{\phi} \quad 4.3$$

donde $F_D(x)$ es la energía depositada elásticamente por unidad de longitud a la profundidad x (Figura 4.6), $\dot{\phi}$ es el flujo de iones, E_d es la energía de desplazamiento efectivo y N la densidad atómica.

De las relaciones 4.1 a la 4.3 se puede obtener que, para $\psi = \text{constante} = \phi/t$,

$$\Omega_M^2 = 2 D t = 0.14 \frac{\langle r^2 \rangle}{E_d N} F_D(x) \cdot \phi = \alpha \phi \quad 4.4$$

es decir una dependencia lineal de la variancia con la dosis. En la Figura 4.7, α es la pendiente, en cada caso, de las rectas trazadas por cuadrados mínimos (suponiendo Ω_0^2 constante e igual a Ω_0^2 para $\phi = 0$). La dependencia lineal de

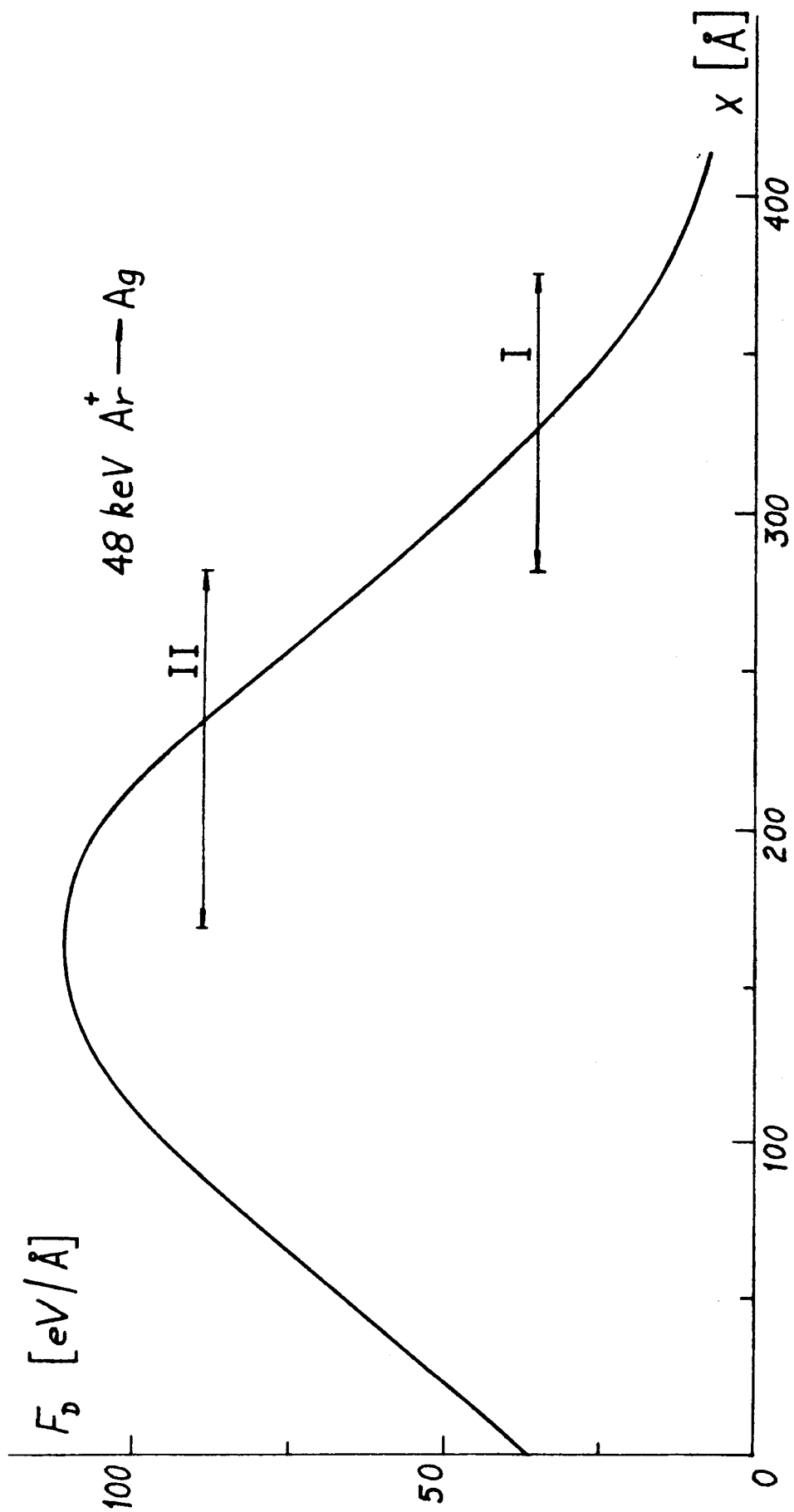


FIGURA 4.6 : Función de distribución de la energía depositada elásticamente por Ar⁺ de 48 keV en Ag . Obtenido empleando las tablas de Winterbon.⁵⁶ Se indican los intervalos en que se registró la posición de la interfase Ag/Si para el rango de dosis empleado en cada grupo de muestras.

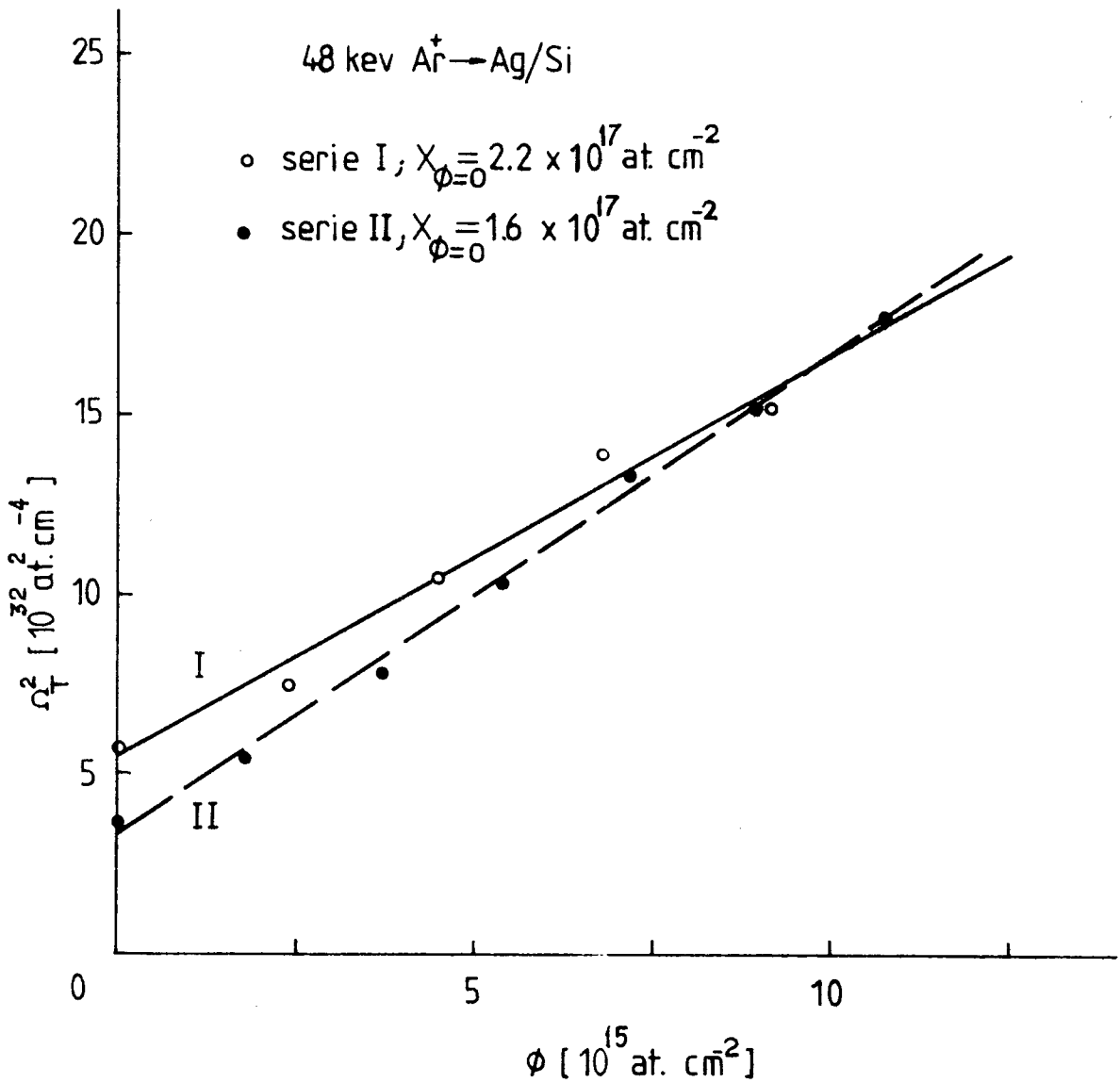


FIGURA 4.7 : Dependencia de Ω_T^2 con la dosis ϕ de Ar⁺ para los dos grupos de sustratos. Fue obtenido empleando el criterio del 16-84 % en las curvas de la Figura 4.5, corrigiendo por las contribuciones de resolución del detector y "stragglng" de energía (ver texto).

Ω_M^2 con la dosis ϕ encontrada experimentalmente está de acuerdo con la predicha por el modelo expuesto de mezcla por cascada de colisiones. Se ve además en la Figura 4.7, que el rendimiento de mezclado es superior para el grupo II, de acuerdo cualitativo con una esperada mayor energía depositada.

Si bien el intentar una comparación de la magnitud de la ecuación 4.4 con los resultados experimentales es un poco aventurada dada la cantidad de aproximaciones que hay que efectuar, en la Tabla III se contrastan a modo indicativo los parámetros de mezcla medidos con aquellos calculados.

Para los términos que aparecen en la ecuación 4.4 se tomaron: $E_d = 23$ eV, la energía de auto-desplazamiento en plata⁶³; $N = 5.82 \cdot 10^{22}$ átomos cm^{-3} , la densidad atómica de Ag y $F_D(x)$ como el valor medio \bar{F}_D en la curva de la Figura 4.6 para el intervalo x en cuestión. En la Tabla III se calculó α_{teor} para valores $\langle r^2 \rangle = (10 \text{ \AA})^2$, sugerido por Andersen²⁰ como un valor razonable, y para $\langle r^2 \rangle = (25 \text{ \AA})^2$ que para el presente experimento proporciona un mejor ajuste, si bien la correlación con $F_D(x)$ no es del todo satisfactoria dada quizá la imposibilidad de definir $F_D(x)$ apropiadamente en el blanco con la combinación atómica empleada.

TABLA III

Comparación de los parámetros experimental y teórico de rendimiento de mezcla,
 $\alpha = \Omega_M^2 / \phi$, en unidades de $[\text{Å}^2 / 10^{15} \text{ iones cm}^{-2}]$

Grupo	\bar{r} [Å]	$\bar{F}_n(x)$ [eV/Å]	α_{exp}	$\alpha_{\text{teor para}} \langle r^2 \rangle = (10\text{Å})^2$	$\alpha_{\text{teor para}} \langle r^2 \rangle = (25\text{Å})^2$
I	330 ^a	35	325	37	231
II	230	90	389	94	588

Respecto al modelo de difusión desarrollado, la ecuación 4.2 es aplicable al caso de auto-difusión únicamente. La interdifusión de dos especies distintas, puede ser descrita más rigurosamente por⁶¹

$$D = f_m D_m + f_n D_n$$

o sea

$$D = \left[f_m \left(\frac{\langle r^2 \rangle}{E_d} \right)_m + f_n \left(\frac{\langle r^2 \rangle}{E_d} \right)_n \right] \frac{0.42 F_D x}{N} \cdot \dot{\phi} \quad 4.5$$

donde f_m y f_n son las fracciones atómicas de las especies m y n , y los términos en paréntesis son las relaciones $\langle r^2 \rangle / E_d$ correspondientes. En esta ecuación se aprecian las dificultades en definir parámetros como E_d en un medio compuesto dado que m y n varían entre 0 y 1. La situación experimental ideal sería la de un "marcador" o impureza m tal que $f_m \ll f_n$ y de una distribución espacial (inicial) suficientemente angosta como para poder tomar $F_D(x)$ constante. Más aún, la función $F_D(x)$ estimada para el ión en la matriz n sufriría poca perturbación por la presencia de un "marcador" en estado diluido. Los procesos de mezcla estarían dominados en este caso por el transporte de los átomos de la matriz en la región del marcador.

El modelo de difusión empleado lleva implícita la suposición de que la distribución espacial de los átomos es isotrópica,

i.e. que un perfil inicialmente abrupto se ensancha simétricamente. Para impurezas pesadas en blancos livianos, las contribuciones del mezclado por retroceso y su influencia en la distorsión del perfil se esperan que sean de poca importancia.²⁰

Los modelos planteados con formalismos rigurosos, a partir de la ecuación de transporte, no son de inmediata aplicación a los experimentos presentes. Los tratamientos tanto analíticos^{9,10} como numéricos⁶⁻⁸ proporcionan la solución para el caso estacionario (utilizable en la determinación de perfiles con las técnicas de remoción por pulverización catódica) partiendo de la suposición^{9,10} de que la concentración de impurezas es $f_m \ll 1$, o de que las masas de los constituyentes atómicos del blanco son iguales.⁶⁻⁸

4.3. Ar⁺ → Au/Si. CONTRIBUCION DEL "CHANNELLING" A LA REDISTRIBUCION POR BOMBARDEO

Durante la realización de un experimento esencialmente similar al publicado por Blank y Wittmaack (B-W)³¹, se encontró⁵⁰ que láminas de oro de $\sim 650 \overset{\circ}{\text{Å}}$ evaporadas sobre Si(111) (en condiciones similares a las descritas para Ag/Si), presentaban un efecto de canalización axial al ser analizadas con He⁺ de 2 MeV. La evidencia de esta observación se pue-

de apreciar en la Figura 4.8, donde se muestra la dependencia angular de la eficiencia de retrodispersión para el intervalo de energía ΔE equivalente al que se indica en la Figura 4.9. La Figura 4.9 presenta la señal de Au de los espectros RBS para condiciones de incidencia al azar y de canalización.

Cada muestra de este grupo fué luego bombardeada con dosis crecientes de Ar^+ de 45 keV, con incidencia normal a la superficie. Los resultados que se obtuvieron de los análisis por RBS son similares a los de B-W (ellos emplearon Ar^+ de 20 y 100 keV), en cuanto a que el efecto del bombardeo con Ar es el de activar la formación de un compuesto de composición aproximadamente $Au_3 Si$ que se inicia en la interfase y se extiende uniformemente hacia la superficie al aumentar la dosis. El comienzo de la redistribución se detectó, luego de haber aplicado una dosis de Ar^+ de 0.9×10^{16} iones cm^{-2} , cuando el espesor equivalente de la lámina de Au era de $\sim 510 \text{ \AA}$ es decir considerablemente mayor que los parámetros de la distribución de daño⁵⁶ de Ar^+ de 45 keV en Au ($\langle x \rangle_D = 110 \text{ \AA}$; $\langle \Delta x \rangle_D = 90 \text{ \AA}$). En la Figura 4.10-a se muestra la señal de Au en un espectro co_llectado luego de bombardear con una dosis de 1.3×10^{16} iones cm^{-2} . En este estadio, las láminas presentaron "channelling" sólo en la porción correspondiente al Au toda

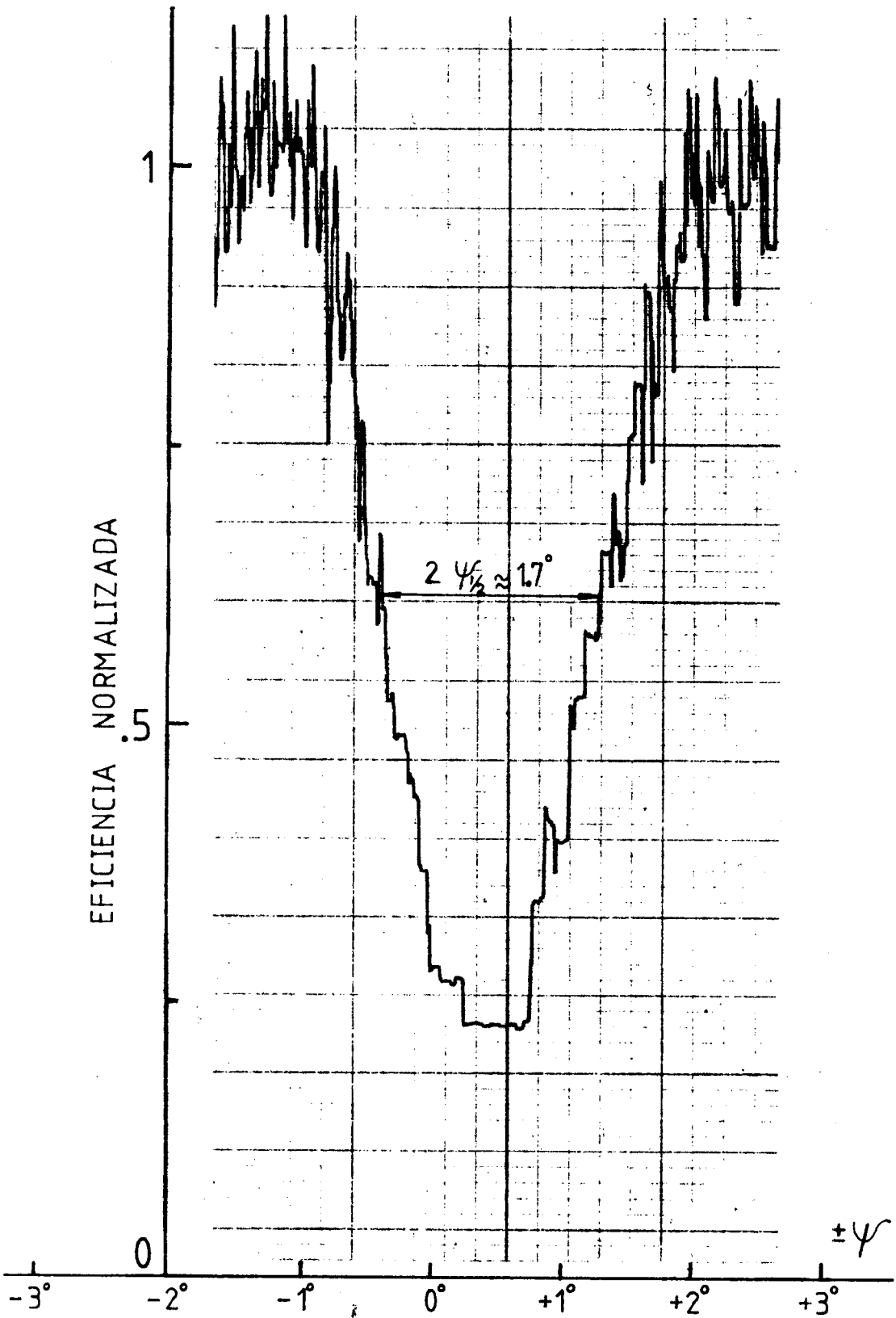


FIGURA 4.8 : Dependencia angular de la eficiencia de retrodispersión en una lámina de Au, para el intervalo de energía ΔE indicado en la Figura 4.9. ,

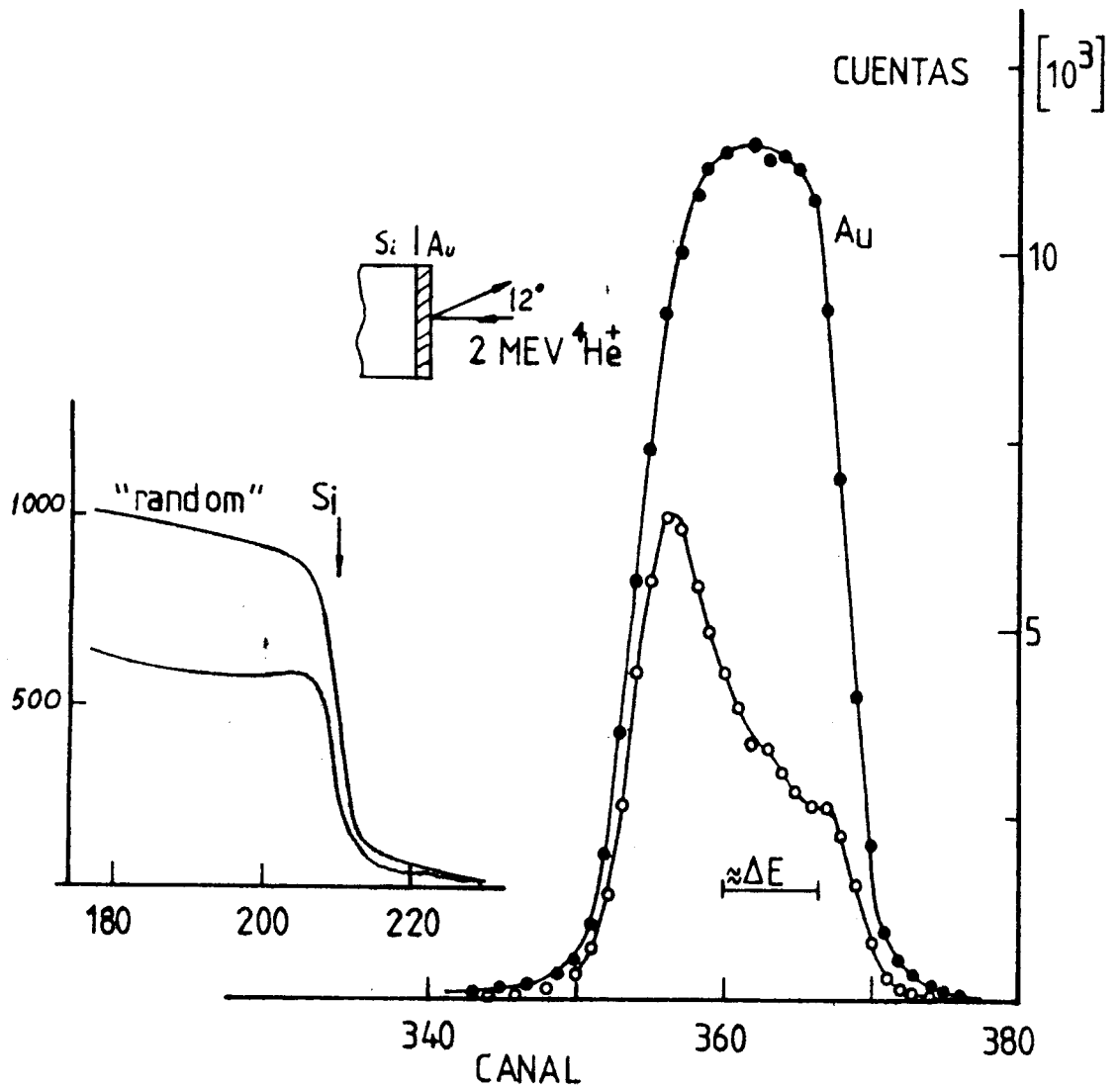


FIGURA 4.9 : Señales de Au en espectros tomados en direcciones alineada ("channelling") y al azar ("random") para una lámina de Au evaporada sobre Si (111) .

vía no penetrado por el Si , como se aprecia en la Figura 4.10-b. En ningún caso, aún para láminas sin bombardear, se tuvo evidencia de canalización planar.

La existencia de una orientación preferencial detectada por "channelling", fué luego corroborada por análisis de difracción de rayos X con la cámara de textura, empleando incidencia rasante. Este método permite aumentar el poder resolutivo de los rayos X, pudiéndose analizar⁶⁶ láminas de hasta 100 - 200 Å.

En la Figura 4.11-a se muestra la placa de rayos X obtenida para el sustrato correspondiente a las Figuras 4.8 y 4.9, con un ángulo de incidencia de 67.5° con la normal. Los trazos pequeños corresponden al Si . Para comparación, en la Figura 4.11-b se presenta una placa tomada para una chapa de oro puro. La Figura 4.11-a confirma una orientación preferencial anticipada por "channelling" y sugiere un alto grado de textura, con la orientación $\langle 111 \rangle$ perpendicular a la superficie.

Se condujo entonces, un experimento con el objeto de determinar la contribución del "channelling" de Ar de 45 keV, al desencadenado de la redistribución en la interfase.

Un grupo de 24 sustratos de Si , fue evaporado con ~ 620 Å^o

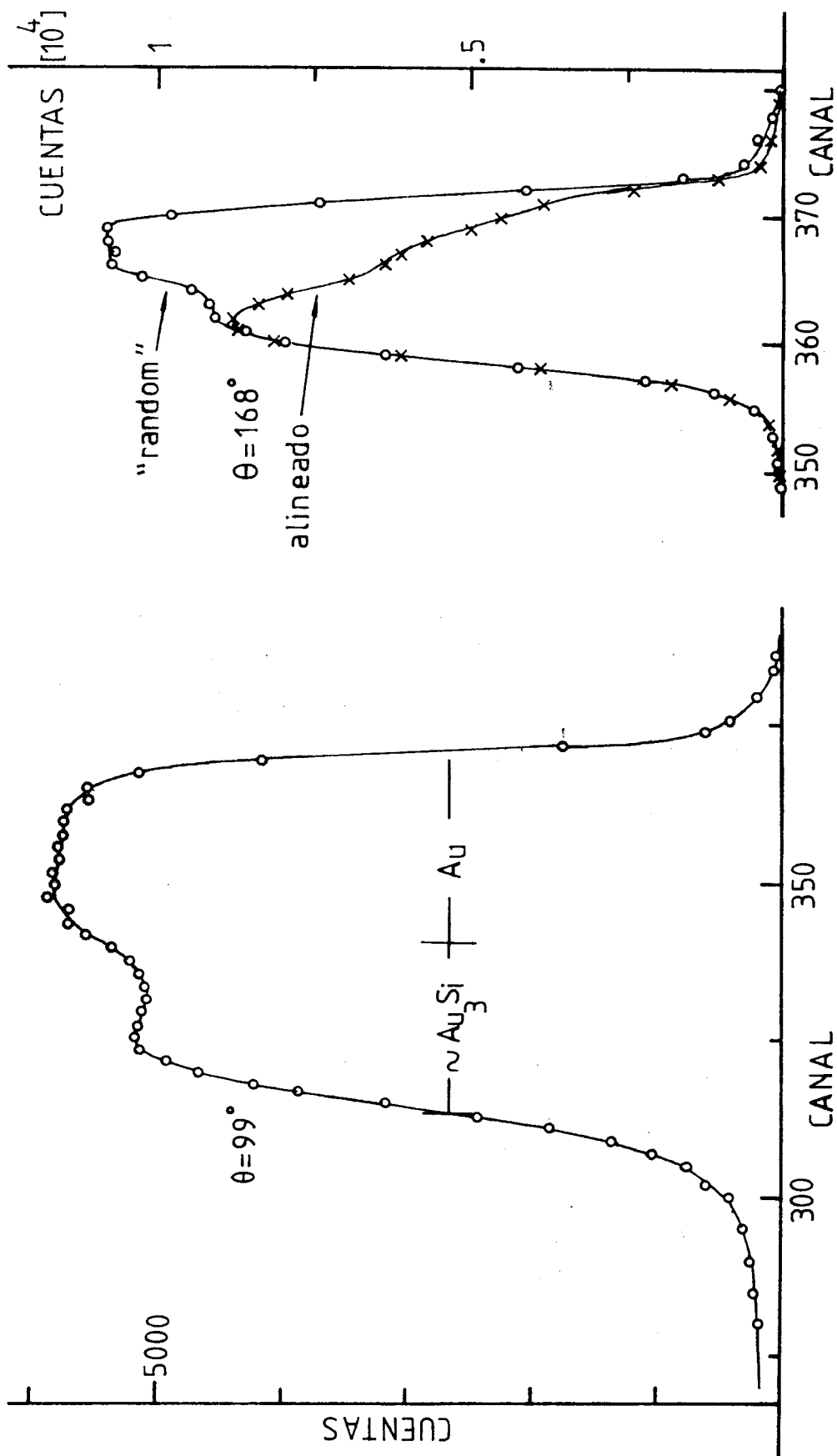


Figura 4.10-b

Figura 4.10-a

FIGURA 4.10 : a) Señal de Au en AuSi en un espectro colectado luego de bombardear con una dosis de 1.3×10^{16} iones cm^{-2} de Ar^+ (geometría de alta resolución espacial). b) Espectros de canalización y "random" para la misma muestra.

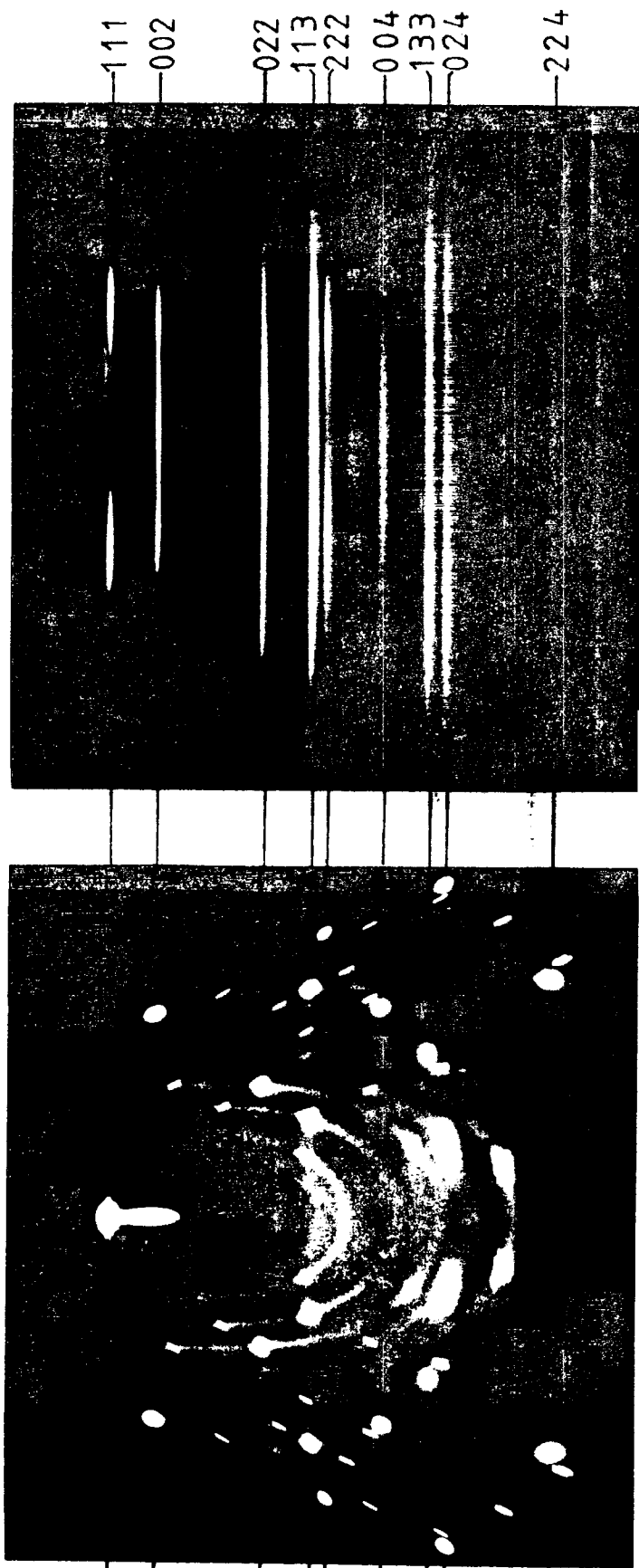


Figura 4.11-a

Figura 4.11-b

FIGURA 4.11 :Placas obtenidas con una cámara cilíndrica de textura (radio $R = 2.87$ cm; incidencia 67.5° con la normal; $\lambda = 1.54 \text{ \AA}$ de K_α del Cu; 40 KV-20 mA (10 horas) . a) Para el sustrato de las Figuras 4.8 y 4.9. b) Para una chapa de Au policristalina. La chapa muestra un leve grado de textura.

de Au . Según las características del sustrato, o el procedimiento experimental seguido, este grupo fue a su vez dividido en tres: I) sustratos de Si (111); la lámina de Au presentó un alto grado de textura; bombardeo con Ar^+ : incidencia normal. II) Idem, pero bombardeado con un ángulo de incidencia de 12° con la normal. III) sustratos de Si (111) a los que previo a la evaporación de Au se les depositó una lámina de Si de $600 \overset{\circ}{\text{Å}}$; la lámina de Au resultó ser policristalina en este caso.

Dentro de los errores experimentales, no se encontró evidencia de que en el grupo I el "mixing" se desencadenara antes (i.e. para espesores mayores) que en los otros dos grupos, donde se pretendió minimizar los efectos de canalización del Ar^+ .

Luego de efectuar la evaporación de Si en los sustratos del grupo III, todas las muestras siguieron el mismo proceso, incluyendo un ataque con HF para remover el óxido. Se encontró sin embargo que el espesor crítico para el desencadenado del "mixing" no era reproducible mejor que $\pm 15\%$, y aparentemente independiente del sustrato o de la geometría del experimento. Se sugiere que estas inconsistencias se deben a pequeñas diferencias iniciales en la interfase Au/Si ; más concretamente en el contenido de SiO_2 , factor que eventualmente forma una barrera para la formación del compuesto $Au-Si$.

Sin hacer mención de efectos de canalización, Mayer et al.⁵¹ encontraron que a temperatura ambiente el principal factor desencadenante del mezclado es el efecto de difusión aumentada por radiación.

Varios autores estudiaron recientemente la formación de silisuro de oro a partir de láminas de *Au* evaporadas sobre *Si* (111), con espectroscopía Auger (AES)^{67,68}, difracción de electrones de baja energía⁶⁷ (LEED) y foto-emisión de electrones.⁶⁹ En términos generales se encontró que, en la interfase, el silicio difunde rápidamente en el oro (inclusive a temperatura ambiente), siempre que pueda penetrar la lámina de *Au*; esto ocurre en todos los casos,⁶⁷ excepto cuando el *Si* no fue atacado químicamente para remover el óxido superficial. Para láminas delgadas ($< 30 \text{ \AA}$), el silisuro no produce un cuadro de LEED, indicando que inicialmente es o de estructura amorfa o de muy bajo orden. El orden de largo alcance aumenta con recocidos a 200°C . En nuestro caso se encontró que, en sustratos no bombardeados con *Ar* y analizados por RBS al año de haber evaporado la lámina de *Au* sobre *Si* (111), el *Si* había difundido hasta la superficie, a temperatura ambiente. Más aún la composición era de $\sim Au_3Si$ y presentaba "channelling" en la mayor parte de su extensión.

En conclusión, se sugiere que el efecto del bombardeo con Ar es el de, inicialmente, quebrantar la barrera de óxido, con mayor o menor eficiencia dependiendo de las condiciones iniciales del mismo. Luego facilita la migración del Si , ya sea por creación de defectos en exceso (difusión aumentada por radiación), o por agitación térmica local de la red, aspectos difíciles de calificar dado lo poco que se conoce⁶⁸ sobre los mecanismos de difusión térmica en el sistema $Au-Si$. A pesar del alto grado de textura de las láminas de Au , el "channelling" no modifica, dentro de los errores experimentales, los efectos de redistribución discutidos.

4.4. $Ge^+ \rightarrow Si$. EFECTOS DEL MEZCLADO ATOMICO EN LA IMPLANTACION A ALTAS DOSIS.

4.4.1. Teoría

Los efectos del mezclado atómico en la evolución de perfiles de implantación a altas dosis ha sido investigado recientemente^{45,70} a partir de la teoría de transporte, pero no ha sido intentada una comparación con resultados experimentales.

De acuerdo a estudios anteriores^{9,10,44,70}, si $C(x,\phi)$ representa el perfil instantáneo de concentración (átomos

cm⁻³) de la especie que se implanta, en función de la dosis ϕ (iones cm⁻²), entonces la evolución de C con ϕ (respecto a la superficie instantánea localizada en $x = 0$) puede escribirse como

$$\frac{\partial C}{\partial \phi} = v \frac{\partial C}{\partial x} + \int dz (C'F' - CF) + F_R(x) \quad 4.6$$

donde $v = dx/d\phi$ es la velocidad de recesión de la superficie, debido a la erosión por pulverización, y en adelante supuesta constante. Procesos como los de difusión aumentada por radiación, y los de redistribución de átomos del sustrato han sido ignorados en la ecuación 4.6. $F = F(x, z)$ representa el proceso de redistribución atómica o "mixing" y se lo define tal que $C(x, \phi) F(x, z) \cdot dx dz$ es el número medio de átomos implantados, que se trasladan desde (x, dx) al intervalo de profundidad $(x + z, dz)$ por ión incidente. Usaremos $F' = F(x-z, z)$ y $C' = C(x-z, \phi)$.

$F_R(x)$ es el término fuente, que describe la contribución de cada átomo implantado, al perfil instantáneo. Se tomará como conocido a partir de la teoría de rangos,⁴² y se supondrá independiente de ϕ , i.e. no se consideran las variaciones de poder de frenamiento ("range shortening") con la acumulación creciente de átomos implantados. Se supondrá además en adelante que la retrodispersión de proyectiles es

cero, i.e. $\int_0^{\infty} \bar{F}_R dx = 1$. Para una aplicación apropiada de la teoría, las masas del ión y del átomo blanco no deberían diferir demasiado.⁴⁵

La ecuación 4.6 es sometida a la condición inicial $C(x,0) = 0$, a la condición de borde $C(\infty, \phi) = 0$, y satisface la conservación de átomos implantados $\int_{-\infty}^{\infty} dx C(x, \phi) = \phi$

Cuando las distancias de reubicación son pequeñas comparadas con parámetros como el rango medio, es razonable suponer que $F(x-z, z) \approx F(x, z)$. El perfil de concentración puede entonces obtenerse convolucionando el perfil de rango con un propagador G que involucra los procesos de mezclado atómico,⁴⁵

$$C(x, \phi) = \int_{-\infty}^{\infty} dx' F_R(x') G(x, \phi, x') \quad 4.7$$

$G(x, \phi, x')$ es la función de Green, que satisface una ecuación como la 4.6 pero donde el término fuente es una delta de Dirac. Para un perfil de rangos Gaussiano $F_R(x)$, de rango medio $\langle x \rangle_R$ y "straggling" $\langle \Delta x^2 \rangle_R$, y en la llamada aproximación de difusión^{9,45} para G , la ecuación 4.7 toma la forma

$$C(x, \phi) = \int_0^{\phi} d\phi' \left[2 \pi (\langle \Delta x^2 \rangle_R + \alpha^2) \right]^{-1/2} \exp \left[- \frac{(x + y' - \langle x \rangle_R - \alpha)^2}{2 (\langle \Delta x^2 \rangle_R + \alpha^2)} \right] \quad 4.8$$

donde a y α^2 son funciones de ' x y ϕ '. Físicamente representan el corrimiento (a) y el ensanchamiento (α^2) de una función delta de concentración a la profundidad x , cuando la dosis es ϕ .

La ecuación 4.8 permite evaluar los perfiles de concentración en función de la dosis, siempre que se especifiquen los mecanismos de reubicación.

En adelante, se aplicarán los formalismos expuestos al caso particular de implantación de Ge de 40 keV en Si . A pesar de que la teoría de la Ref. 45 y las extensiones hechas aquí, son válidas estrictamente para el caso de masas iguales, donde los momentos de la función rango son independientes de la acumulación de iones, adoptaremos dichas predicciones como aproximación de primer orden para el caso de masas distintas. Los momentos calculados⁷¹ para la distribución de rango son $\langle x \rangle_R = 300 \text{ \AA}^0$ y $\langle \Delta x^2 \rangle^{1/2} = 120 \text{ \AA}^0$; estos valores se comparan bien con los valores medidos (para bajas dosis de Ge) de $310 \pm 30 \text{ \AA}^0$ y $130 \pm 15 \text{ \AA}^0$ respectivamente. Empleando: un valor de $Y = 2.6$ para el rendimiento de pulverización (obtenido experimentalmente; a discutirse más adelante); las magnitudes calculadas para los momentos de la función rango, y una potencia $m = \frac{1}{3}$ en la sección eficaz,⁴² entonces los valores estacionarios (i.e. para $\phi \rightarrow \infty$) de los parámetros a y α que se obtienen son :

$a = 342 \text{ \AA}$, y $\alpha = 125 \text{ \AA}$. Dado que estos son comparables a $\langle x \rangle_R$ y $\langle \Delta x^2 \rangle^{1/2}$ respectivamente, se espera que el mezclado atómico influya en la evolución de los perfiles a altas dosis. Las predicciones teóricas de la evolución de los perfiles de implantación con la dosis de Ge (40 keV) $\rightarrow Si$, basados en la ecuación 4.8, se muestran en la Figura 4.12. Se incluyen también los cálculos en ausencia de "mixing", i.e. $a = \alpha = 0$. La función de reubicación $F(x,z)$ en la que se basa la Figura 4.12 fue derivada a partir de la ecuación de transporte, incluyendo todos los procesos de colisión de la cascada, otros que la reubicación de átomos de la matriz (silicio). Los procedimientos, mencionados en la Ref. 45, son similares a los seguidos en las Refs. 10 y 44, donde se pueden encontrar las ecuaciones necesarias.

En la Figura 4.12 se puede ver, y de acuerdo cualitativamente con las Refs. 45 y 70, que el "mixing" ensancha el perfil para dosis altas, e incrementa la concentración superficial para el estado estacionario. Se verá más adelante que, además, el comienzo de la saturación se atrasa y que la cantidad de material (Ge) acumulado es mayor cuando operan los procesos de mezclado.

4.4.2. Experimental

Existe al presente una abundante bibliografía sobre la acu-

- 50 - N. P. Tognetti, D. A. Thompson, A. Weller y G. Carter: Resultados no publicados.
- 51 - D. A. Thompson, J. W. Mayer, R. Newcombe. Comunicación privada.
- 52 - A. Gras-Marti, J. J. Jiménez-Rodríguez, J. Peon-Fernández, M. Rodríguez-Vidal y N. P. Tognetti, G. Carter, M. J. Nobes y D. G. Armour: Proc. 9th. Int. Conf. ACIS-Lyon (1981). A ser publicado en Nucl. Instr. and Meth. (1982).
- 53 - A. Gras-Marti, J. J. Jiménez-Rodríguez, J. Peon-Fernández, M. Rodríguez-Vidal y N. P. Tognetti, G. Carter, M. J. Nobes y D. G. Armour: Proc. 9th. Int. Conf. ACIS-Lyon (1981). A ser publicado en Rad. Eff. (1982).
- 54 - N. P. Tognetti, G. Carter, A. Gras-Marti y D. G. Armour. A aparecer en Rad. Eff. Lett. (1982).
- 55 - J. S. Williams: Nucl. Instr. and Meth. 126 205 (1975)
- 56 - K. B. Winterbon: Ion implantation range and energy deposition distributions, Vol. 2 (IFI Plenum Press, New York, 1975).
- 57 - C. E. Christodoulides, W. A. Crant y J. S. Williams Nucl. Instr. and Meth. 149 219 (1978)
- 58 - J. S. Williams: Nucl. Instrum. and Meth. 149 207 (1978)
- 59 - J. L. Whitton, G. Carter, M. J. Nobes y J. S. Williams: Rad. Eff. 32 115 (1977)
- 60 - B. M. U. Scherzer, P. Borgesen, M-A. Nicolet y J. W. Mayer: Ion beam surface layer analysis, Vol.1 (eds. O. Meyer, G. Linker y F. Kappeler, Plenum Press, New York 1976) p. 33.
- 61 - P. G. Shewmon; "Diffusion in Solids", McGraw-Hill, New York (1963).

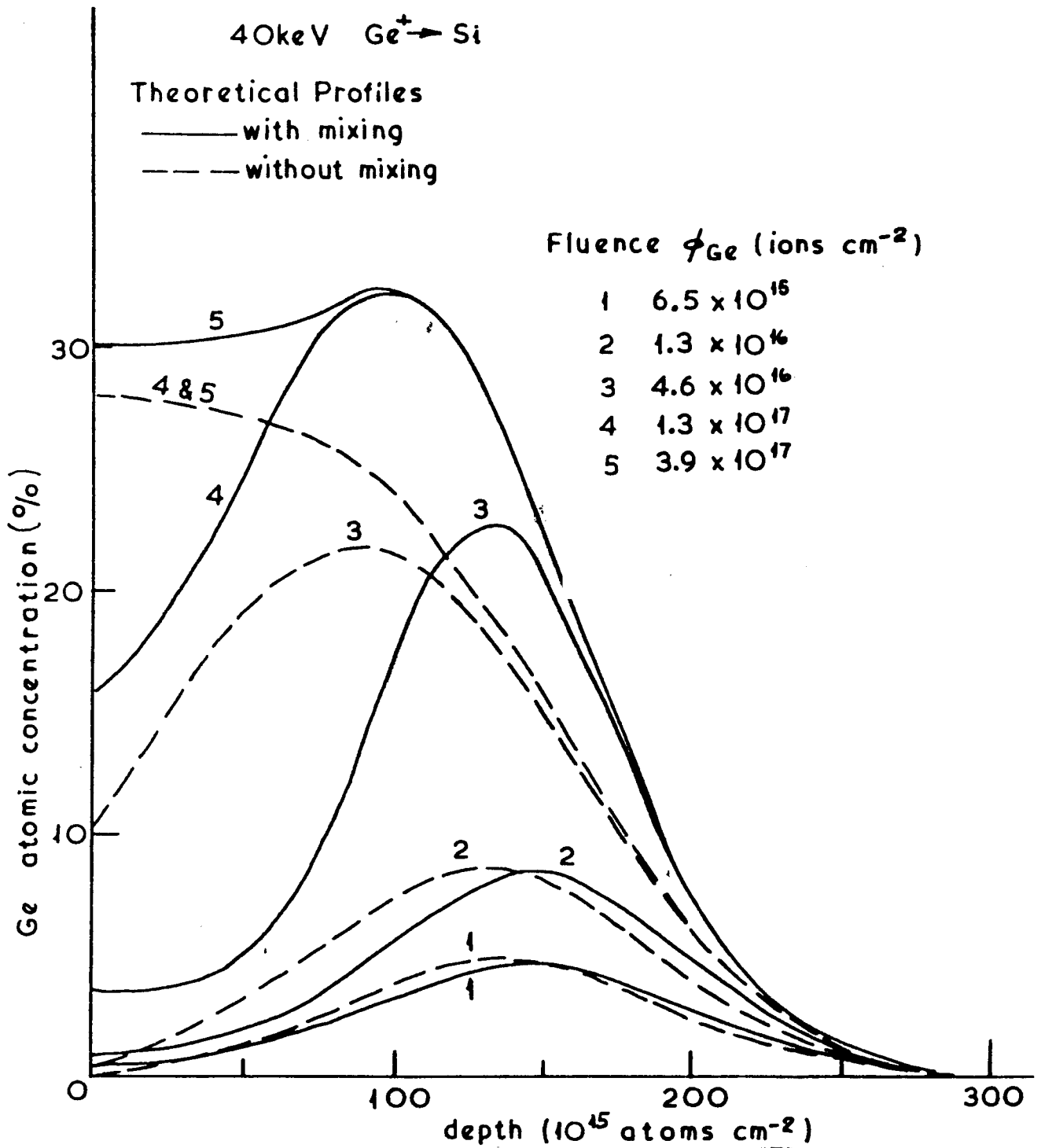


FIGURA 4.12 : Perfiles de implantación teóricos con y sin "mixing" en función de la dosis.

mulación de proyectiles para dosis crecientes (ver la Ref. 2 para una revisión). Desafortunadamente la gran mayoría de dichos estudios involucran a gases inertes como proyectiles. Estos son considerablemente insolubles en sólidos y, a dosis altas, precipitan formando burbujas gaseosas.² Con el objeto de minimizar ese y otros procesos termodinámicos, se decidió investigar la acumulación de un elemento altamente soluble (*Ge*), en una matriz (*Si*) que se amorfiza rápidamente a bajas dosis ($\sim 10^{14} \text{ cm}^{-2}$), de modo que los efectos de "channelling" resultan mínimos. Entonces si bien este sistema satisface algunas de las demandas del modelo teórico, no cumple el requerimiento de masas iguales. La condición de masas iguales no es apropiada sin embargo a la técnica de análisis RBS.

Las muestras de *Si* (111) fueron implantadas (en el separador de isótopos de la Universidad de Salford descrito en el Capítulo III) cada una con una dosis creciente de Ge^+ de 40 keV. Los sustratos fueron mantenidos a temperaturas de N_2 líquido durante la irradiación, y la corriente mantenida generalmente $< 100 \mu\text{A cm}^{-2}$. Sólo para la dosis más alta empleada ($3.9 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$) se monitoreó un aumento de temperatura de hasta $\sim 350^\circ\text{K}$.

El análisis de los perfiles se efectuó por retrodispersión

de iones He^+ de 2 MeV, en la geometría de alta resolución espacial ($\theta_{ent} = 10^\circ$, $\theta_{sal} = 22^\circ$ con la normal). La resolución en la superficie es de $\sim 80 \text{ \AA}$ para Ge en Si . Los resultados de estos análisis se muestran en la Figura 4.13 donde se identifican las señales de Ge y Si . El hecho de que la pendiente del borde de señal de Si , correspondiente al régimen de altas dosis, es como la que se espera para la resolución del sistema, confirma las expectativas⁵⁸ de que en el rango de dosis empleado el desarrollo de topografía superficial no contribuye al ensanchamiento observado en el perfil de Ge .

La integración de las áreas del pico de Ge y la aplicación de los formalismos clásicos de retrodispersión Rutherford (Capítulo II) permite evaluar las integrales en profundidad del Ge acumulado y esto se presenta graficado en función de la dosis en la Figura 4.14. Los datos fueron normalizados a bajas dosis, forzando la condición de que la eficiencia de acumulación sea la unidad. Para Ge de 40 keV en Si , esta eficiencia se espera que esté dentro de unos pocos por cientos de la unidad.⁷²

Los datos de la señal de Ge de la Figura 4.13 fueron convertidos a los perfiles de rango que se muestran en la Figura 4.15. Se indican las contribuciones de la resolución del sistema ($2 \Omega_p$), y de ésta junto con la de desparramo de energ

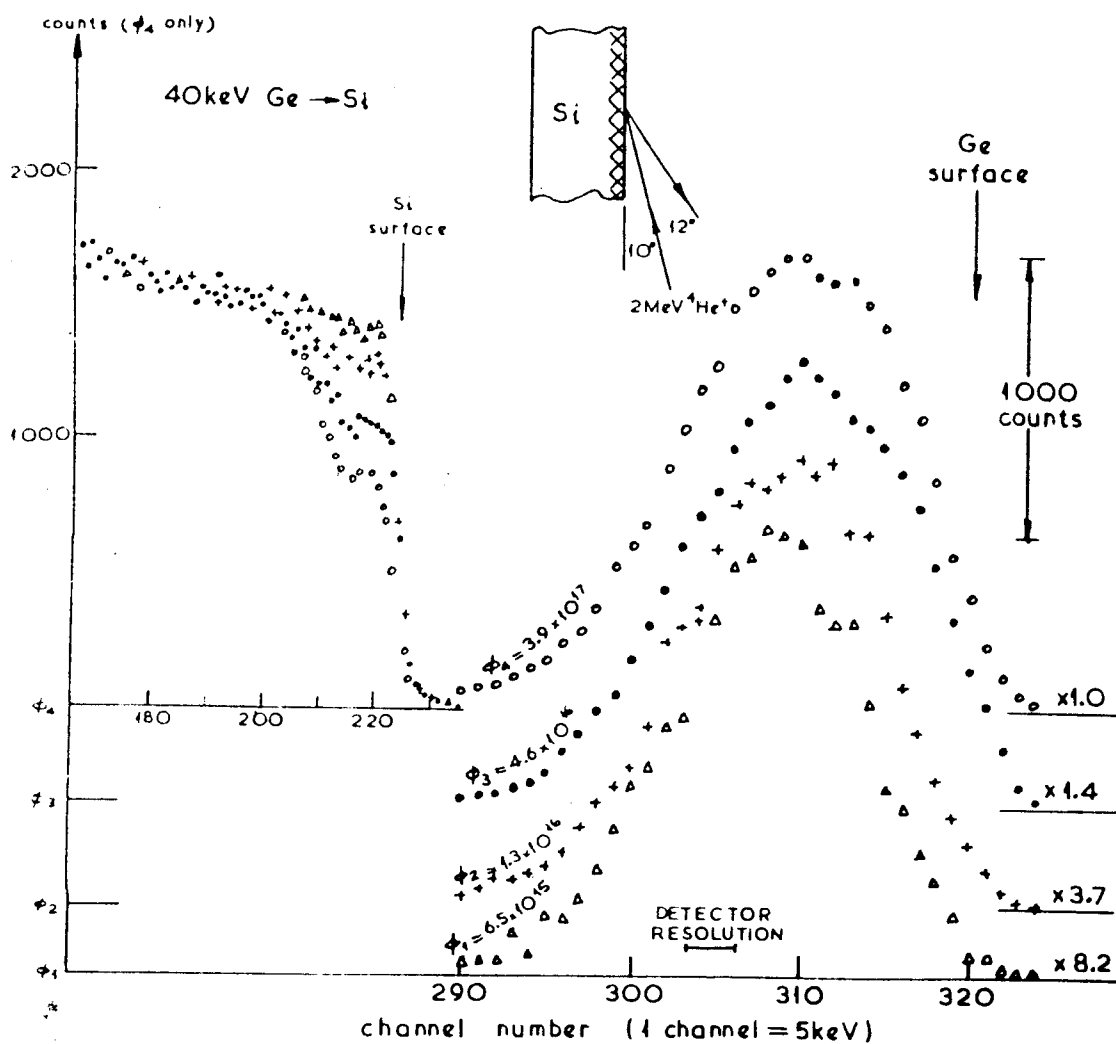


FIGURA 4.13 : Espectros de retrodispersión Rutherford para varias dosis de Ge de 40 keV en Si. Las dos señales del silicio se han empalmado con el nivel para Si puro. Las señales de Ge se han multiplicado por los factores indicados.

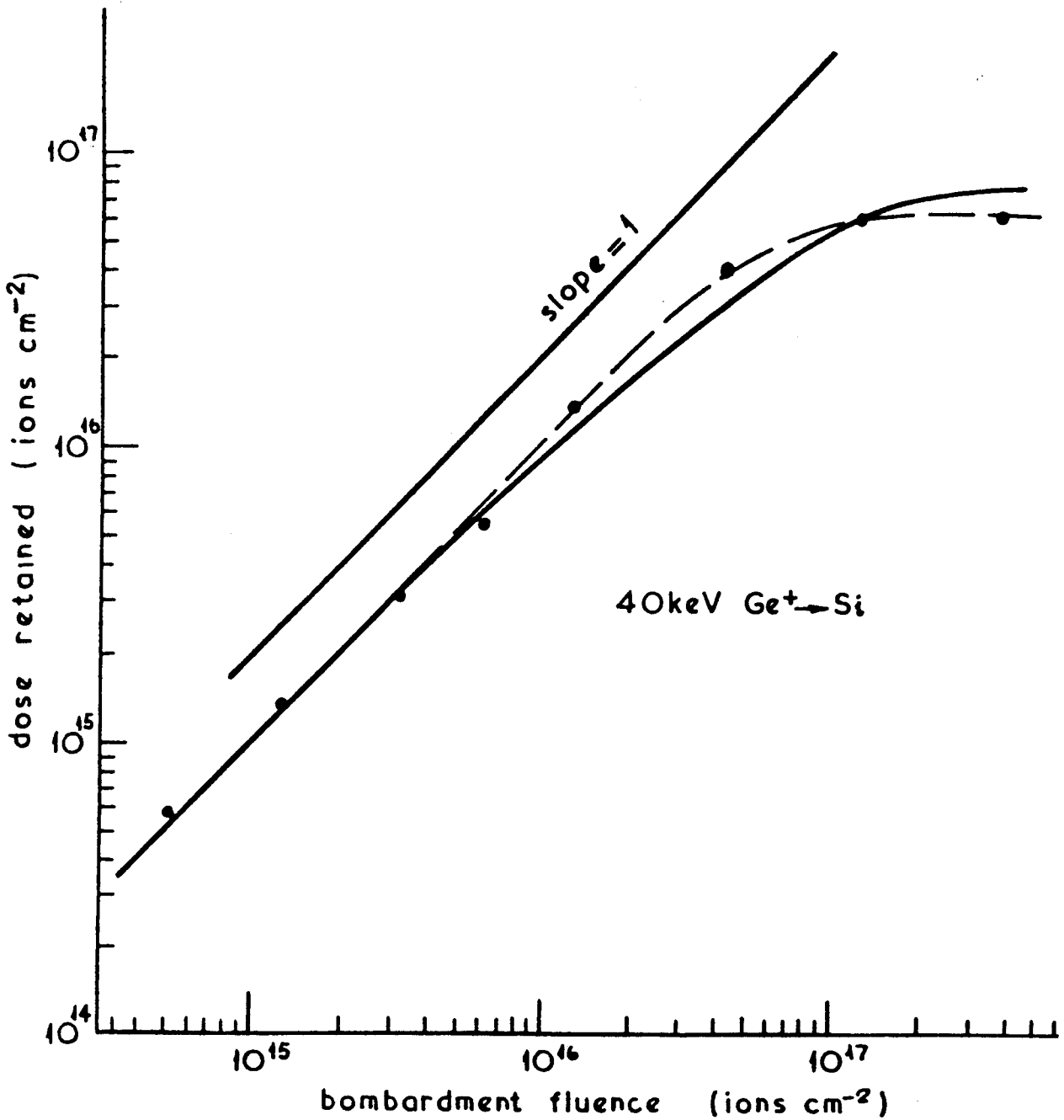


FIGURA 4.14 : Curvas de acumulación de Ge. Predicciones teóricas, incluyendo "mixing" (línea sólida) y sin "mixing" (línea de trazos), y resultados experimentales (●).

gía ($2 \Omega_{s+r}$) calculada con la aproximación de Bohr para la geometría de ángulo rasante empleada. Las correcciones que resultan por dichas contribuciones fueron consideradas despreciables para ser incluídas en el cálculo de los perfiles. Los valores de $C(x, \phi)$ para $x < 80 \text{ \AA}$ fueron omitidos debido a las incertezas que existen en la función de deconvolución en la superficie, y en la especificación de la posición de la superficie (± 1 canal).

Finalmente, para estimar el rendimiento total de pulverización del *Si* implantado, se midieron los escalones producidos al enmascarar parcialmente las superficies erosionadas para el régimen de dosis altas ($> 1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$). Se empleó un monitor de rugosidad superficial o rugosímetro Talystep (sensibilidad = 40 \AA). El rendimiento Y de pulverización fue entonces deducido de la relación

$$Y = 1 + N h \phi^{-1} \quad 4.9$$

donde h es la altura del escalón y N la densidad atómica del complejo *Ge-Si*. Esta ecuación reconoce la incorporación simultánea de *Ge* durante el "sputtering" y supone que el sólido se expande en la dirección del haz para mantener una densidad atómica constante y supuesta del *Si* ($\sim 5 \times 10^{22} \text{ átomos cm}^{-3}$). El valor así obtenido es de $Y = 2.6 \pm 8 \%$, consistente con valores de la literatura para especies simi-

lares al C_e . La modificación de Y por un 20 % en los cálculos teóricos, solo modifica marginalmente los resultados.

4.4.3. Discusión

La Figura 4.14 presenta una comparación entre las curvas de acumulación (i.e. $N_e = \int_0^{\infty} dx C(x, \phi)$ en función de ϕ) medida y calculadas con y sin "mixing", mientras que la Figura 4.15 compara los perfiles $C(x, \phi)$ experimentales y teóricos para una serie de dosis. Para dosis intermedias los perfiles experimentales son más anchos que los calculados y, en regiones de la superficie, $C(\text{exp})$ yace entre las curvas $C(\text{teor})$ para los casos de con y sin "mixing" (este último conjunto de curvas se muestra en la Figura 4.12). Cerca de la saturación, los perfiles experimentales se asemejan más a las predicciones teóricas con "mixing". Se ve que el buen acuerdo a altas dosis en la curva de acumulación de la Figura 4.14, se origina entonces de la compensación de una menor concentración superficial (experimental) de Ge , con una mayor concentración en la región profunda de los perfiles, respecto de las curvas teóricas de la Figura 4.15.

No obstante la no existencia de un acuerdo preciso, el nivel de comparación es bueno. Teóricamente, no se tuvo en

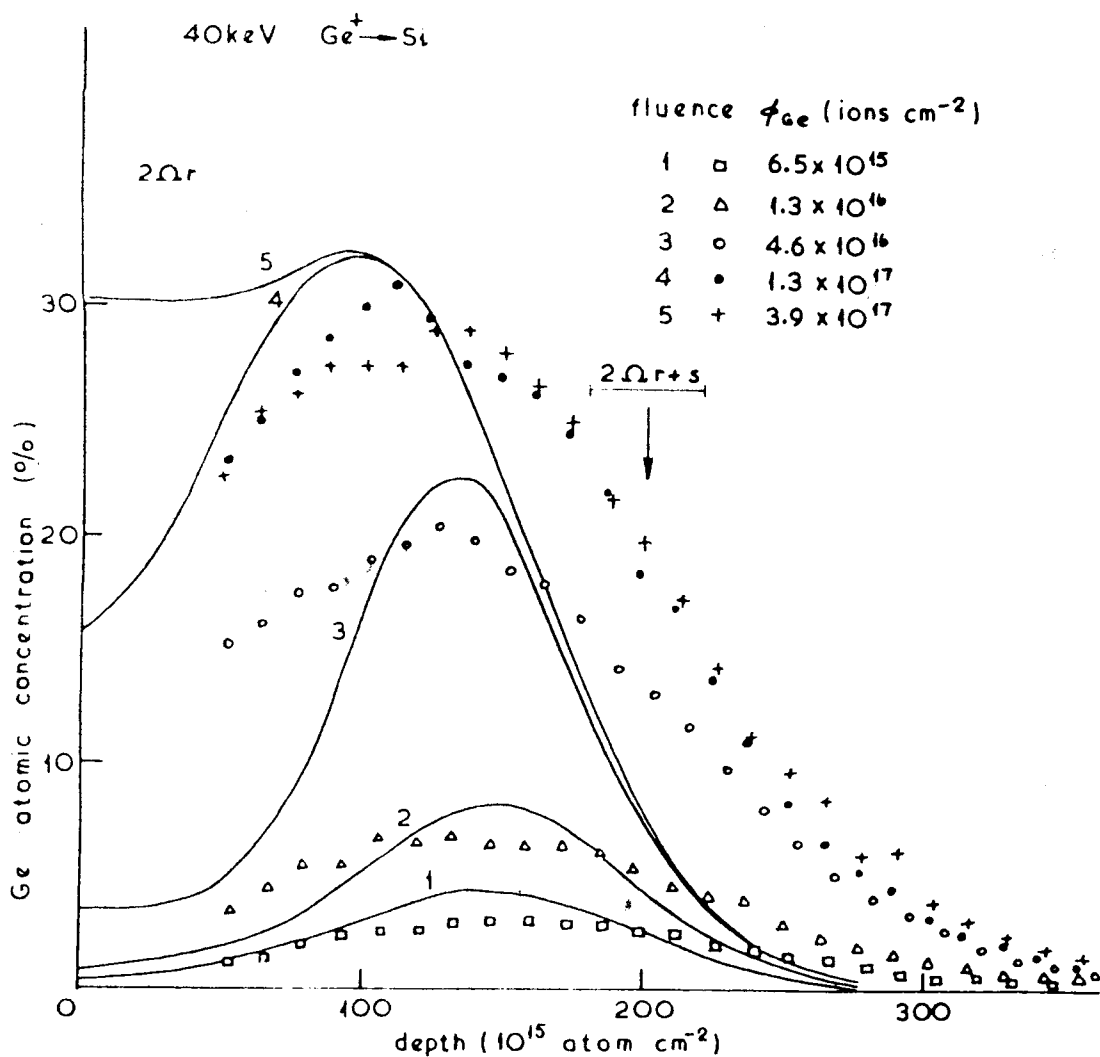


FIGURA 4.15 : Perfiles teóricos incluyendo "mixing" y resultados experimentales. Se indican las contribuciones de la resolución del sistema y del "straggling" de energía estimados a la profundidad marcada.

cuenta la expansión ("swelling") del sólido con la incorporación de Ge, lo que modifica la escala de profundidad en los cálculos. Littmark y Hofer⁷⁰ tuvieron en cuenta este efecto, provocando una relajación del sólido para mantener N constante. El efecto en el caso presente sería el de correr los perfiles teóricos hacia adentro al aumentar ϕ , o sea aproximándolos más a los experimentales. Más aún, se sabe¹⁰ que el uso de sólo dos momentos (a y a^2) para describir la evolución del proceso, produce una compresión en los perfiles teóricos, y que los efectos de "cola" aparecen al incorporar momentos de orden más alto. Por otro lado, en la presente teoría no se consideraron efectos de reubicación de los átomos de la matriz. Claramente, se requieren más trabajos teóricos en este tema.

Finalmente, hacemos notar que las curvas de acumulación (Figura 4.14) no cambian dramáticamente con la forma de "mixing" supuesta, y que por lo tanto, por sí solas, no constituyen una evaluación suficiente para comparar modelos. Mucha más información se extrae de los perfiles de profundidad.

4.5. Ne⁺ → Ge Si. REDISTRIBUCION DE PERFILES DE Ge IMPLANTADOS EN Si.

Se investigó la redistribución atómica de un sistema bien diluido de Ge implantado en Si, al bombardear con iones de Ne⁺.

Las condiciones experimentales iniciales son algo diferentes a las discutidas en los apartados anteriores de este Capítulo y a las de la bibliografía en cuanto a la no existencia de concentraciones elevadas y de variaciones bruscas. El presente sistema se acerca más a las condiciones experimentales ideales de baja concentración ($< 3\%$ at. de *Ge*) y bien diluída en una matriz amorfa (*Si*), y donde dadas las características de total solubilidad de *Ge* y *Si* se espera que el "mixing" esté dominado por procesos de colisión.

Los resultados que se presentan aquí constituyen un estudio preliminar⁵⁴ de un programa más extenso que incluye varias especies iónicas y energías, en este tipo de experimentos de dos etapas de bombardeo iónico.

4.5.1. Resultados

Se implantaron varios sustratos de *Si* (111) con Ge^+ de 40 keV hasta una dosis fija de 5×10^{15} iones cm^{-2} , con el procedimiento descrito en el apartado 4.4. Cada muestra fue luego implantada con dosis crecientes de Ne^+ de 20 keV con los sustratos mantenidos a temperaturas de nitrógeno líquido.

Los análisis de concentración-profundidad se efectuaron con RBS de ángulo rasante.

Para la distribución inicial de Ge^+ de 40 keV en *Si*, se mi-

dieron $\langle x \rangle_R = 310 \pm 30 \text{ \AA}$ y $\langle \Delta x \rangle = 130 \pm 15 \text{ \AA}$, en buen acuerdo con las predicciones teóricas.^{52,53}

Los espectros RBS obtenidos se esquematizan en la Figura 4.16. No se registraron cambios notorios en la señal de Ge para dosis de $Ne < 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, por lo que estos espectros no se incluyen en la Figura. Los aspectos más salientes de la misma son: a) el borde de alta energía de Ge se corre sistemáticamente hacia la energía correspondiente a la posición superficial. Esto se debe primordialmente a la erosión del Si por el bombardeo con Ne (rendimiento estimado de pulverización $Y = 1$). b) El pico de Ge se ensancha y la distribución no se asemeja de ningún modo a una Gaussiana. La concentración de Ge aumenta en las regiones hacia el final de la distribución, aparentemente conformando la zona de mayor deposición de energía del Ne. La distribución de Ge adquiere una forma irregular, con un pico (el original) que se va corriendo hacia la superficie mientras decrece en intensidad, y otro pico que aparece en la región originariamente de la cola del perfil y que representa el Ge neto transportado vía algún mecanismo de "mixing". Los cambios en la cola alcanzan sin embargo una saturación para $\phi_{Ne} > 3 \times 10^{16} \text{ iones cm}^{-2}$. c) El Ne acumulado se evidencia para $\phi_{Ne} > 1 \times 10^{17} \text{ iones cm}^{-2}$, en cuanto a que se detecta un decrecimiento en la señal de Si y un

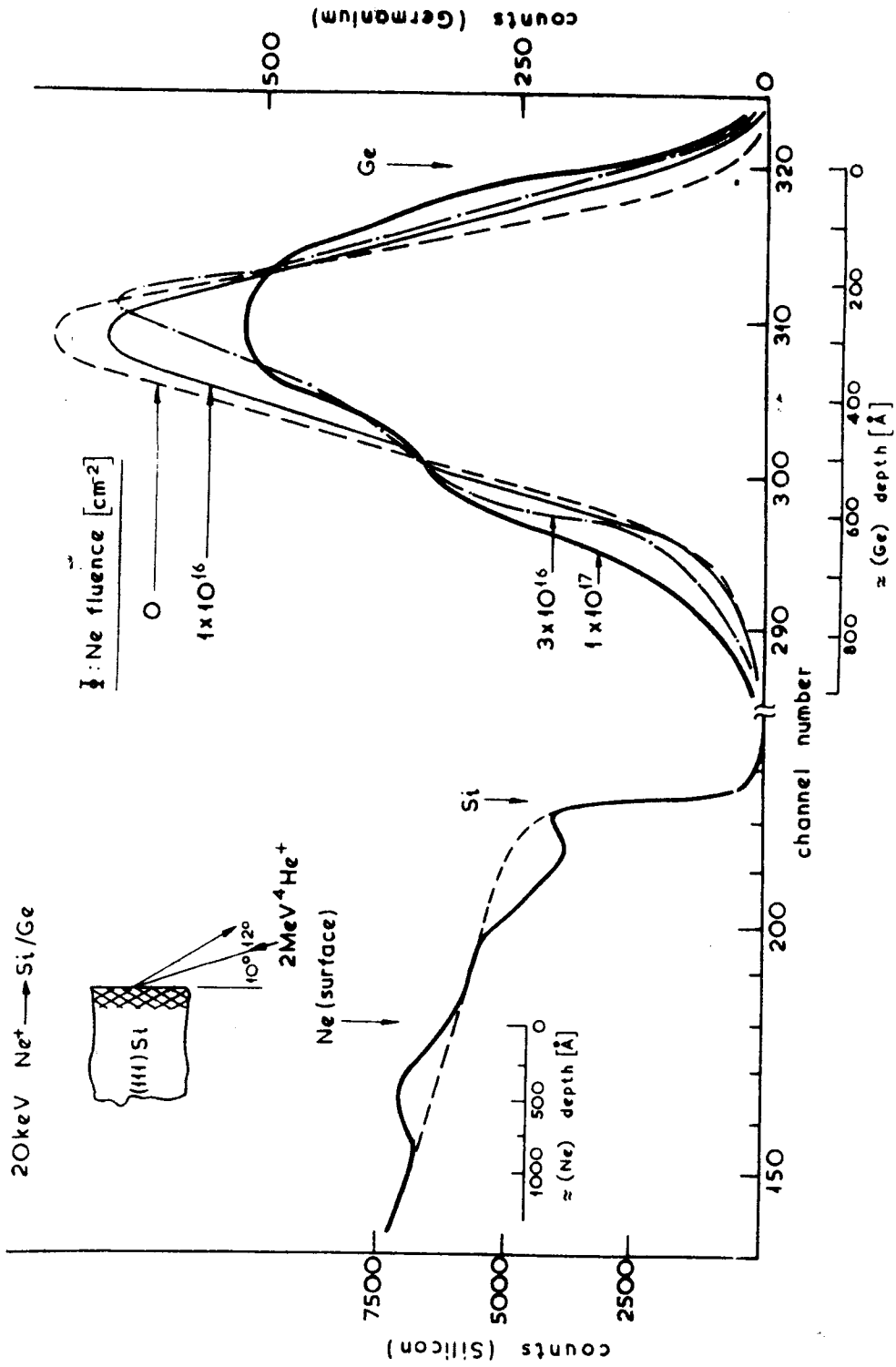


FIGURA 4.16 : Espectros RBS de Ge (40 keV) implantado en Si, para varias dosis de bombardeo con Ne^+ de 20 keV.

aumento de señal en la región de energía correspondiente a la retrodispersión de He en Ne . Estos cambios de señal ocurren en regiones de energía compatibles con la distribución esperable para Ne de 20 keV en Si . Para una dosis de 10^{17} cm^{-2} , los parámetros que se miden para la distribución de Ne , se comparan bien con los predichos⁵⁶ ($\langle x \rangle_R \sim 360 \text{ \AA}$; $\langle \Delta x \rangle_R \sim 170 \text{ \AA}$).

Para dosis $\phi_{Ne} < 3 \times 10^{16} \text{ iones cm}^{-2}$, donde se observan los aspectos discutidos, el Ne no produce distorsiones significantes en la señal de Ge , debido a los cambios en el poder de frenamiento del He .

El perfil de Ge se redistribuye en la región de deposición de energía del Ne . La magnitud de la región de redistribución ($\sim 80 \text{ \AA}$) en la zona profunda del perfil, está en acuerdo razonable con las predicciones teóricas^{10,20} del ensanchamiento de un marcador situado a la profundidad correspondiente.

4.6. CONCLUSION

En general los experimentos de redistribución atómica se pueden describir bien con modelos teóricos tanto fenomenológicos (difusión) como rigurosos (transporte). El estado

actual del desarrollo de los mismos no permite a veces discernir cual es el tratamiento más adecuado, por causa tanto de la cantidad de aproximaciones que hay que realizar para poder resolver casos particulares de aplicación de modelos analíticos enunciados rigurosamente, como de los errores involucrados en los experimentos.

La técnica de análisis por RBS resulta adecuada para estudios de este tipo, principalmente por su ventaja de ser cuantitativa y no perturbar el sistema en estudio, en contraste con otras técnicas. Sin embargo restringe las combinaciones impureza-matriz que se pueden elegir poniendo a veces al investigador en una situación de "Trampa 22".

Finalmente, se sugiere la necesidad de más estudios de este tipo, tanto teóricos como experimentales, que permitan mejorar el panorama actual, por ejemplo, combinando varias técnicas de análisis e introduciendo en los cálculos otros mecanismos inherentes al proceso (como ser difusión aumentada por radiación) y presentes en casos reales.

REFERENCIAS

- 1 - S. M. Myers: Nucl. Instr. and Meth. 168 265 (1980)
- 2 - G. Carter, D. G. Armour, S. W. Donnelly, D. C. Ingram y R. P. Webb: Rad. Effects 53 143 (1980)
- 3 - N. Andersen y P. Sigmund: K. Dan. Vidensk. Selsk. Mat. Fys. Medd., 3 39 (1974)
- 4 - R. Kelly y J. B. Sanders: Surf. Sci. 57 143 (1976)
- 5 - P. Sigmund: J. Appl. Phys. 50 7261 (1979)
- 6 - W. O. Hofer y U. Littmark: Phys. Lett. 71A 457 (1979)
- 7 - U. Littmark y W. O. Hofer: Nucl. Instr. and Meth., 168 329 (1980)
- 8 - U. Littmark y W. O. Hofer: Nucl. Instr. and Meth., 170 177 (1980)
- 9 - P. Sigmund y A. Gras-Marti: Nucl. Instr. and Meth., 168 389 (1980)
- 10 - A. Gras-Marti y P. Sigmund: Proc. Symp. on Sputtering, Viena 1980. (Eds. P. Varga, G. Betz y F. P. Viehbock. Inst. f. Allg. Phys. Tech. Univ. Wien) p. 512; y Nucl. Instrum. and Meth., 180 211 (1981)
- 11 - R. Collins y G. Carter: Rad. Eff., 26 181 (1975)
- 12 - R. P. Webb, G. Carter y R. Collins: Rad. Eff. 39 129 (1978)
- 13 - G. Carter, R. P. Webb, R. Collins y D. A. Thompson: Rad. Eff. 40 119 (1979)
- 14 - R. Collins y G. Carter: Rad. Eff. (a publicarse) (1980)
- 15 - H. W. Pickering: J. Vac. Sci. Technol. 13 611 (1976)
- 16 - P. S. Ho: Surf. Sci. 72 253 (1978)

- 17 - Z. L. Liau, B. Y. Tsaur y J. W. Mayer: J. Vac. Sci. Technol. 16 121 (1979)
- 18 - G. Carter, D. G. Armour, D. C. Ingram, R. Webb y R. Newcombe: Rad. Eff. Lett. 43 233 (1979)
- 19 - P. K. Haff y Z. E. Switkowski: J. Appl. Phys. 48 3383 (1977)
- 20 - H. H. Anderson: Appl. Phys. 18 131 (1979)
- 21 - S. A. Schwarts y C. R. Helms: J. Vac. Sci. Technol. 16 78 (1979)
- 22 - B. Y. Tsaur, S. Matteson, G. Chapman, Z. L. Liau y M-A. Nicolet: Appl. Phys. Lett. 35 825 (1979)
- 23 - B. Y. Tsaur, Z. L. Liau y J. W. Mayer: Appl. Phys. Lett. 34 167 (1979)
- 24 - B. Y. Tsaur, S. S. Lau y J. W. Mayer: Appl. Phys. Lett. 35 225 (1979)
- 25 - B. Y. Tsaur, S. S. Lau, Z. L. Liau y J. W. Mayer: Thin Sol. Films 63 31 (1979)
- 26 - G. Mezey, S. Matteson y M-A. Nicolet: a publicarse
- 27 - S. Matteson, G. Mezey y M-A. Nicolet: a publicarse
- 28 - B. Y. Tsaur, Z. L. Liau y J. W. Mayer: Phys. Lett. A71 270 (1979)
- 29 - S. Matteson, J. Roth y M-A. Nicolet: Rad. Eff. a publicarse
- 30 - K. L. Wang, F. Bacon y R. F. Riehl: J. Vac. Sci. Technol. 16 130 (1979)
- 31 - P. Blank y K. Wittmaack: Rad. Eff. Lett. 43 105 (1979)
- 32 - H. W. Etzkorn y J. Kirschner: Nucl. Instr. and Meth. 168 395 (1980)

- 33 - H. W. Etzkorn, U. Littmark y J. Kirschner: Symp. on Sputtering, Viena (1980) a publicarse
- 34 - O. Almen y G. Bruce: Nucl. Instr. and Meth. 11 257 y 279 (1961)
- 35 - G. Carter, J. S. Colligon y J. H. Leck: Proc. Phys. Soc. 79 299 (1962)
- 36 - A. R. Wolter: Boeing Document N°D2-126169-1 (1969)
- 37 - F. Schulz y K. Wittmaack: Rad. Eff. 29 31 (1976)
- 38 - M. T. Robinson: Appl. Phys. Lett. 1 49 (1962)
- 39 - J. P. Biersack: Rad. Effects, 19 249 (1973)
- 40 - G. Carter y R. Collins: Rad. Effects 28 123 (1976)
- 41 - M. Hautala: Rad. Effects 51 35 (1980)
- 42 - K. B. Winterbon, P. Sigmund y J. E. Sanders: Mat. Fys. Medd. Dan Vid. Selsk. 37 N°14 (1970)
- 43 - P. Sigmund: Phys. Rev. 184 383 (1969)
- 44 - P. Sigmund y A. Gras-Martí: Nucl. Instrum. and Meth. 182/183 25 (1981)
- 45 - A. Gras-Martí, J. J. Jiménez-Rodríguez, J. Peon-Fernández y M. Rodríguez-Vidal: Phil. Mag. (1981) a publicarse.
- 46 - R. Newcombe, C. E. Christodoulides, G. Carter y P. Tognetti: Rad. Eff. Lett. 50 51 (1980)
- 47 - N. P. Tognetti, R. P. Webb, C. E. Christodoulides, D. G. Armour y G. Carter: Nucl. Instr. and Meth. 182/183 107 (1981)
- 48 - J. J. Jiménez, N. P. Tognetti, G. Carter. A ser enviado para su publicación.
- 49 - M. Hansen: "Constitution of binary alloys", McGraw-Hill New York, 1958

- 62 - P. Sigmund: Rev. Roumaine Phys., 17 823, 969 y 1079 (1972)
- 63 - T. E. Mitchell, G. Das y A. E. Kenik: en "Fundamental Aspects of Radiation Damage in Metals". editado por M. T. Robinson y F. W. Young, ERDA-CONF-75 1006 (1975)
- 64 - D. Sigurd: J. Non-Cryst. Sol.,12 135 (1973)
- 65 - H. H. Andersen y H. L. Bay: J. Appl. Phys.,46 1919 (1975)
- 66 - R. Feder y B. S. Berry: J. Appl. Cryst., 3 372 (1970)
- 67 - A. K. Green y E. Bauer: J. Appl. Phys., 47 1284 (1976)
- 68 - F. Salvan, A. Gros y J. Derrien: J. Physique-Lettres, 41 L-337 (1980)
- 69 - L. Braicovich, C. M. Garner, P. R. Skeath, C. Y. Su, P. W. Chye, I. Lindau y W. E. Spicer: Phys. Rev. B., 20 5131 (1979)
- 70 - U. Littmark y W. O. Hofer: Nucl. Instrum. and Meth., 170 177 (1980)
- 71 - W. D. Wilson, L. G. Haggmark y J. P. Biersack: Phys. Rev., B15 2458 (1977)
- 72 - J. Bottiger y K. B. Winterbon: Rad. Effects, 20 65 (1973)

