

DEPARTAMENTO DE ELECTRICIDAD Y ELECTRONICA  
FACULTAD DE CIENCIAS FISICAS  
UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID



# **IMPLANTACIÓN IÓNICA EN InP PARA APLICACIONES EN DISPOSITIVOS**

Memoria que presenta

**D. Jaime Miguel Martín Pacheco**

Para optar al grado de

**DOCTOR EN CIENCIAS FISICAS**

Director: Dr. D. Germán González Díaz

Madrid, Diciembre de 1994.

# INDICE GENERAL

Indice General

i

1. INTRODUCCION A LA IMPLANTACION EN InP	
1.1. LOS SEMICONDUCTORES COMPUESTOS III-V	3
1.2. PROPIEDADES DEL InP	6
1.2.1. Estructura cristalina	7
1.2.2. Estructura de bandas	8
1.2.3. Estructura superficial	10
1.2.4. Propiedades ópticas y estructurales	12
1.2.5. Propiedades térmicas	12
1.2.6. Propiedades eléctricas	12
1.3. PROBLEMAS TECNOLOGICOS DE LA IMPLANTACION EN InP	14
1.3.1. Desequilibrios estequiométricos	14
1.3.2. Conducción de tipo n creada por el dañado	17
1.3.3. Degradación superficial	18
1.3.4. Recocido térmico rápido (RTA)	19
1.4. DOPANTES TIPICOS UTILIZADOS PARA IMPLANTACIONES EN InP	19
1.4.1. Dopantes tipo n	20
1.4.2. Dopantes tipo p	22
1.4.3. Obtención de altas resistividades	23
1.5. DISPOSITIVOS REALIZADOS POR IMPLANTACION EN InP	24
1.6. REFERENCIAS	27
2. EL IMPLANTADOR IONICO	
2.1. INTRODUCCION	35
2.2. ANTECEDENTES Y DESCRIPCIÓN DEL SISTEMA	37
2.3. FUENTE DE IONES Y ZONA DE ALTA TENSION	40
2.3.1. Descripción de la fuente de iones	40
2.3.2. Sistema de transmisión por fibra óptica	44
2.3.3. Circuitos de la fuente de iones	46
2.3.4. Zona de alta tensión	47
2.4. CIRCUITOS DE MEDIDA	49
2.5. PROGRAMA DE CONTROL	52
2.6. MEDIDAS DE SIMS	57
2.7. PROCEDIMIENTOS UTILIZADOS EN LAS IMPLANTACIONES	60
2.8. REFERENCIAS	64

3. SISTEMAS EXPERIMENTALES Y DE CARACTERIZACION	
3.1. INTRODUCCION	67
3.2. RECOCIDO TERMICO RAPIDO (RTA)	68
3.2.1. Descripción de la técnica	68
3.2.2. Sistema y métodos utilizados	70
3.3. CONTACTOS OHMICOS	75
3.3.1. Materiales	75
3.3.2. Sistema utilizado	75
3.4. TECNICAS DE CARACTERIZACION ELECTRICA	77
3.4.1. Método de van der Pauw	77
3.4.2. Sistema automático de medidas desarrollado	80
3.4.3. Medidas de efecto Hall diferencial	85
3.5. TECNICAS DE CARACTERIZACION OPTICA	88
3.5.1. Fotoluminiscencia	88
3.5.2. Sistema de fotoluminiscencia empleado	91
3.5.3. Espectroscopía Raman	92
3.6. CARACTERIZACION DE UNIONES: MEDIDAS I-V Y CAPACITIVAS	94
3.6.1. Características I-V	94
3.6.2. Sistema de caracterización I-V desarrollado	99
3.6.3. Características C-V	101
3.6.4. Características C-f, espectroscopía de admitancias	103
3.6.5. Sistema de caracterización C-V y C-f	106
3.6.6. DLTS	108
3.7. REFERENCIAS	112
4. OBTENCION DE CAPAS TIPO n	
4.1. INTRODUCCION	119
4.2. MEDIDAS DE RESISTIVIDAD Y EFECTO HALL	123
4.3. PERFILES DE DOPADO	130
4.4. CARACTERIZACION OPTICA	132
4.4.1. Medidas de Fotoluminiscencia	132
4.4.2. Medidas de Raman	144
4.5. IMPLANTACION EN InP CON ORIENTACIONES DIFERENTES DE LA (100)	148
4.6. REFERENCIAS	149
5. OBTENCION DE CAPAS TIPO p	
5.1. INTRODUCCION	155
5.2. MEDIDAS DE RESISTIVIDAD Y EFECTO HALL	157
5.3. PERFILES DE DOPADO	161
5.4. EFECTO DE CO-IMPLANTACIONES	166
5.5. CARACTERIZACION OPTICA	169
5.5.1. Medidas de Fotoluminiscencia	169
5.5.2. Medidas de Raman	179
5.6. REFERENCIAS	180

6. OBTENCION DE CAPAS DE ALTA RESISTIVIDAD	
6.1. INTRODUCCION	185
6.2. IMPLANTACION DE Ti	188
6.3. IMPLANTACION DE He	196
6.4. REFERENCIAS	200
7. UNIONES p-n	
7.1. INTRODUCCION	205
7.2. TECNOLOGIAS DE FABRICACION DE LOS DISPOSITIVOS	206
7.3. UNIONES SCHOTTKY	209
7.4. UNIONES n+-p	214
7.5. UNIONES p+-n EN MATERIAL SEMI-AISLANTE	215
7.6. UNIONES p+-n EN MATERIAL NO DOPADO	225
7.6.1. Medidas en continua	226
7.6.2. Espectroscopía de admitancias	233
7.6.3. DLTS	239
7.7. REFERENCIAS	243
8. CONCLUSIONES Y FUTUROS TRABAJOS	245
APENDICE A: ASPECTOS TEORICOS DE LA IMPLANTACION IONICA	
A.1. INTRODUCCION	255
A.2. OBTENCION DE LA DISTRIBUCION DE IONES EN PROFUNDIDAD	255
A.3. DISTRIBUCIONES DE PEARSON IV	261
APENDICE B: TABLAS DE $R_p$ Y $\Delta R_p$ PARA IMPLANTACIONES EN InP	263



## **CAPÍTULO 1**

# ***INTRODUCCIÓN A LA IMPLANTACIÓN EN InP***



### 1.1. LOS SEMICONDUCTORES COMPUESTOS III-V

De entre las diferentes familias de materiales semiconductores (elementos de la columna IV, semiconductores II-VI), los semiconductores compuestos por elementos de las columnas III y V de la tabla periódica (Figura 1.1), habitualmente denominados compuestos III-V, son los que han suscitado mayor interés en investigación durante los últimos años. De entre los compuestos que se pueden formar con los elementos de estas columnas, los que se consideran básicamente como compuestos III-V son los de Al, Ga, In, N, P, As y Sb, como por ejemplo GaAs, InP, GaP, InSb y GaN (que en la actualidad está empezando a cobrar gran importancia), así como sus diferentes ternarios como InGaAs, AlGaAs, InGaP, etc. y cuaternarios, como principalmente los InGaAsP.

La razón del extraordinario desarrollo que han experimentado estos materiales se debe a múltiples factores, muy relacionados entre sí: sus elevadas movilidades electrónicas, sus favorables propiedades para aplicaciones electroópticas y el desarrollo que han experimentado las tecnologías de crecimiento epitaxial, que han dado lugar a una verdadera "ingeniería de materiales" y a la aparición de múltiples nuevos dispositivos. En la Tabla 1.1 se recogen las principales características de algunos de estos materiales, incluido uno de los ternarios con aplicaciones más amplias, el InGaAs, junto con las del Si.

Las propiedades más importantes de estos materiales se pueden englobar en dos grandes grupos, según sus aplicaciones:

- Propiedades para aplicaciones electrónicas: la Figura 1.2<sup>1</sup> muestra la velocidad de los electrones en función del campo eléctrico aplicado para el Si y varios de estos compuestos, donde se puede apreciar la superioridad de éstos, principalmente del InP y del ternario  $In_xGa_{1-x}As$  con  $x=0.53$ . Estas superiores movilidades electrónicas han hecho que una de las aplicaciones fundamentales de estos semiconductores sea la fabricación de

I		II												III	IV	V	VI	VII
H																		He
Li	Be											B	C	N	O	F		Ne
Na	Mg											Al	Si	P	S	Cl		Ar
K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br		Kr
Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I		Xe
Cs	Ba	La	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At		Rn
Fr	Ra	Ac																

Figura 1.1: Elementos que componen los semiconductores III-V

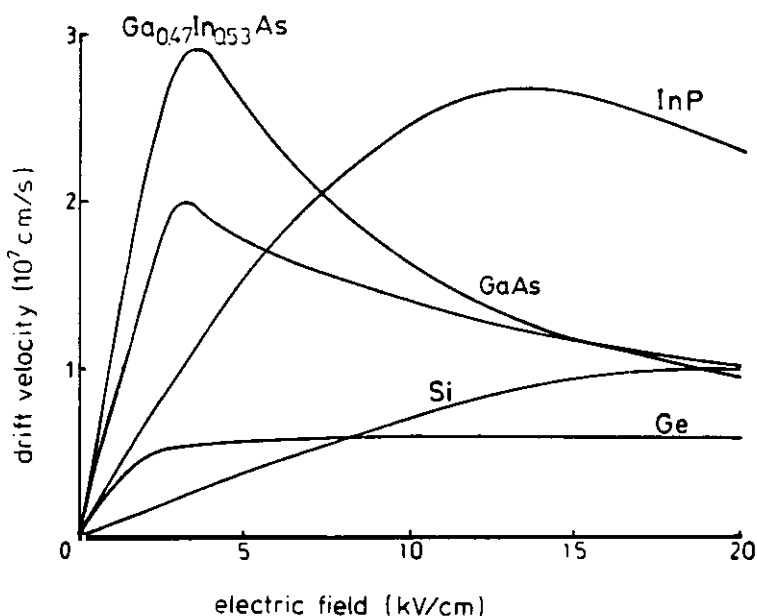
	InP	InAs	GaAs	GaP	GaSb	In <sub>0.53</sub> Ga <sub>0.47</sub> As	Si
Constante de red (Å)	5.8687	6.0583	5.6532	5.4512	6.0959	5.8688	5.4309
Densidad (g/cm <sup>3</sup> )	4.79	5.66	5.316	4.138	5.613	5.50	2.328
Gap (eV)	1.34	0.356	1.42	2.78	0.70	0.717	1.12
Masa electrónica (x m <sub>e</sub> )	0.075	0.024	0.067	1.86	0.044	0.041	0.32
Masa de huecos ligeros	0.12	0.025	0.08	0.16	0.044	0.044	0.16
pesados	0.56	0.37	0.56	0.54	0.34	0.45	0.49
Constante dieléctrica (x ε <sub>0</sub> )	12.61	15.15	12.91	11.1	15.69	13.77	11.9
Conductividad térmica (W/Kcm)	0.68	0.273	0.46	0.77	0.39	0.048	1.5

**Tabla 1.I:** Propiedades más importantes de algunos de los semiconductores III-V, junto a las correspondientes del Si.

dispositivos operativos a frecuencias del orden de GHz, con el objetivo de conseguir circuitos integrados monolíticos de microondas (MMICs, de Monolithic Microwave Integrated Circuits).

Una de las propiedades más importantes del Si para aplicaciones electrónicas es la calidad de su óxido térmico, que ha dado lugar a las tecnologías de fabricación de transistores basadas en estructuras MOS (Metal-Oxido-Semiconductor). En los compuestos III-V, sin embargo, los óxidos nativos no tienen una calidad comparable a la del SiO<sub>2</sub>,<sup>2</sup> aunque en el caso del InP se han obtenido resultados prometedores para estos objetivos depositando materiales aislantes.<sup>3,4</sup> En cuanto al GaAs, las uniones Schottky tienen buena calidad, y permiten la construcción de dispositivos de tipo MESFET.

- Propiedades para aplicaciones optoelectrónicas: mientras que el Si posee gap indirecto, lo que le hace poco adecuado para muchas aplicaciones optoelectrónicas, muchos de estos materiales presentan gap directo, como el InP, GaAs e InGaAs. La Figura 1.3 muestra el coeficiente de absorción de una fibra óptica típica en función de la longitud de onda de la señal que se propaga.<sup>1</sup> Como se puede ver, existen mínimos de absorción para longitudes de onda de 1.3 y 1.55 μm (de energías correspondientes 0.95 y 0.8 eV, respectivamente), las llamadas "ventanas" de transmisión. La obtención de emisores y



**Figura 1.2:** Velocidad electrónica en función del campo eléctrico aplicado en distintos materiales.

detectores capaces de trabajar a esas longitudes de onda se convierte así en una prioridad para la transmisión de datos por fibra óptica. Como se puede comprobar en la Tabla 1.1, el GaSb y el ternario  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  son materiales especialmente adecuados para estas aplicaciones, junto con ternarios de AlGaAs, por sus valores del gap (ceranos a 0.7 eV a temperatura ambiente). La integración de estos emisores y detectores con los correspondientes dispositivos electrónicos para modular y manejar esas señales en el mismo material (o, más exactamente, en el mismo sustrato) es la llamada tecnología de circuitos integrados opto-electrónicos (OEICs, Opto-Electronic Integrated Circuits), y constituye otra las aplicaciones fundamentales de estos semiconductores. En cuanto a GaAs e InP, han sido muy investigados (principalmente el primero) para la construcción de células solares de alta eficiencia.<sup>5,6</sup>

Aparte de sus características físicas, otro factor que ha resultado decisivo para la importancia actual de estos materiales es el gran desarrollo de las tecnologías de crecimiento epitaxial como MOCVD (Metal Organic Chemical Vapor Deposition) ó MBE (Molecular Beam Epitaxy). Estas tecnologías permiten el crecimiento de capas de alta calidad cristalina de diferentes materiales con una resolución en espesores prácticamente de monocapas atómicas (en especial el MBE), lo que permite cambios de material y dopado con esa resolución. Su aplicación al crecimiento de semiconductores III-V ha dado lugar a una verdadera revolución en el campo de los dispositivos, creándose nuevas estructuras para mejorar las características de dispositivos ya conocidos, así como dispositivos completamente originales, como los basados en pozos cuánticos y superredes.

El crecimiento de capas con buenas características estructurales e interfaciales con estas tecnologías exige la utilización de sustratos de elevada calidad cristalina y una extremada limpieza superficial, así como la igualdad de los parámetros de red entre el compuesto crecido y el sustrato. La Figura 1.4 muestra los valores del gap frente al parámetro de red a temperatura ambiente para los diferentes compuestos III-V.<sup>7</sup> Como se vé, se podrán crecer epitaxialmente con buena calidad interfacial materiales sobre otros que se encuentren en la misma ordenada, que representa la misma constante de red.

InP, GaAs y GaP, y principalmente los dos primeros, han sido los más estudiados, ya que tienen energías de gap superiores a 1.3 eV, lo que los hace indicados para aplicaciones electrónicas por su baja concentración intrínseca de portadores. Además, se pueden encontrar comercialmente en la actualidad obleas de GaAs e InP con una excelente calidad cristalina. El GaAs fué el más investigado inicialmente (desde principios de los 70), pues se dispuso de obleas de alta resistividad con buena calidad de este material mucho antes que de InP, que resulta más complicado de crecer por la gran presión de vapor entre del P. Sin embargo, en la actualidad es el InP el que está acaparando una mayor atención debido a que su parámetro de red coincide con el del material con aplicaciones más amplias, el ternario  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  (ver Figura 1.4), lo que permite su crecimiento con buena calidad sobre sustratos de InP.

## 1.2. PROPIEDADES DEL InP

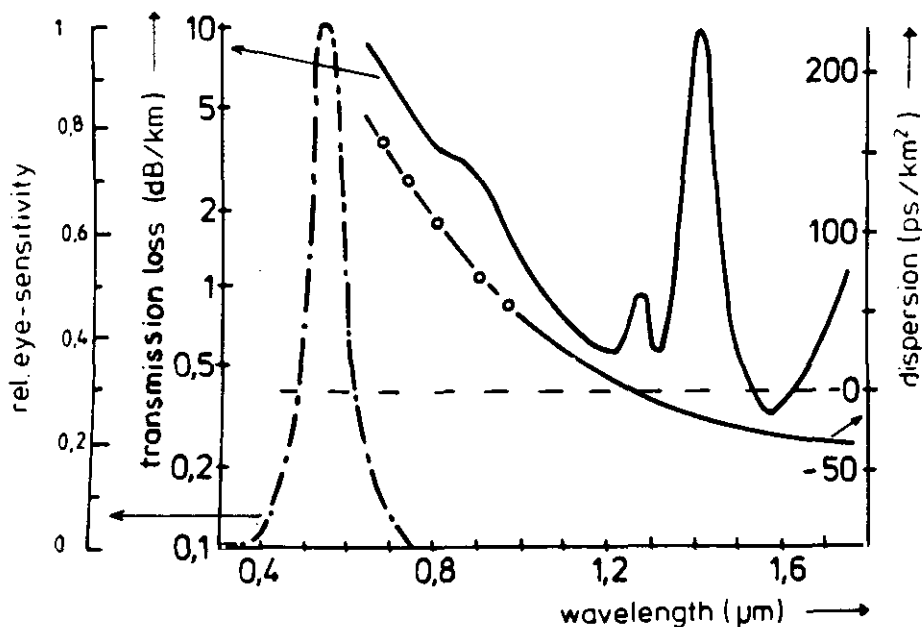


Figura 1.3: Pérdidas y dispersión de una fibra óptica en función de la frecuencia.

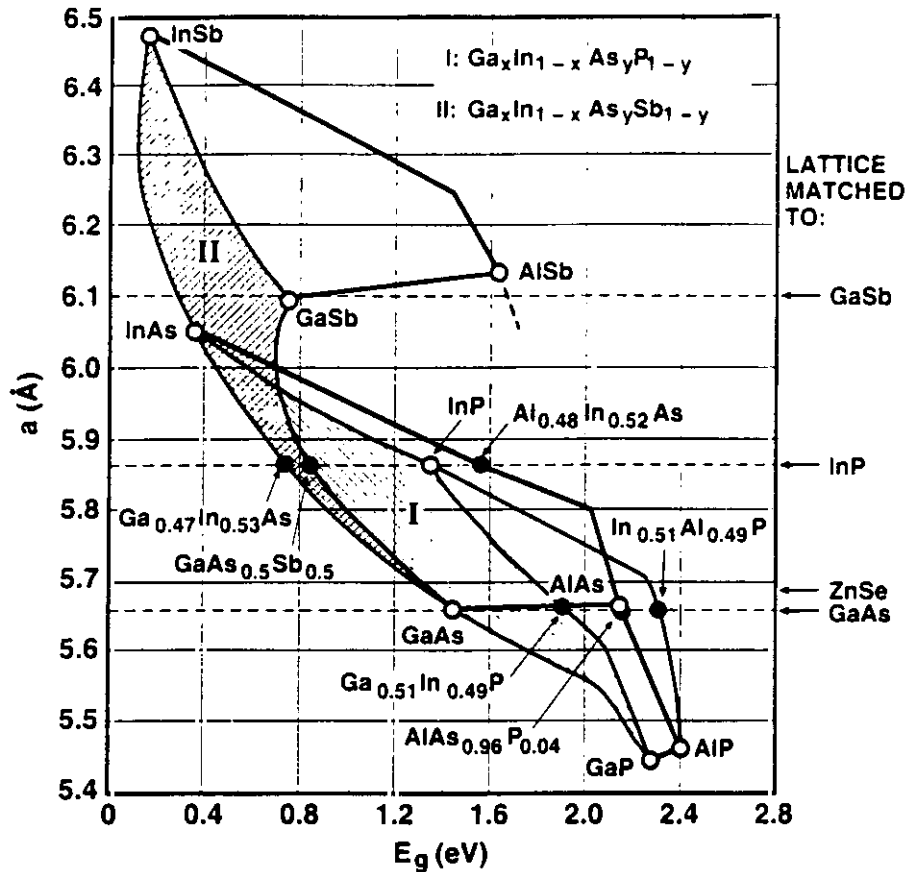


Figura 1.4: Parámetro de red frente a gap a temperatura ambiente para diferentes compuestos III-V.

Se discuten brevemente a continuación las propiedades más importantes del InP: estructura cristalina, estructura de bandas, estructura superficial y propiedades ópticas, estructurales, térmicas y eléctricas. La Tabla 1.II recoge los valores más actualizados para las propiedades del InP que se citan.

### 1.2.1. Estructura Cristalina

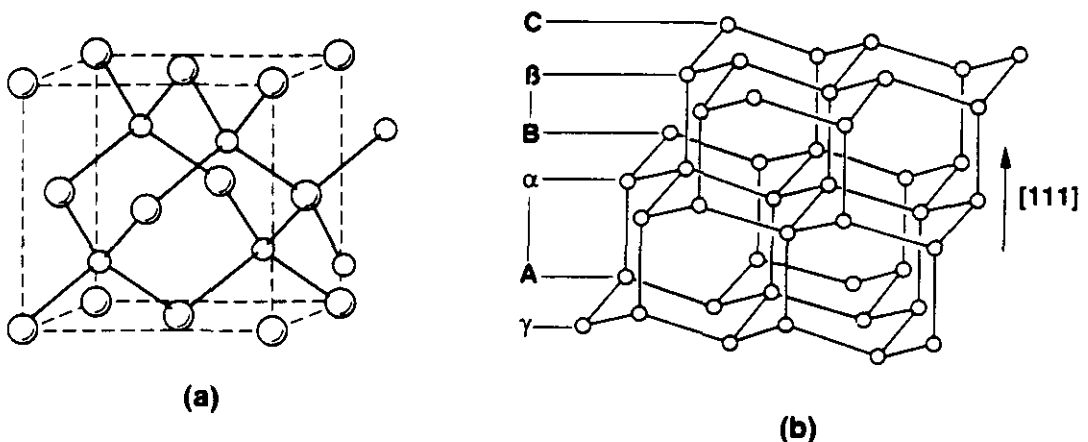
El InP cristaliza con la estructura Zinblenda (esfalerita), mostrada en la Figura 1.5.<sup>8</sup> Consiste en dos estructuras cúbicas centradas en las caras (FCC) interpenetradas, desplazadas  $a_0/4$  en dirección  $\langle 111 \rangle$  entre sí, donde  $a_0$  es la constante de red del InP (la longitud de la arista del cubo). Cada In (o cada P) tiene 4 átomos de P (In) vecinos, a una distancia de  $\sqrt{3} a_0/4$ , 2.54 Å, mientras que la distancia In-In (ó P-P) resulta  $a_0/\sqrt{2}$ , es decir, 4.15 Å. Esta estructura resulta de la hibridación de los orbitales s y p, dando la geometría tetraédrica típica de los orbitales  $sp^3$ . Sin embargo, la diferencia de electronegatividades entre ambos elementos (1.7 de In frente a 2.1 de P) hace que los enlaces correspondientes no sean covalentes, como en el caso del Si, sino que posean un importante porcentaje de carácter iónico (42 %), que se manifiesta muy claramente en algunas propiedades

Magnitud fisica	Valor	Unidades	Referencia
Parámetro de red	5.8682	Å	[9]
Densidad	4.790	gcm <sup>-3</sup>	[10]
Gap (0 K)	1.432	eV	
Gap (300 K)	1.34	eV	[11]
Masa efectiva de electrones	0.075	(x m <sub>e</sub> )	[12]
Masa efectiva de huecos ligeros	0.12	(x m <sub>e</sub> )	
pesados	0.56	(x m <sub>e</sub> )	[13]
Concentración intrínseca de portadores	6.5x10 <sup>6</sup>	cm <sup>-3</sup>	
Frecuencia del fonón LO	344.6	cm <sup>-1</sup>	
Frecuencia del fonón TO	306.9	cm <sup>-1</sup>	[14]
Constante dieléctrica estática	12.61	(x ε <sub>0</sub> )	
Constante dieléctrica óptica	9.61	(x ε <sub>0</sub> )	[15]
Conductividad térmica	0.68	Wcm <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup>	[16]
Coefficiente de expansión térmico (300 K)	4.56x10 <sup>-6</sup>	K <sup>-1</sup>	[17]
Campo eléctrico de ruptura (300 K)	≈5x10 <sup>5</sup>	Vcm <sup>-1</sup>	[18]

**Tabla 1.II:** Propiedades del InP

macroscópicas del material, esencialmente en su fragilidad y facilidad para el cortado.

### 1.2.2. Estructura de bandas



**Figura 1.5:** a) La estructura esfalerita. b) Planos (111) de la estructura esfalerita.



La estructura de bandas de energía calculada para el InP se muestra en la Figura 1.6.<sup>19</sup> La concurrencia del máximo de la banda de valencia y el mínimo de la banda de conducción en  $k = 0$  (punto  $\Gamma$ ) indica que el InP es un semiconductor de gap directo, y como tal muy adecuado para aplicaciones optoelectrónicas y (por el valor de su gap) fotovoltaicas. El mínimo de la banda de conducción en  $\Gamma$  es simétrico, y resulta en una masa efectiva electrónica escalar de 0.077  $m_e$  a temperatura ambiente. Los mínimos de la banda de conducción en los puntos X y L (direcciones  $\langle 100 \rangle$  y  $\langle 111 \rangle$ ) se encuentran a 0.40 y 0.70 eV del mínimo absoluto en  $\Gamma$ . En cuanto a la banda de valencia, teniendo en cuenta la interacción spin-órbita, el máximo es degenerado, dando lugar a la aparición de huecos ligeros y pesados (además anisótropos debido a la asimetría del máximo) con masas efectivas tensoriales cuyos promedios son 0.12 y 0.56  $m_e$ , respectivamente, así como una nueva banda de huecos con el máximo a 0.14 eV de la anterior y masa efectiva 0.12  $m_e$ .

El valor del gap en función de la temperatura se ajusta a la expresión empírica de Varshni:<sup>20</sup>

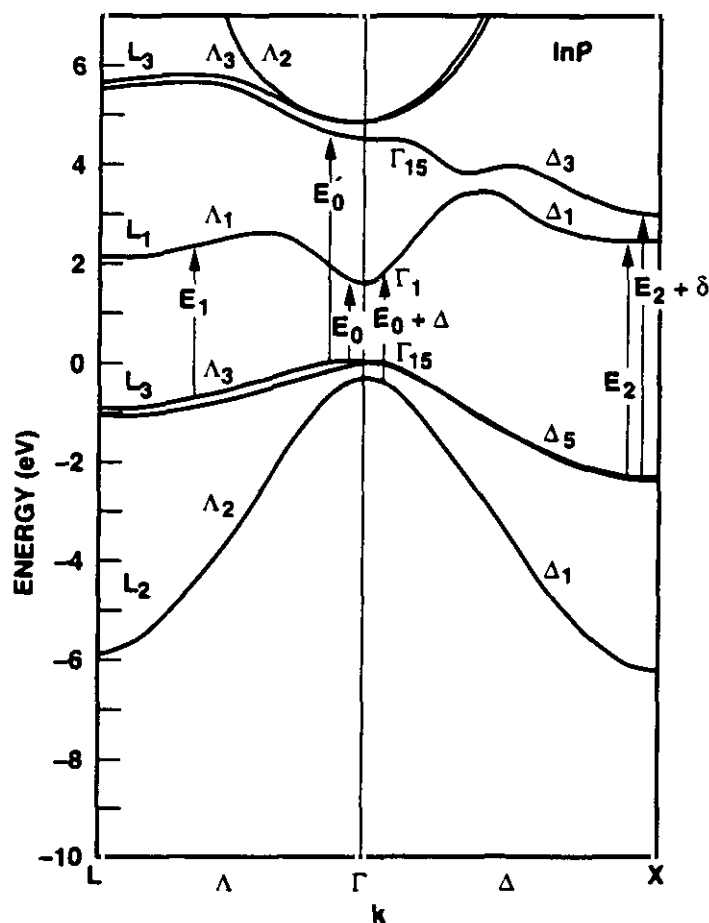


Figura 1.6: Estructura de bandas calculada para el InP en dos direcciones principales de la zona de Brillouin.

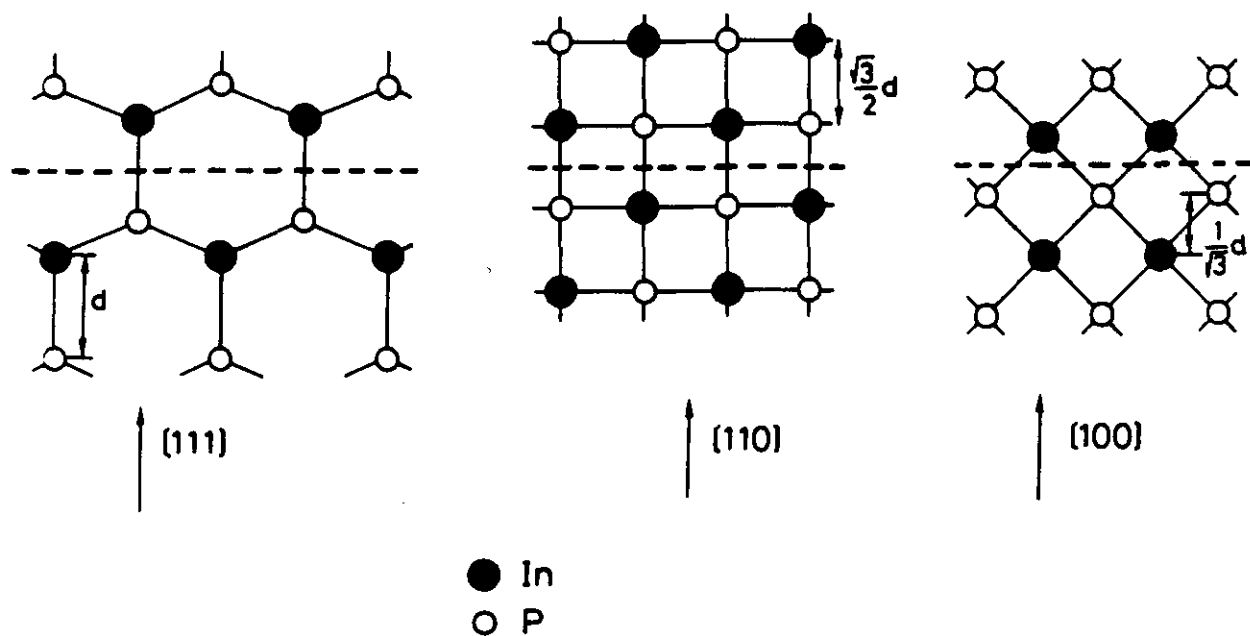
$$E(T) = E_0 - \frac{aT^2}{T+b} \quad [1.1]$$

con  $E_0 = 1.432$  eV,  $a = 4.1 \times 10^{-4}$  eV/K y  $b = 136$  K,<sup>11</sup> con lo que su valor a 300 K es de 1.34 eV.

### 1.2.3. Estructura superficial

El corte superficial que se obtiene para las direcciones cristalinas más habituales se esquematiza en la Figura 1.7 (en la parte (a), el cuarto enlace de cada átomo estaría saliendo en vertical del papel).<sup>8</sup> Los cortes más estables son los que se producen según los planos (110) y (111), ya que tan sólo perturban un enlace por átomo. Mientras el plano (110) presenta el mismo número de átomos de In y P, los planos (100) y (111) pueden presentar caras con átomos de una u otra especie. De entre ellos, el corte por el plano (111) siempre se hace por los mismos enlaces, por lo que se obtienen dos tipos de superficies, (111)A (que presenta In) y (111)B (presenta P).

En la Figura 1.8 se pueden ver las presiones de vapor en función de la temperatura para los diferentes elementos que componen estos materiales.<sup>21</sup> La elevada diferencia entre las presiones de vapor de In y P hace que la superficie del InP sea térmicamente inestable a temperaturas del orden de 350 °C, degradándose por la pérdida de P y dando lugar a la



**Figura 1.7:** Vistas esquemáticas de las posiciones atómicas en las direcciones de los planos (111), (110) y (100) del InP.

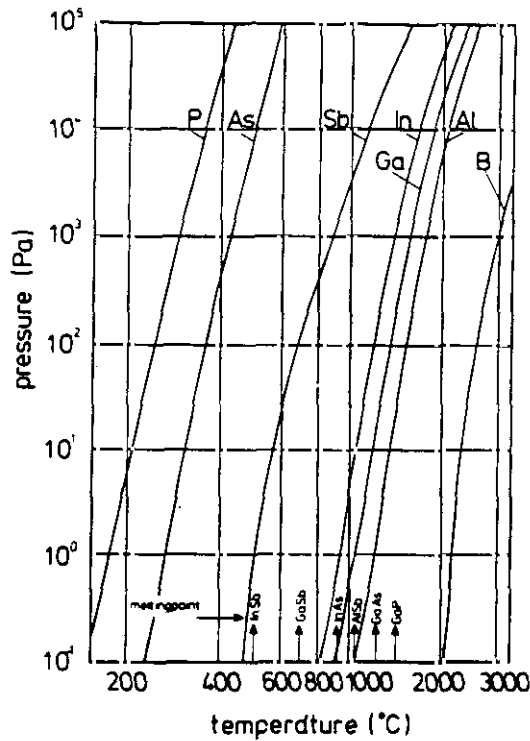


Figura 1.8: Presiones de vapor en función de la temperatura de los elementos de compuestos III-V

aparición de zonas ricas en In. Este hecho tendrá una importancia esencial cuando sea necesario realizar algún tipo de tratamiento térmico a temperaturas de ese orden o superiores, lo que ocurre en el caso de la activación de dopantes introducidos por implantación, para lo que se utilizan temperaturas de entre 750 y 900  $^{\circ}\text{C}$ .

Por otra parte, la configuración de enlaces no saturados de la superficie hace que el nivel de Fermi en superficie del InP se sitúe siempre en torno a 0.8 - 1 eV de la banda de valencia, como se muestra en la Figura 1.9,<sup>22</sup> lo que da lugar a un vaciado de portadores en la zona cercana a la superficie que tendrá importancia en algunas medidas eléctricas.<sup>23</sup> Debido a esta propiedad de su superficie, la obtención de uniones Schottky de calidad en

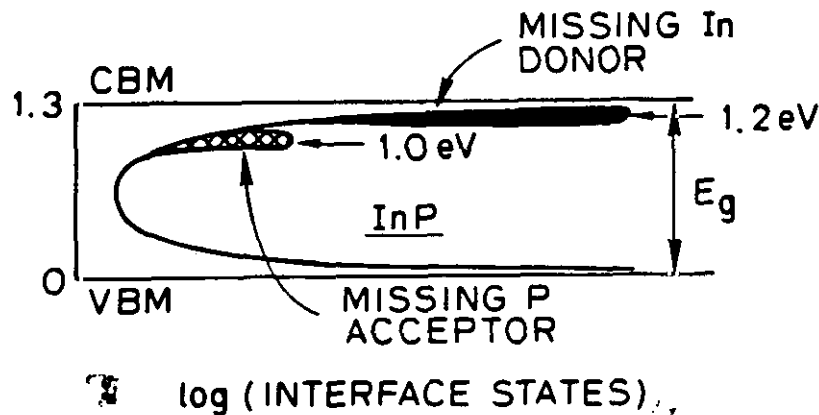


Figura 1.9: Densidad de estados superficiales en el gap del InP en superficie

InP tipo n es difícil, ya que las máximas barreras que se pueden obtener son siempre menores de 0.4 eV y dependen poco del metal depositado.<sup>24,25,26</sup> Esto hace que los dispositivos tipo MESFET, que son los más desarrollados para el GaAs, no se hayan realizado con éxito en InP. Por el contrario, las propiedades superficiales del InP si que permiten (lo que no ocurre para el GaAs) la obtención de capas invertidas en superficie utilizando estructuras metal-aislante-InP (estructuras MIS), y se han obtenido estructuras MIS de excelente calidad por diversos métodos de depósito de aislantes, óxidos nativos, y tratamientos de sulfurización.<sup>4,27</sup>

#### **1.2.4. Propiedades ópticas y estructurales**

Los valores de frecuencia de los fonones ópticos longitudinal (LO) y transversal (TO) del InP, obtenidos en este trabajo por espectroscopía Raman,<sup>14</sup> se presentan en la Tabla 1.II, junto con la constante dieléctrica a alta y baja frecuencia.

#### **1.2.5. Propiedades térmicas**

Los valores del coeficiente de expansión térmica y la conductividad térmica del InP se muestran en la Tabla 1.II. Hay que hacer notar que una de las ventajas del InP respecto al GaAs es su superior conductividad térmica, que para el GaAs es 0.46 W/Kcm. Esto hace que uno de los principales problemas para conseguir elevadas escalas de integración de dispositivos en GaAs sea la disipación de la potencia generada. La superior conductividad térmica del InP frente al GaAs, aunque sigue siendo bastante menor que la del Si (1.5 W/Kcm), hace que las posibilidades de integración de dispositivos en InP sean más elevadas, lo que ha sido otro de los factores que han hecho aumentar el interés en el InP.

#### **1.2.6. Propiedades eléctricas**

Teniendo en cuenta el valor de su gap, la concentración intrínseca de portadores del InP debería ser de  $6.5 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ , con una resistividad en el orden de  $10^9 \Omega\text{cm}$ . Sin embargo, los cristales que se crecen sin dopado intencionado con las técnicas más avanzadas existentes en la actualidad tienen comportamiento tipo n, con concentraciones de electrones en el entorno de  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , movilidades entre 3500 y 5000  $\text{cm}^2/\text{Vs}$  y resistividades entre 0.05 y 1.5  $\Omega\text{cm}$ .<sup>28</sup> Este dopado no intencionado es debido a la incorporación de contaminantes durante el proceso de crecimiento, principalmente Si y S.

La técnica utilizada para el crecimiento de InP es la llamada Czochralski de encapsulado líquido (LEC, liquid encapsulated Czochralski), que es una variante de la tecnología típica empleada para el crecimiento de Si utilizando un encapsulante líquido de óxido de boro ( $B_2O_3$ ) a alta presión.<sup>29</sup>

Los substratos de alta resistividad son muy interesantes para aplicaciones microelectrónicas, ya que dispositivos contiguos quedan aislados eléctricamente entre sí por el propio substrato. Ante la dificultad de reducir (en 6 órdenes de magnitud) la concentración de contaminantes durante el crecimiento, la obtención de substratos de InP con alta resistividad se hace en la actualidad dopando con Fe. El Fe introduce un nivel profundo aceptor cercano al centro del gap, 0.63 eV por debajo la banda de conducción, que actúa como trampa de electrones.<sup>30,31</sup> Introducido en concentraciones superiores a la de portadores presentes en el material (las utilizadas típicamente son de  $10^{16}$  a  $10^{17}$   $cm^{-3}$ ), se consigue prácticamente eliminar los electrones libres, lo que aumenta la resistividad del material. Los substratos denominados comercialmente semi-aislantes utilizan el Fe como dopante, y tienen un comportamiento marginal de tipo n con resistividades superiores a  $10^7 \Omega cm$  y movilidades en el orden de  $2000 cm^2/Vs$ .<sup>28</sup>

El problema de utilizar Fe en estos substratos su baja estabilidad térmica, pues ante tratamientos a altas temperaturas sufre redistribuciones muy importantes. Estas redistribuciones, como se verá en los Capítulos 5 y 6, influyen en los perfiles de los dopantes implantados, y resultan por tanto indeseables. En la Figura 1.10 se puede ver este efecto,

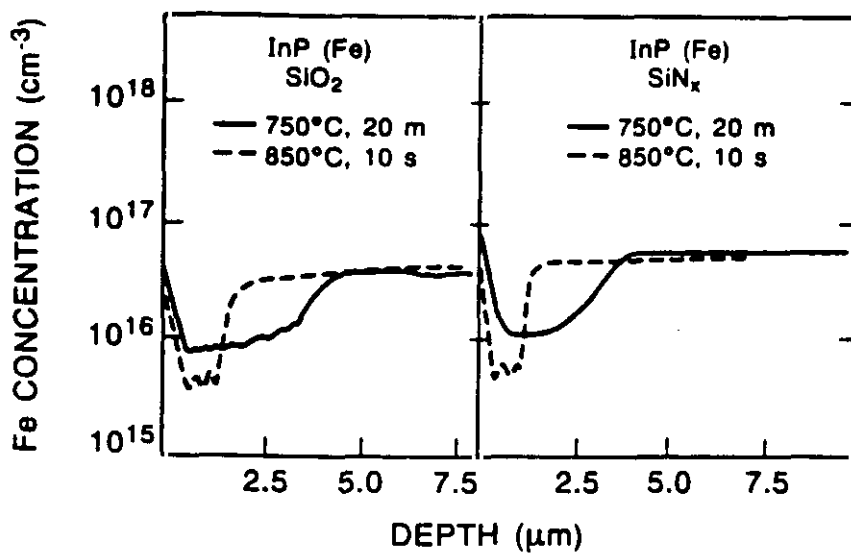


Figura 1.10: Perfil en concentración de Fe tras recocido en horno convencional ó RTA, utilizando encapsulantes de  $SiN_x$  ó  $SiO_x$

tras un recocido (tanto en horno convencional como con RTA) de material sin implantar, donde se observa un claro apilamiento superficial y un vaciamiento hasta una profundidad de 5  $\mu\text{m}$ .<sup>32</sup> Actualmente se está prestando especial atención al dopado con Ti para obtener InP de alta resistividad, ya que el Ti (como se demostrará en el Capítulo 6 de esta tesis) tiene una excelente estabilidad térmica.<sup>33</sup>

Hay que citar también la excelente resistencia a la radiación del InP en comparación con semiconductores como GaAs o Si, lo que lo convierte en ideal para aplicaciones espaciales y de células solares.<sup>34,35,36</sup>

Finalmente, otro parámetro muy importante en el que el InP aventaja tanto a Si como a GaAs es el campo eléctrico de ruptura, que para el InP es del orden de  $5 \times 10^5$  V/cm, mientras que en Si y GaAs es inferior, 3 y  $4 \times 10^5$  V/cm, respectivamente. Esto indica que los dispositivos de InP son capaces de soportar campos eléctricos muy elevados sin producir fenómenos de ruptura o avalancha, lo que amplía su margen de funcionamiento.

### **1.3. PROBLEMAS TECNOLOGICOS DE LA IMPLANTACION EN InP**

El carácter compuesto de los semiconductores III-V hace que la aplicación de la tecnología de implantación iónica a estos materiales presente nuevos problemas que no existen en el caso de la implantación en Si. Dentro de los compuestos III-V, el que presenta las mayores dificultades es precisamente el InP. Además de la diferencia extrema de presiones de vapor entre In y P, que como se citó antes es responsable de la degradación de su superficie a temperaturas de 350 °C,<sup>37</sup> la gran diferencia de masas entre In y P, 115 frente a 31, respectivamente (relación de 3.7) origina problemas de estequiometría muy importantes en el caso de implantaciones con dosis elevadas. Por otra parte, el daño generado en InP por la implantación tiene carácter eléctrico de tipo n, lo que va a ser un impedimento importante para obtener capas de tipo p. A continuación se explican por separado estos efectos.

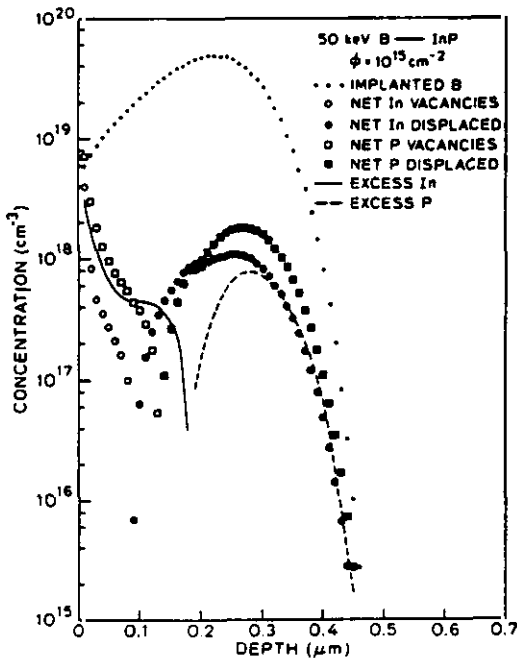
#### **1.3.1. Desequilibrios estequiométricos**

Los átomos del substrato se desplazan de sus posiciones en la red cristalina debido a los choques de los iones que están siendo implantados, siendo la magnitud de estos desplazamientos dependiente de la masa del ión y del átomo. En el caso del InP, la gran diferencia de masas entre los átomos constituyentes del compuesto hace que este efecto

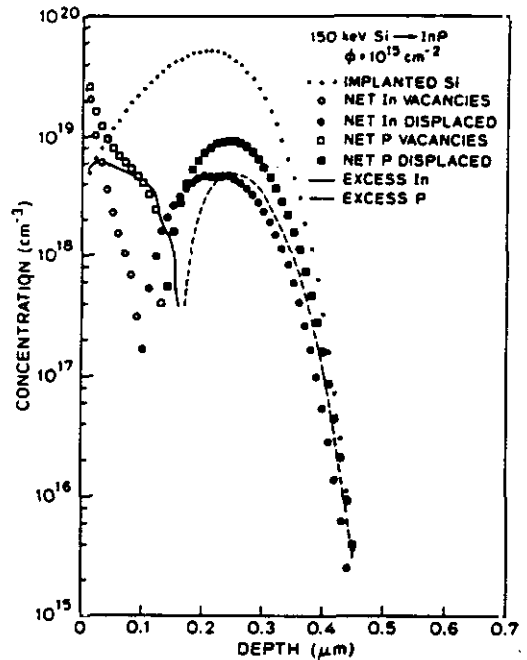
sea muy notorio, de forma que los átomos de In que sufren un choque con un ión implantado se desplazan de sus posiciones mucho menos que los átomos de P. Cuando la dosis de implantación es muy elevada, se produce una cierta pérdida de la estequiometría del material, quedando la superficie rica en In (ya que los átomos de In se desplazan menos) y una capa más profunda del material con abundancia de P.

Christel y Gibbons<sup>38,39</sup> utilizaron la ecuación de transporte de Boltzmann para realizar los cálculos de este efecto en algunos semiconductores compuestos, entre ellos el InP. En las Figuras 1.11 a 1.13 se muestran los resultados de estos cálculos para iones implantados de masa creciente, B, Si y Se. Las figuras muestran como para masas superiores, el efecto se hace más pronunciado y, de hecho, para el caso de las implantaciones de Se (de masa 80), los excesos de In y P generados por la implantación son del mismo orden de magnitud que los dopantes implantados. Como se vé, la zona entre la superficie y (aproximadamente) el rango proyectado de la implantación queda rica en In, mientras que la zona más profunda del perfil tiene un exceso de P.

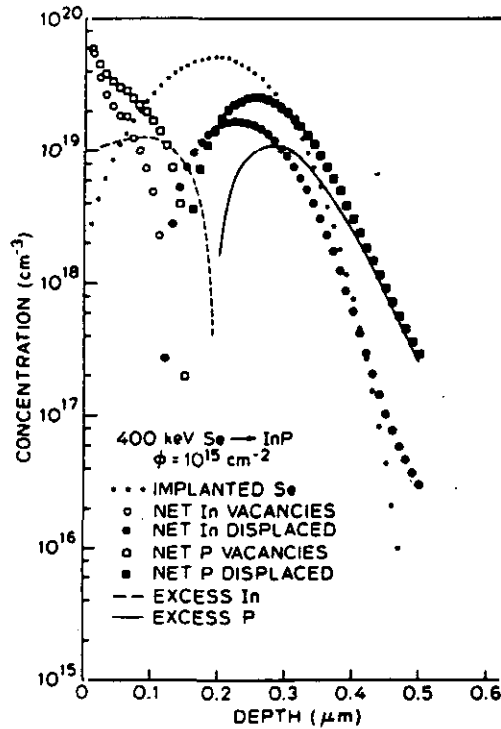
Considerando con detenimiento el caso de las implantaciones de Si, por ser el dopante más importante del InP, este efecto de pérdida de la estequiometría origina una disminución de la activación en la zona más próxima a la superficie. En efecto, el Si es un dopante de tipo n en InP cuando sustituye al In en la red y como muestra la Figura 1.12, hay una mayor concentración de vacantes de P que de In en superficie, con lo que se favorecería la incorporación del Si en posiciones sustitucionales de P en esta zona. Por su



**Figura 1.11:** Cálculo de la distribución estequiométrica de InP tras una implantación de B a 50 keV con dosis  $10^{15} \text{ cm}^{-2}$ .



**Figura 1.12:** Cálculo de la distribución estequiométrica de InP tras una implantación de Si a 150 keV con dosis  $10^{15} \text{ cm}^{-2}$ .



**Figura 1.13:** Cálculo de la distribución estequiométrica de InP tras una implantación de Se a 400 keV con dosis  $10^{15} \text{ cm}^{-2}$ .

posición en la tabla periódica, el Si es un dopante anfótero, aunque siempre tiende a ocupar posiciones de In y actuar como donador. Sin embargo, al reducirse las posiciones vacantes de In y tener que ocupar posiciones de P tiende a auto-compensar el dopado tipo n que produce, con lo que es de esperar una menor activación en esta zona.

Para evitar este tipo de efectos, se utiliza la co-implantación de P, propuesta ya en 1973 por Heckingbottom y Ambridge como solución para los problemas de pérdida de estequiometría.<sup>40</sup> Consiste en realizar una implantación de P adicional a la del dopante de interés con un perfil de implantación solapado con éste y con idéntica dosis, lo que se ha comprobado que da lugar a las mejores características eléctricas. Con el P adicional introducido por la implantación se generan vacantes de In que hacen aumentar la activación del Si en esta zona. La Figura 1.14 muestra los perfiles eléctricos de dos implantaciones de Si a 150 keV con dosis  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ , tratadas con el mismo ciclo de recocido, una de ellas con co-implantación de P, realizadas en este trabajo. El efecto explicado en el párrafo anterior queda claramente puesto de manifiesto, ya que la concentración de portadores en la zona cercana a la superficie medida para la muestra co-implantada con P es superior a la de la muestra no co-implantada.

En el caso de dopantes tipo p, el efecto de la co-implantación es muy diferente, como se verá en el Capítulo 5. Estos dopantes presentan una difusión muy acusada durante el recocido, dando lugar a perfiles con un frente de difusión muy profundo. Para estos do-



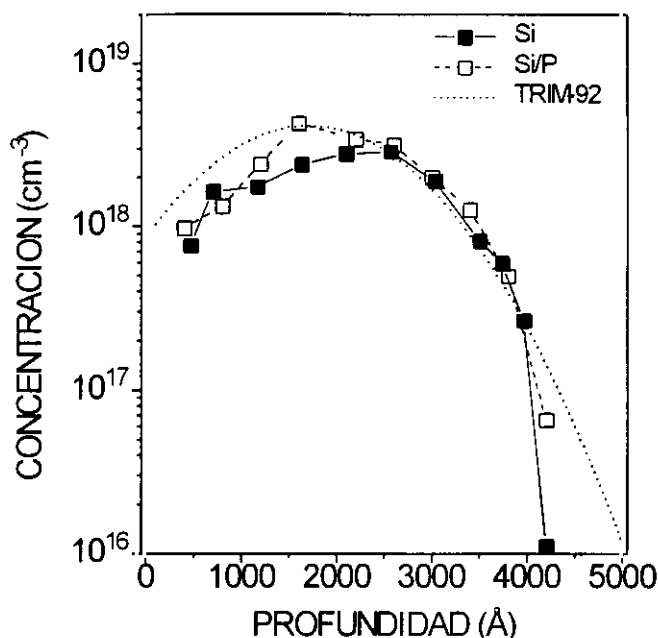


Figura 1.14: Perfiles eléctricos medidos por efecto Hall diferencial para implantaciones de Si y Si/P en InP a 150 keV con dosis  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ .

pantes, la implantación adicional de P (o de Ar, pues en este caso el efecto principal no es el de la restauración de la estequiometría) actúa esencialmente como barrera de difusión, de forma que los perfiles de implantación de muestras co-implantadas son mucho más abruptos que los de las no co-implantadas.

### 1.3.2. Conducción de tipo n creada por daño

Varios autores han referido la aparición de conducción de tipo n tras la implantación de especies como Kr (eléctricamente inactiva),<sup>41</sup> P,<sup>42,43</sup> In<sup>42</sup> ó B (isoelectrónico con el In) y un recocido posterior a alta temperatura. Esto indica que la implantación crea complejos térmicamente estables con comportamiento donador, cuya energía de activación en el caso de implantaciones de P ha sido medida por Radautsan et al.,<sup>44</sup> que han encontrado un valor de 0.09 eV. B. Molnar et al.<sup>45</sup> han demostrado, además, que tales niveles se producen también en el caso de bombardeo con especies dopantes como Si ó Be. Este efecto es responsable de que las activaciones eléctricas de implantaciones tipo p sean mucho menores que las de tipo n, pues el propio daño creado por la implantación da lugar a una cierta auto-compensación.

### 1.3.3. Degradación superficial

Otro de los problemas para el dopado de InP por implantación iónica aparece con el proceso de activación. Tras la implantación, la estructura cristalina del material queda muy dañada. Para recuperar de nuevo las propiedades electrónicas del material es preciso someterlo a un tratamiento térmico a alta temperatura, denominado recocido, con el que se recupera la calidad cristalina del material y, al tiempo, se consigue que los dopantes implantados se incorporen a la red y tengan actividad eléctrica. Sin embargo, las temperaturas necesarias para conseguir estos objetivos (principalmente el de activación de los dopantes implantados) están en el rango de 750 a 900 °C, mucho más altas que la de descomposición superficial del InP. Esto introduce una complicación importante en los tratamientos de recocido del InP respecto al Si e incluso al GaAs.

Las técnicas utilizadas para evitar la degradación superficial del InP durante el recocido son esencialmente tres: el uso de encapsulante, la sobrepresión de P, y el método de proximidad.

- El recocido con encapsulante (capping) consiste en depositar en la superficie del InP un material adecuado, para que haga de barrera que evite el escape de P durante el recocido. Las exigencias para este material son múltiples, entre otras:

- 1) Que sea compacto.
- 2) Que tenga buena adherencia.
- 3) Que no interaccione químicamente con el sustrato.
- 4) Que presente bajo coeficiente de difusión para el P.
- 5) Que su coeficiente de expansión térmica sea muy similar al del InP, para evitar tensiones en la interfase InP-encapsulante durante las etapas de calentamiento, enfriamiento y a alta temperatura.
- 6) Finalmente, y sobre todo, que se pueda depositar a temperaturas menores de 350 °C.

Los materiales más utilizados como encapsulante han sido PSG (Phospho-silicate glass),  $\text{SiO}_x$  y  $\text{SiN}_x$ , depositados por múltiples técnicas.

Este método fue el utilizado en las primeras investigaciones sobre implantación en InP,<sup>46</sup> y tiene diversos inconvenientes. Aparte de introducir un paso más en el proceso, el propio depósito del encapsulante puede ser perjudicial para la superficie del material. En esta memoria se presentarán resultados de muestras recocidas por este método, que ilustrarán algunos otros problemas que introduce.

- El método de proximidad fue el que surgió cronológicamente tras el anterior. Consiste en poner la muestra a recocer en contacto íntimo con otra, con las superficies pulidas de ambas enfrentadas. De este modo, en la superficie en la que están enfrentadas, ambas muestras pierden una mínima parte de P, pues el contacto íntimo entre ambas crea una sobrepresión de P que evita una mayor pérdida de este elemento. La principal ventaja que

presenta este método es la sencillez, al tiempo que da excelentes resultados.<sup>47</sup>

- Finalmente, algunos autores han utilizado sobrepresiones de P durante el recocido. Para la obtención del P en el ambiente se han utilizado diferentes métodos, entre ellos el uso de pequeños hornos con P rojo<sup>48</sup> o el uso de fosfina, PH<sub>3</sub>.<sup>49</sup> Aunque la morfología superficial de las muestras utilizando este tipo de recocido es excelente, ya que no hay ningún tipo de pérdida del P del material, su realización práctica es engorrosa en el caso del uso de P rojo, ya que se deben hacer instalaciones de entrada de gas de arrastre y el gas de salida es tóxico, y en el caso del uso de fosfina es muy peligrosa, puesto que éste es un compuesto altamente tóxico.

La técnica que se emplea actualmente para realizar estos tratamientos, debido a las múltiples ventajas que ofrece respecto al recocido con horno convencional, es el recocido térmico rápido, que se explica a continuación.

#### **1.3.4. Recocido térmico rápido (RTA)**

La importante difusión de los dopantes tipo p durante recocidos en horno convencional obligaron a buscar técnicas de recocido en que estos problemas se minimizaran. Debido a diversos problemas (cierta degradación superficial, imposibilidad de activar implantaciones con dosis inferiores a  $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ), el uso de recocidos por laser no prosperó para estos materiales.<sup>50</sup> Sin embargo, si lo hicieron los recocidos rápidos utilizando para el calentamiento sistemas de lámparas halógenas (recocido térmico rápido o rapid thermal annealing, RTA), y son los más empleados en la actualidad.<sup>32,51,52</sup>

Para el recocido por RTA, se han utilizado todos los métodos anteriormente explicados (con encapsulante, por proximidad y con sobrepresión), aunque en la actualidad se emplean los susceptores de grafito, debido a que se obtienen mejor reproducibilidad en toda la oblea y los bordes de ésta no se degradan tanto como en el caso del recocido por proximidad.<sup>53</sup> El recocido por RTA con susceptor de grafito es el método que se ha empleado en este trabajo, y se comentará con detalle en el primer apartado de Capítulo 3, dedicado a las técnicas experimentales.

### **1.4. DOPANTES TIPICOS UTILIZADOS PARA IMPLANTACIONES EN InP**

Existe una clara diferencia de comportamiento ante la implantación entre los compuestos III-V basados en Ga y los basados en In. Mientras que en los primeros, como el GaAs y GaP, la obtención de altas concentraciones de portadores tipo p es sencilla, pero de

tipo n es complicada, en los segundos ocurre lo contrario.<sup>54,55,56</sup> Esta situación se resume en la Tabla 1.III. Así, en el caso del InP (y en el del InGaAs, muy semejante a éste en su comportamiento frente a las implantaciones) la obtención de altos dopados de tipo n es sencilla, obteniéndose concentraciones cercanas a  $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Por el contrario, los dopantes tipo p presentan en general una alta difusión y tienen un límite de solubilidad en InP relativamente bajo, de modo que es difícil conseguir dopados tipo p con concentraciones por encima de  $2 \text{ ó } 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .

### 1.4.1. Dopantes tipo n

Los dopantes de tipo n que se han utilizado en implantaciones en InP han sido los elementos de la columna VI de la tabla periódica (S, Se y Te) y los de la columna IV (C, Si, y Ge), que a pesar de ser anfóteros (ya que como sustitutos del P serían aceptores) presentan siempre comportamiento tipo n. Aparte del Si, que es el más utilizado y se comentará con detalle en el Capítulo 4, el Se ha sido el más investigado, junto con el Ge. Con C se han obtenido activaciones del orden del 5 % debido a un comportamiento marcadamente anfótero,<sup>41</sup> que han podido aumentarse utilizando co-implantaciones de P.<sup>57</sup> El S y el Sn se utilizan como dopantes durante el crecimiento para obtener InP tipo n, aunque por implantación el S da lugar a activaciones relativamente bajas,<sup>58</sup> y el Sn ha sido utilizado muy poco.<sup>59</sup>

	Basados en Ga	Basados en In
<b>Dopantes típicos</b>		
tipo n:	Si, Se	Si, Se
tipo p:	Be, Mg, Zn	Be, Mg, Zn
<b>Temperaturas de activación</b>		
Donores	900	750
Aceptores	750	700
<b>Porcentajes de activación</b>		
<b>Donores</b>		
- Dosis baja	70 %	80 %
- Dosis alta	$2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	$2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
<b>Aceptores</b>		
- Dosis baja	100 %	50 %
- Dosis alta	$3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	$2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

**Tabla 1.III.** Resumen de las características respecto a las implantaciones de los semiconductores III-V basados en In ó en Ga.

El Se fué investigado inicialmente<sup>60,61,62</sup> debido a que su alta masa lo hace indicado para obtener perfiles muy superficiales, no presenta comportamiento anfótero y tiene activaciones más altas (en el entorno del 60 %) que las de las implantaciones de S, que en un principio se creía que sería el dopante tipo n más adecuado para el InP. Además, los perfiles de implantación de Se tras el recocido no muestran difusión.<sup>51</sup> Sin embargo, su elevada masa hace que la implantación produzca un daño muy importante en el material, que hace que sea imposible recuperar la calidad cristalina si se forman capas amorfas con espesor mayor que 2000 Å.<sup>62,63</sup> Para evitar este daño, las implantaciones se hacen con el substrato a alta temperatura (de 180 a 200 °C), lo que da lugar a un reordenamiento de los defectos durante la implantación que evita que se llegue a amorfizar el material.<sup>41,62</sup> Utilizando implantaciones a alta temperatura, se han obtenido altas concentraciones de portadores ( $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) con buena calidad cristalina, aunque el perfil resultante sufre una cierta difusión, como se puede ver en la Figura 1.15.<sup>62</sup>

El Ge tiene una masa intermedia entre Se y Si, y su implantación da lugar a un daño importante, por lo que de nuevo es preferible realizar las implantaciones a alta temperatura.<sup>59</sup> Sin embargo, las activaciones obtenidas para el Ge son menores que las obtenidas para Si o Se.<sup>64</sup>

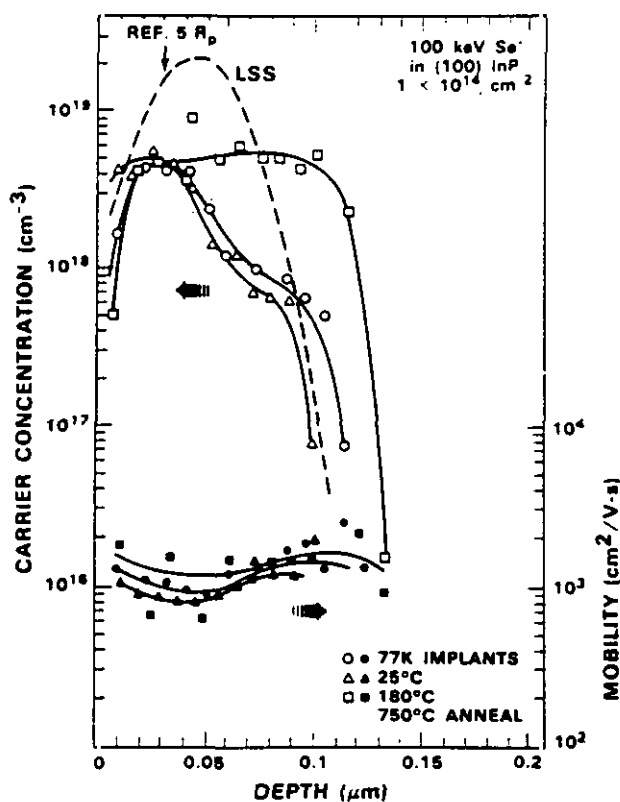


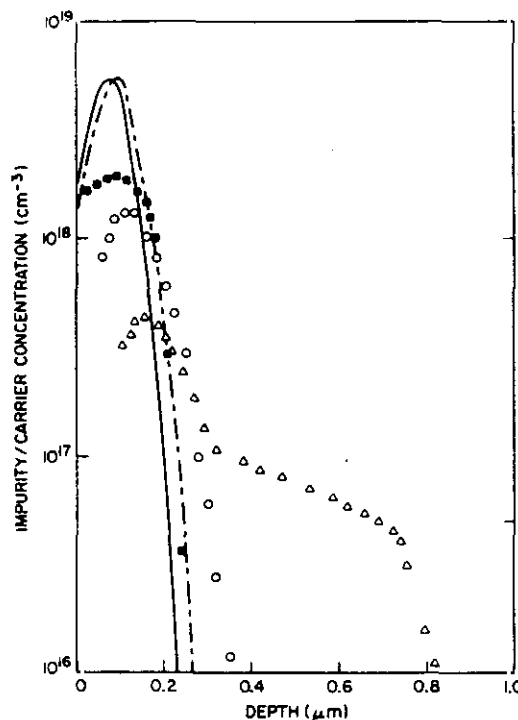
Figura 1.15: Perfiles de concentración de portadores y movilidad en profundidad para implantaciones realizadas a 77 K, temperatura ambiente y 180 °C. de Se en InP a 100 keV, con dosis  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ .

### 1.4.2. Dopantes tipo p

Los más utilizados han sido los de las columnas II (Be y Mg) y IIB (Zn, Cd y Hg) de la tabla periódica, y entre ellos especialmente Be, Mg y Zn. El Mg será el objeto del estudio del Capítulo 5 de esta tesis.

El Be es el elemento comparativamente más estudiado como dopante tipo p en InP por implantación,<sup>60,65</sup> aunque tiene la desventaja de ser muy tóxico. Su baja masa hace que la dosis necesaria para amorfizar el InP sea muy elevada (superior a  $10^{15}$  cm<sup>-2</sup>), por lo que el daño que producen las dosis habituales no es muy importante, no siendo necesario realizar las implantaciones a alta temperatura, que se ha comprobado que dan activaciones muy semejantes a las de implantaciones a temperatura ambiente, cercanas al 50 %.<sup>41</sup> Sin embargo, tiene una difusividad muy elevada en InP, lo que hace que los perfiles tras el recocido sean incontrolables.<sup>66</sup> El uso de co-implantaciones de P, utilizadas inicialmente por K.W. Wang,<sup>67</sup> y de recocidos por RTA han demostrado ser técnicas imprescindibles para reducir los problemas de difusión.<sup>68</sup> Los resultados de Wang se muestran en la Figura 1.16, donde se puede comprobar la reducción de la difusión del Be utilizando la implantación adicional de P.

Igual que el Be, el Zn da lugar a perfiles de implantación muy aplanados por la difusión. Las activaciones y movilidades que se obtienen para implantaciones de Zn son bajas, mejorándose ligeramente al realizar las implantaciones a alta temperatura, aunque con



**Figura 1.16:** Perfiles de implantaciones de Be (30 keV,  $6 \times 10^{13}$  cm<sup>-2</sup>) sin ( $\Delta$ ) y con ( $\blacksquare$ ) co-implantación de P, tras RTA a 850 °C 15 s.

ello se ensanchan más los perfiles debido a la difusión.<sup>69</sup> De nuevo, el uso de combinado de la co-implantación de P y RTA es imprescindible para obtener perfiles de implantación más controlados, llegándose a obtener de este modo concentraciones de pico del orden de  $8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ .<sup>70</sup> El Cd, menos estudiado, presenta unas características similares a las del Zn, aunque con menores activaciones y perfiles aún más ensanchados por la difusión.<sup>41</sup>

El Hg se comenzó a utilizar como dopante p del InP debido a los perfiles extraordinariamente superficiales que se pueden conseguir por su elevada masa. Implantaciones con dosis bajas de Hg dieron lugar a capas muy dopadas y superficiales con concentraciones atómicas superiores a  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  y espesor menor de 2000 Å, para implantaciones a 350 keV.<sup>71</sup> Sin embargo, la obtención de contactos óhmicos en estas capas resultó complicada. Implantaciones a alta temperatura con dosis elevadas resultaron en perfiles muy profundos debido a la difusión, como se puede comprobar con la Figura 1.17.<sup>72</sup>

### 1.4.3. Obtención de altas resistividades

Para la obtención de zonas de alta resistividad por implantación se han utilizado desde elementos ligeros como H,<sup>73</sup> He,<sup>74,75</sup> y O<sup>76</sup> hasta Fe,<sup>77,78</sup> Co<sup>79</sup> y Ti.<sup>80</sup> Los primeros producen alta resistividad por el daño de la implantación, mientras que los segundos introducen niveles profundos en el gap que actúan como trampas de portadores. En el Capítulo 6 se discutirán estos métodos de obtención de capas de alta resistividad, así como los resultados obtenidos para He y Ti.

El bombardeo con protones parece producir diversos niveles en el gap, que dan lugar a resistividades del orden de  $10^3 \Omega \text{ cm}$ . Para dosis elevadas, se produce un nivel relativamente superficial con comportamiento donador, aproximadamente en 0.19 eV.<sup>81</sup> Estos

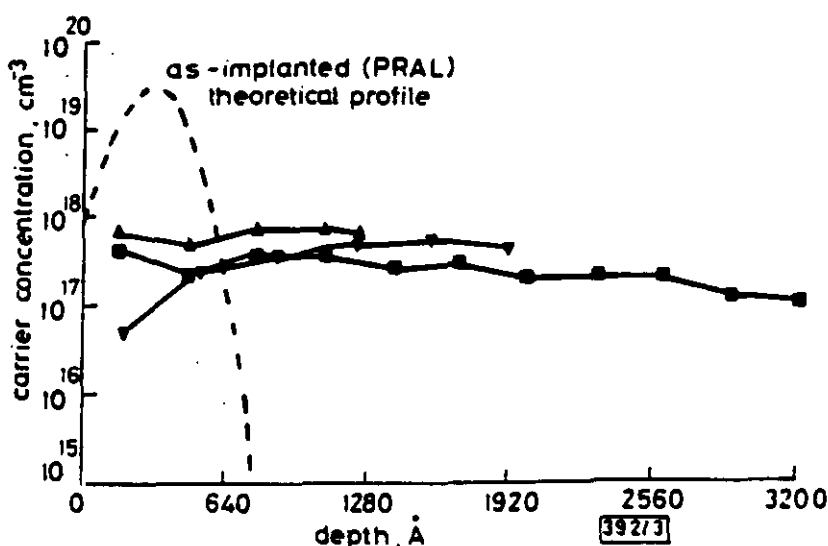


Figura 1.17: Perfiles eléctricos en profundidad de implantaciones de Hg en InP con diferentes dosis y recocidos. La línea es el perfil LSS teórico.

efectos desaparecen paulatinamente tras recocidos a temperaturas relativamente bajas, de 300 a 400 °C. La situación es similar para implantaciones con O ó B, para los que desaparecen los efectos de la implantación a temperaturas de 400 °C.<sup>82</sup>

En el caso de Fe y Co, se obtienen resistividades elevadas que no desaparecen ante tratamientos térmicos a altas temperaturas siempre que la concentración de estas especies sea aproximadamente doble de la de portadores presentes en el material inicial.<sup>83</sup> Sin embargo, todos presentan una redistribución muy importante durante los tratamientos térmicos, como se vió para el caso del Fe (Figura 1.10), lo que les resta notablemente interés para utilizarlos en aplicaciones de dispositivos, para las que la geometría de las regiones aislantes debe estar muy controlada.

## 1.5. DISPOSITIVOS REALIZADOS POR IMPLANTACION EN InP

La implantación iónica se ha utilizado en apoyo de tecnologías como las epitaxiales, que no poseen tan buena definición de motivos en dos dimensiones como la implantación, para aplicaciones como la obtención de capas de alta resistividad para aislamiento entre dispositivos o confinamiento de corriente en láseres y transistores,<sup>84,85</sup> y también, mediante implantaciones de altas dosis con bajas energías, para la obtención de zonas superficiales fuertemente dopadas para reducir la resistencia serie de zonas activas.<sup>86</sup> Para la obtención de dopados selectivos, la implantación iónica resulta imprescindible, ya que no se ha desarrollado una tecnología de difusión en InP debido a sus problemas de descomposición superficial.<sup>87</sup>

El uso de la implantación directamente en substratos semi-aislantes de InP se ha utilizado para fabricar dispositivos como transistores de efecto campo de unión y con estructuras MIS, es decir, JFETs y MISFETs.

Varios grupos de investigación han realizado JFETs por implantación iónica, con diferentes diseños, esencialmente para aplicaciones de potencia a altas frecuencias.<sup>88,89,90,91,92</sup> Para estos dispositivos, el paso más comprometido es la obtención de la puerta, ya que es necesaria una capa tipo p muy superficial con un dopado elevado, lo que resulta complicado debido a la dificultad de obtener altos dopados tipo p en InP por la importante difusión que sufren durante el recocido. Mediante el uso de co-implantación de P se han obtenido transistores con muy buenas características: con puertas de 1  $\mu\text{m}$ , se han conseguido potencias de salida de 1 W/mm a 4.5 GHz.<sup>93,94</sup> Se ha llegado también a la integración monolítica de receptores InGaAs y transistores en InP: receptores simples,<sup>95</sup> receptores más complejos con la integración de 15 JFETs realizados totalmente por implantación, que operaron a anchos de banda de 1.2 GHz,<sup>96</sup> e incluso la integración de

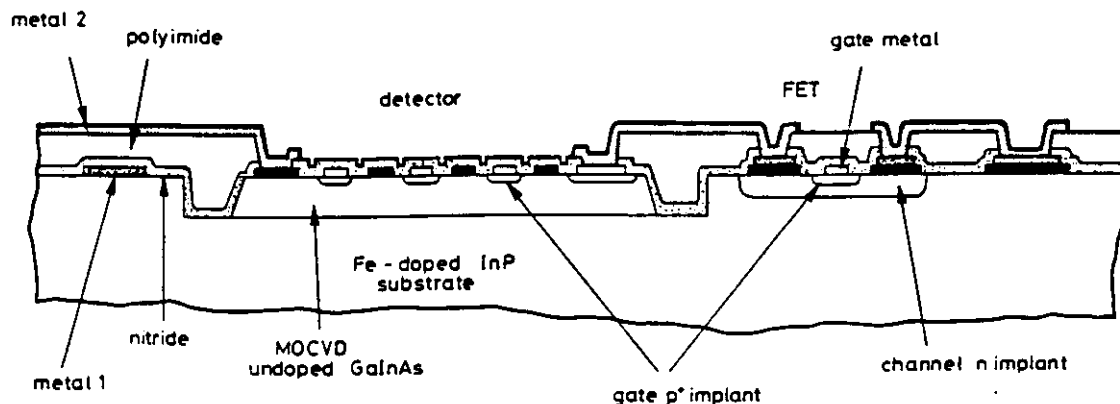


receptores y JFET realizados íntegramente por implantación iónica (con sensibilidades de -29 dBm a 560 Mbits/s, para 1.3  $\mu\text{m}$ ), como los que se muestran en la Figura 1.18.<sup>97</sup>

Los MISFETs parecen los dispositivos con mayor futuro en InP. Como el óxido nativo del InP no tiene buenas propiedades para su uso en estructuras metal-aislante-semiconductor (ya que poseen una conductividad excesivamente alta), es necesario depositar materiales aislantes como  $\text{SiO}_x$  o  $\text{SiN}_x$ , de entre los que el primero parece dar mejores resultados. Los dispositivos MISFET construidos inicialmente mostraron problemas de deriva considerables, debido a problemas en la interfase. En la actualidad, este tipo de problemas se ha minimizado utilizando técnicas pasivado de la superficie del InP (sulfurización) y de depósito de aislantes a bajas temperaturas.<sup>98,99</sup> De este modo, utilizando canales obtenidos por implantación, se han medido derivas del orden del 3 %, con movilidades en el canal de 3550  $\text{cm}^2/\text{Vs}$  y transconductancias de 58 mS/mm.<sup>100</sup> La técnica de depósito más adecuada para la obtención de estas capas dieléctricas sobre InP es la de ECR-CVD (Electron Cyclotron Resonance), con la que se han obtenido densidades de estados interfaciales entre InP y  $\text{SiO}_x$  ó  $\text{SiN}_x$  del orden de  $10^{11} \text{ cm}^{-2}$  y  $10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ,<sup>101,102</sup> respectivamente, tan sólo 1 orden de magnitud por encima de las que se obtienen para el óxido térmico del Si.

Se han realizado otros muchos dispositivos electro-ópticos por implantación en InP, ternarios<sup>103</sup> y cuaternarios,<sup>104,105</sup> como TEDs,<sup>106</sup> diodos IMPATT,<sup>107</sup> diodos de avalancha,<sup>108</sup> células solares,<sup>109</sup> guías de onda<sup>110</sup> y láseres.<sup>111</sup>

Finalmente, hay que destacar que en los últimos años han empezado a utilizarse las implantaciones con altas energías (en el rango de MeV) para aplicaciones en dispositivos.<sup>112,113</sup> Con este tipo de implantaciones se pueden crear capas enterradas conductoras o aislantes, ya que los perfiles de dopado resultantes pueden quedar muy alejados de la superficie, como se muestra en la Figura 1.19, donde se recogen los perfiles de SIMS de implantaciones de Si en InP en el rango de 0.5 a 20 MeV.<sup>114</sup> Aunque este tipo de capas se pueden crecer mediante tecnologías epitaxiales, la integración de estas capas en procesos



**Figura 1.18:** Sección esquemática de un detector p-i-n en InGaAs con zona p obtenida por implantación (Mg) y un JFET integrado monolíticamente, realizado íntegramente por implantación (Si y Mg).

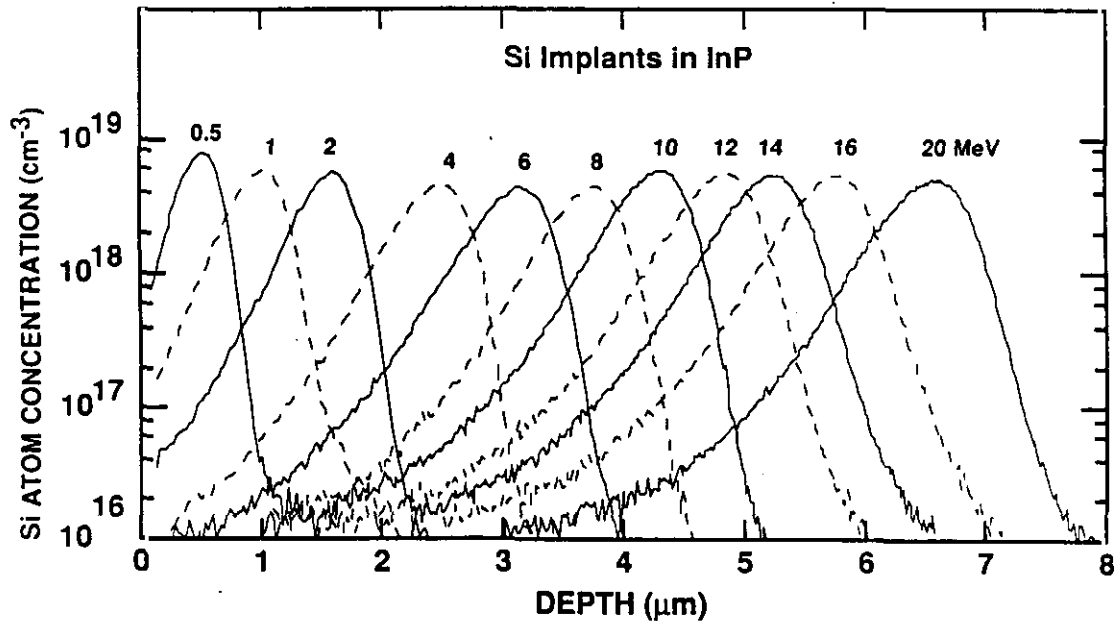


Figura 1.19: Perfiles de SIMS para implantaciones de Si en InP con energías entre 0.5 y 20 MeV.

en que sea necesario crear capas más delgadas (para canales de transistores, por ejemplo) es complicada, mientras que en el caso de la implantación iónica resulta muy sencillo, al tiempo que nunca se pierde la planaridad. La implantación iónica ofrece, además, mayores posibilidades para la producción a escala industrial. Sin embargo, los implantadores iónicos de estas energías son aparatos extraordinariamente costosos,<sup>115</sup> lo que representa su principal desventaja.

Se han realizado implantaciones de muchos dopantes en InP a alta energía, entre ellos de Si,<sup>116</sup> B,<sup>117</sup> Be,<sup>118</sup> O,<sup>119</sup> N,<sup>120</sup> Fe, Co<sup>79</sup> y Ti,<sup>80</sup> con aplicaciones en dispositivos tales como la obtención de confinamiento lateral de corriente en láseres de heteroestructura en InGaAsP/InP por implantaciones de N,<sup>121</sup> diodos p-i-n en InP:Fe con implantaciones de Si a alta energía y de Be a baja energía,<sup>122</sup> e incluso diodos varactores integrados monolíticamente con MESFETs, utilizando implantaciones de Si con energías variables en GaAs semi-aislante.<sup>123</sup>

## 1.6. REFERENCIAS

- [1] H. Beneking, Capítulo 8 de "III-V semiconductor materials and devices", R.J. Malik ed., North-Holland (Amsterdam, 1989).
- [2] M. Okamura y T. Kobayashi, *Electron. Lett.* 17, 941 (1981).
- [3] H.H. Wieder, Capítulo 5 de "VLSI electronics", vol. 10, N.G. Einsbruch, ed. (New

- York, 1985).
- [4] R.W. Kwok, W.M. Lau, D. Landheer y S. Ingrey, *J. Vac. Sci. Technol. A* 11, 990 (1993).
  - [5] Celulas solares de GaAs
  - [6] C.J. Keavney, V.E. Haven y S.M. Vernon, 21st IEEE Photovoltaic Specialists Conf., New Orleans, (1990).
  - [7] V. Swaminathan, Capítulo 1 de "InP and Related Materials: Processing, Technology, and Devices", A. Katz ed. Artech House (Boston, 1992).
  - [8] S. Adachi. "Physical Properties of III-V Compound Semiconductors", Wiley (New York, 1992).
  - [9] K. Haruna, H. Maeta, K. Ohashi y T. Koike, *J. Phys. C* 20, 5275 (1987).
  - [10] L. Merrill, *J. Phys. Chem. Ref. Data* 6, 1205 (1977).
  - [11] Z. Hang, H. Shen y F.H. Pollak, *Solid-State Commun.* 73, 15 (1990).
  - [12] L.G. Shantharama, A.R. Adams, C.N. Ahmad y R.J. Nicholas, *J. Phys. C* 17, 4429 (1984).
  - [13] A.R. Adams y L.G. Shantharama, *Physica B&C* 139/140, 419 (1986).
  - [14] L. Artús, R. Cuscó, J.M. Martín y G. González-Díaz, *Phys. Rev. B*, en prensa (1994).
  - [15] F. Fiedler y A. Schlachetzki, *Solid-State Electron.* 73, 30 (1987).
  - [16] W. Both, V. Gottschalch y G. Wagner, *Crystal Res. Technol.* 21, 85 (1986).
  - [17] R. Bisaro, P. Merenda y T.P. Persall, *Appl. Phys. Lett.* 34, 100 (1979).
  - [18] F. Osaka, T. Mikawa y T. Kaneda, *Appl. Phys. Lett.* 46, 1138 (1985).
  - [19] M.L. Cohen y J.R. Chelikowsky en "Electronic Structure and Optical Properties of Semiconductors", Springer-Verlag (Berlín, 1988).
  - [20] Y.P. Varshni, *Physica* 34, 149 (1967).
  - [21] H. Ryssel e I. Ruge, "Ion Implantation", Wiley (Chichester, 1986).
  - [22] W.E. Spicer, I. Lindau, P. Skeath y C.Y. Su, *J. Vac. Sci. Technol.* 17, 1019 (1980).
  - [23] A. Chandra, C.E. Wood, D.W. Woodward y L.F. Eastman, *Solid-State Electron.* 22, 645 (1979).
  - [24] L.J. Brillson, C.F. Brucker, A.D. Katnani, N.G. Stoffel, R. Daniels y G. Margaritondo, *J. Vac. Sci. Technol.* 21, 564 (1982).
  - [25] R.H. Williams, A. McKinley, G.J. Hughes, V. Montgomery e I.T. McGovern, *J. Vac. Sci. Technol.* 21, 594 (1982).
  - [26] L. Burstein, J. Bregman y Y. Shapira, *J. Appl. Phys.* 69, 2312 (1991).
  - [27] R. Iyer y D.L. Lile, *Appl. Phys. Lett.* 59, 437 (1991).
  - [28] Sumitomo III-V Semiconductors, especificaciones.
  - [29] J.B. Mullin, Capítulo 1 de "III-V Semiconductor Materials and Devices", R.J. Malik ed., North-Holland (Amsterdam, 1989).

- [30] D. Bremond, A. Nouailhat y G. Guillot, Proc. Int. Symp. GaAs & Related Compounds, 239 (1981).
- [31] J. Cheng, S.R. Forrest, B. Tell, D. Wilt, B. Schwartz y P.D. Wright, J. Appl. Phys. 58, 1787 (1985).
- [32] S.J. Pearton y A. Katz, Mater. Sci. Engineer. B18, 153 (1993).
- [33] A. Katsui, J. Cryst. Growth 89, 612 (1988).
- [34] M. Yamaguchi, C. Uemura y A. Yamamoto, J. Appl. Phys. 55, 1429 (1984).
- [35] K. Ando y M. Yamaguchi, Appl. Phys. Lett. 47, 846 (1985).
- [36] M. Yamaguchi y K. Ando, J. Appl. Phys. 63, 5555 (1988).
- [37] Temperatura de descomposición del InP, 365 °C.
- [38] L.A. Christel, J.F. Gibbons y S. Mylroie, J. Appl. Phys. 51, 6176 (1980).
- [39] L.A. Christel y J.F. Gibbons, J. Appl. Phys. 52, 5050 (1981).
- [40] R. Heckingbottom y T. Ambridge, Rad. Effects 17, 31 (1973).
- [41] J.P. Donnelly y C.E. Hurwitz, Solid-State Electron. 23, 943 (1980).
- [42] E.V.K. Rao, M. Djamei y P. Krauz, J. Appl. Phys. 61, 4812 (1987).
- [43] S.I. Radautsan, I.M. Tiginyanu, V.V. Ursakii y N.B. Pyshnaya, Phys. Stat. Sol. A 115, 191 (1989).
- [44] S.I. Radautsan, I.M. Tiginyanu y N.B. Pyshnaya, Phys. Stat. Sol. A 108, 59 (1988).
- [45] B. Molnar, T.A. Kennedy, E.R. Glaser y H.B. Dietrich, J. Appl. Phys. 74, 3091 (1993).
- [46] J.D. Oberstar y B.G. Streetman, Thin Solid Films, 103, 17 (1983).
- [47] B. Molnar, Appl. Phys. Lett. 36, 927 (1980).
- [48] A. Dodabalapur, C.W. Farley, S.D. Lester, T.S. Kim y B.G. Streetman, J. Electron. Mater. 16, 283 (1987).
- [49] Z.L. Liao, Appl. Phys. Lett. 58, 1869 (1991).
- [50] R. Fremunt, Y. Hirayama, F. Arai y T. Sugano, Appl. Phys. Lett. 44, 530 (1984).
- [51] A.N. Masum Choudhury, K. Tabatabaie-Alavi, C.G. Fonstad y J.C. Gelpey, Appl. Phys. Lett. 43, 381 (1983).
- [52] S.S. Gill y B.J. Sealy, J. Appl. Phys. 56, 1189 (1984).
- [53] S.J. Pearton y R. Caruso, J. Appl. Phys. 66, 663 (1989).
- [54] B.L. Sharma, Solid State Technol, 113 (Nov. 1989).
- [55] M.V. Rao, Nucl. Instr. and Meth. B79, 645 (1993).
- [56] S.J. Pearton y U.K. Chakrabarti, Capítulo 7 de "InP and Related Materials: Processing, Technology, and Devices", A. Katz ed. Artech House (Boston, 1992).
- [57] S.J. Pearton, U.K. Chakrabarti, C.R. Abernathy y W.S. Hobson, Appl. Phys. Lett. 55, 2014 (1989).
- [58] D.E. Davies, J.P. Lorenzo y T.G. Ryan, Solid-State Electron. 21, 981 (1978).

- [59] J.P. Donnelly y G.A. Ferrante, *Solid-State Electron.* 23, 1151 (1980).
- [60] J.P. Donnelly y C.E. Hurwitz, *Appl. Phys. Lett.* 31, 418 (1977).
- [61] T. Inada, S. Taka y Y. Yamamoto, *J. Appl. Phys.* 52, 4863 (1981).
- [62] J.D. Woodhouse, J.P. Donnelly, P.M. Nitishin, E.B. Owens y J.L. Ryan, *Solid-State Electron.* 27, 677 (1984).
- [63] P. Auvray, A. Guivarch, H. L'Haridon, G. Pelous, M. Salvi y P. Henoc, *J. Appl. Phys.* 53, 6202 (1982).
- [64] P. Kringhoj, V.V. Gribkovskii y A. Nylandsted Larsen, *Appl. Phys. Lett.* 57, 1514 (1990).
- [65] J.P. Donnelly y C.A. Armiento, *Appl. Phys. Lett.* 34, 96 (1979).
- [66] M.V. Rao, M.P. Keating y P.E. Thompson, *J. Electron. Mater.* 17, 315 (1988).
- [67] K.W. Wang, *Appl. Phys. Lett.* 51, 2127 (1987).
- [68] M.V. Rao y R.K. Nadella, *J. Appl. Phys.* 67, 1761 (1990).
- [69] T. Inada, S. Taka y Y. Yamamoto, *J. Appl. Phys.* 52, 6623 (1981).
- [70] J.D. Woodhouse, M.C. Gaidis y J.P. Donnelly, *Solid-State Electron.* 33, 1089 (1990).
- [71] P.N. Favennec, H. L'Haridon, J.M. Roquais, M. Salvi, X. Le Cleach y L. Gousskov, *Appl. Phys. Lett.* 48, 154 (1986).
- [72] J.H. Wilkie y B.J. Sealy, *Electron. Lett.* 22, 1308 (1986).
- [73] J.P. Donnelly y C.E. Hurwitz, *Solid-State Electron.* 20, 727 (1977).
- [74] P.E. Thompson, S.C. Binari y H.B. Dietrich, *Solid-State Electron.* 26, 805 (1983).
- [75] M.W. Focht, A.T. Macrander, B. Schwartz y L.C. Feldman, *J. Appl. Phys.* 55, 3859 (1984).
- [76] L. He y W.A. Anderson, *J. Electron. Mater.* 21, 937 (1992).
- [77] F. Vidimari, S. Pellegrino, M. Caldironi, A. di Paola y R. Chen, *Proc. de la 3 Intern. Conf. on InP and Related Materials, Cardiff*, p. 500, *IEEE Catalog 91CH2950-4* (1991).
- [78] J. Cheng, S.R. Forrest, B. Tell, D. Wilt, B. Schwartz y P.D. Wright, *J. Appl. Phys.* 58, 1780 (1985).
- [79] J. Vellanki, R.K. Nadella, M.V. Rao, O.W. Holland, D.S. Simons y P.H. Chi, *J. Appl. Phys.* 73, 1126 (1993).
- [80] J.M. Martin, R.K. Nadella, J. Vellanki, M.V. Rao y O.W. Holland, *J. Appl. Phys.* 73, 7238 (1993).
- [81] J.D. Woodhouse, J.P. Donnelly y G.W. Iseler, *Solid-State Electron.* 31, 13 (1988).
- [82] M.C. Ridgway, C. Jagadish, R.G. Elliman y N. Hauser, *Appl. Phys. Lett.* 60, 3010 (1992).
- [83] S.J. Pearton en "Ion Implantation for Isolation of III-V Semiconductors", *Materials Science Reports* 4, 313 (1990).

- [84] D.P. Wilt, B. Schwartz, B. Tell, E.D. Beebe y R.J. Nelson, *Appl. Phys. Lett.* 44, 290 (1984).
- [85] Ch. Lauterbach, D. Romer y R. Treichler, *Appl. Phys. Lett.* 57, 481 (1990).
- [86] C.H. Yang, D.L. Plumton, R. Lodenkamper y H.D. Shih, *Appl. Phys. Lett.* 55, 1650 (1989).
- [87] B. Tuck y R. Chaoui, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 17, 379 (1984)
- [88] K.J. Sleger, H.B. Dietrich, M.L. Bark y E.M. Swiggard, *IEEE Trans. Electron Dev.* 28, 1031 (1981).
- [89] J.B. Boos, S.C. Binari, G. Kelner, P.E. Thompson, T.H. Weng, N.A. Papanicolau y R.L. Henry, *IEEE Electron Device Lett.* 5, 273 (1984).
- [90] J.D. Woodhouse y J.P. Donnelly, *IEEE Electron Device Lett.* 7, 387 (1986).
- [91] M. Tacano, A. Tamura, K. Oigawa, S. Uekusa y Y. Sugiyama, *IEEE Electron Device Lett.* 9, 380 (1988).
- [92] S.J. Kim, J. Jeong, G.P. Vella-Coleiro y P.R. Smith, *IEEE Electron Device Lett.* 11, 57 (1990).
- [93] J.B. Boos, W. Kruppa y B. Molnar, *IEEE Electron Device Lett.* 10, 79 (1989).
- [94] C. Cheng, K.W. Wang y S.M. Parker, *IEEE Electron Device Lett.* 8, 483 (1987).
- [95] S.J. Kim, G. Guth, G.P. Vella-Coleiro, C.W. Seabury, W.A. Spongler y B.J. Rhoades, *IEEE Electron Device Lett.* 9, 447 (1988).
- [96] P.J.G. Dave, D.A.H. Spear, W.S. Lee, G.R. Antell, S.W. Bland y J. Mun, *Proc. del 15 Intern. Symp. on GaAs and Related Compounds, Atlanta*, p. 571 (1988).
- [97] W.S. Lee, S.A. Kitching y S.W. Bland, *Electron. Lett.* 25, 522 (1989).
- [98] A. Kapila, X. Si y V. Malhotra, *Appl. Phys. Lett.* 62, 2259 (1993).
- [99] Y.Z. Hu, M. Li, Y. Wang, E.A. Irene, M. Rowe y H.C. Casey, *Appl. Phys. Lett.* 63, 1113 (1993).
- [100] K.P. Pande y D. Gutierrez, *Proc. del Symp. on Dielectric Films on Compound Semiconductors*, p. 165 (1986).
- [101] F. Plais, B. Agius, N. Proust, S. Cassette, G. Ravel y M. Puech, *Appl. Phys. Lett.* 59, 837 (1991).
- [102] S. García, A. Fathimulla y D. Gutierrez, comunicación privada.
- [103] K. Tabatabaie-Alavi, A.N.M. Choudhury, N.J. Slater y C.G. Fonstad, *Appl. Phys. Lett.* 40, 517 (1982).
- [104] H.D. Law, L.R. Tomasetta y K. Nakano, *Appl. Phys. Lett.* 33, 920 (1978).
- [105] C.A. Armiento, J.P. Donnelly y S.H. Groves, *Appl. Phys. Lett.* 34, 229 (1979).
- [106] W.J. Anderson, H.B. Dietrich, E.W. Swiggard, S.H. Lee y M.L. Bark, *J. Appl. Phys.* 51, 3175 (1980).
- [107] J.L. Berenz, F.B. Fank y T.L. Hierl, *Electron. Lett.* 14, 683 (1978).

- [108] J.P. Donnelly, C.A. Armiento, V. Diadiuk y S.H. Groves, *Appl. Phys. Lett.* 35, 74 (1979).
- [109] C.J. Keavney y M.B. Spitzer, *Appl. Phys. Lett.* 52, 1439 (1988).
- [110] K. Oigawa, S. Vekusa, Y. Sugiyama y M. Tacano, *Jpn. J. Appl. Phys.* 25, 1902 (1986).
- [111] J.P. Donnelly, J.N. Walpole y Z.L. Liao, *IEEE J. Quantum Electron.* 19, 175 (1983).
- [112] S.J. Pearton, B. Jalali, C.R. Abernathy, W.S. Hobson, J.D. Fox, K.W. Kemper y D.E. Roa, *J. Appl. Phys.* 71, 2663 (1992).
- [113] M.V. Rao, *IEEE Trans. Electron Devices* 40, 1053 (1993).
- [114] R.K. Nadella, M.V. Rao, D.S. Simons, P.H. Chi y H.B. Dietrich, *J. Appl. Phys.* 70, 7188 (1991).
- [115] P.E. Thompson, H.B. Dietrich y J.M. Eridon, *J. Appl. Phys.* 67, 1262 (1990).
- [116] R.K. Nadella, M.V. Rao, D.S. Simons, P.H. Chi, M. Fatemi y H.B. Dietrich, *J. Appl. Phys.* 70, 1750 (1991).
- [117] R.K. Nadella, J. Vellanki, M.V. Rao y O.W. Holland, *J. Appl. Phys.* 72, 2179 (1992).
- [118] R.K. Nadella, M.V. Rao, D.S. Simons y P.H. Chi, *J. Appl. Phys.* 70, 2973 (1991).
- [119] S.J. Pearton, F. Ren, J.R. Lothian, T.R. Fullowan, A. Katz, P.W. Wisk, C.R. Abernathy, R.F. Kopf, R.G. Elliman, M.C. Ridgway, C. Jagadish y J.S. Williams, *J. Appl. Phys.* 71, 4949 (1992).
- [120] F. Xiong, T.A. Tombrello, T.R. Chen, H. Wang, Y.H. Zhuang y A. Yariv, *Nucl. Instr. and Meth. B* 39, 487 (1989).
- [121] F. Xiong y T.A. Tombrello, *Nucl. Instr. and Meth. B* 40/41, 526 (1989).
- [122] R.K. Nadella, J. Vellanki, M.V. Rao y H.B. Dietrich, *IEEE Electron Device Lett.* 13, 473 (1992).
- [123] P.J. McNally y B.B. Cregger, *COMSAT Tech. Rev.* 18, 1 (1988).





## **CAPÍTULO 2**

### ***EL IMPLANTADOR IÓNICO***



## 2.1. INTRODUCCIÓN

La implantación iónica es la tecnología más utilizada en la industria microelectrónica para el dopado de semiconductores debido al magnífico control que permite sobre el perfil en profundidad, la concentración y la pureza de los dopantes introducidos en el semiconductor. Otros aspectos que han hecho de esta tecnología la más utilizada para el dopado de semiconductores en la industria microelectrónica son su compatibilidad con los procesos planares, su reproducibilidad y su alto rendimiento.<sup>1</sup>

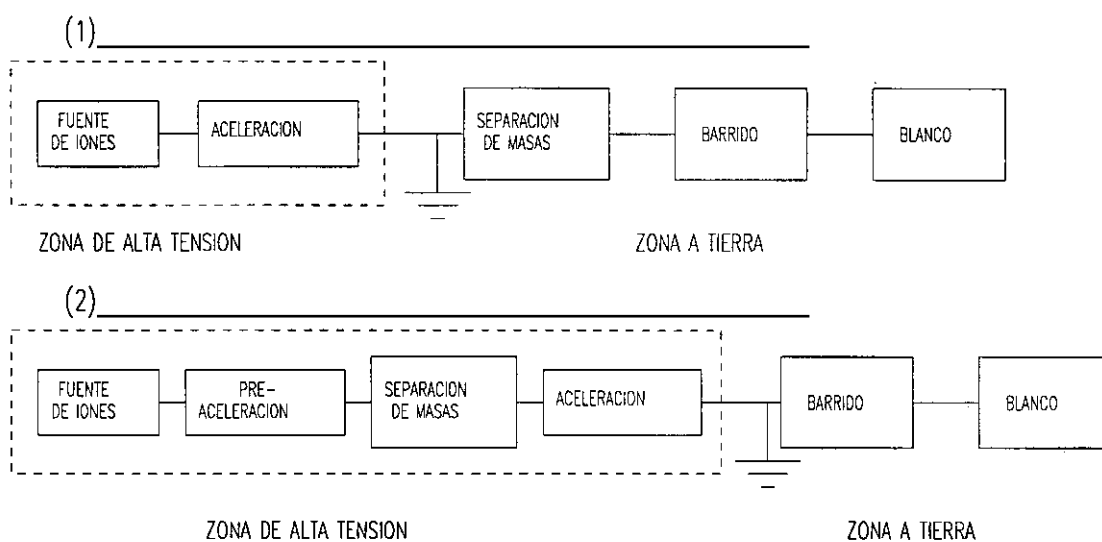
Básicamente, un implantador iónico consta de las siguientes partes:

- Una fuente de iones, donde se produce el ión del dopante que se necesita implantar.

- Una etapa de aceleración de los iones, que se consigue aplicándoles una diferencia de potencial. La energía ganada por los iones, que expresada en eV se corresponde con la diferencia de potencial aplicada en V (para los iones con carga  $q_e$ ), será un parámetro fundamental para definir el perfil de dopado, correspondiendo energías más altas a perfiles más profundos. La obtención teórica de las expresiones matemáticas que caracterizan estos perfiles es el objeto del Apéndice A.

- Un filtro de masas (generalmente consistente en un campo magnético) para separar el ión de interés de todos los generados en la fuente. Esta separación de masas es la clave de la pureza en la introducción de los dopantes.

- Un sistema de barrido, para obtener un haz uniforme sobre el blanco.



**Figura 2.1:** Esquemas básicos de implantadores.

- Un sistema de medida de la cantidad de dopantes introducidos, lo que se consigue con un integrador de corriente.

Todos estos procesos se llevan a cabo en condiciones de alto vacío, y son necesarios varios sistemas de deflexión a lo largo del camino para dirigir a los iones hasta el blanco.

Un esquema de las dos construcciones más utilizadas de implantadores (hay algunas otras, aunque generalmente basadas en las dos presentadas aquí) se presenta en la Figura 2.1.<sup>2</sup> En el primer diseño, los iones generados en la fuente son acelerados y posteriormente separados en masa, mientras que en el segundo, tras la fuente de iones hay una pre-aceleración (de unas decenas de kV) para hacer la separación, y posteriormente se acelera tan sólo el ión que se va a implantar. Ambas construcciones tienen ventajas e inconvenientes que pasamos a discutir brevemente, ya que ilustran las dificultades técnicas que presenta una máquina como el implantador.

La ventaja fundamental del primer diseño es que no tiene grandes sistemas en la zona previa a la aceleración, sino tan sólo los sistemas de control de la fuente de iones. Como durante el funcionamiento de la máquina, las zonas previas a la aceleración van a estar al potencial de aceleración con respecto a tierra, el manejo y control de magnitudes en esta zona es muy complicado. Normalmente, el control de este tipo de magnitudes se hace utilizando varillas aislantes accionadas desde la consola de mandos, que controlan el primario de transformadores circulares, mientras que la medida de estas magnitudes, que antiguamente era muy complicada, en la actualidad puede hacerse mediante fibra óptica.<sup>3</sup> La desventaja de este diseño es, sin embargo, que el electroimán analizador de masas ha de ser muy voluminoso y son necesarias potencias muy elevadas para que sea capaz de separar iones de masas altas con energías elevadas.

El segundo diseño tiene como ventaja el pequeño tamaño del imán separador, mientras que su principal inconveniente es la gran cantidad de sistemas situados en la zona de alta tensión. Aparte de la fuente de iones, en este diseño están en esta zona el sistema de pre-aceleración, el electroimán analizador con su fuente de corriente, y habitualmente algún sistema de vacío. Esto hace necesaria una fuente de alta tensión con un transformador de aislamiento capaz de dar potencia a todos estos sistemas, así como una mayor complicación para el control de todas las magnitudes que han quedado en la zona de alta tensión. Este es el diseño actualmente más utilizado para los implantadores industriales por su mayor compacidad y menor costo, aunque el rango de energías y masas de implantación suele ser más restringido que el del diseño anterior.

En este capítulo se pasará en primer lugar a describir el implantador con el que se han realizado los trabajos de esta tesis. Se comentarán después los diferentes circuitos electrónicos que se han diseñado y construido para mejorar el funcionamiento del implantador original: los correspondientes a la fuente de iones, los circuitos para la medida

de algunas magnitudes por el ordenador, y el programa realizado para controlar por ordenador varias de las funciones del implantador, entre ellas el proceso de implantación. Como demostración del buen funcionamiento de los circuitos y programas desarrollados, se comentarán algunos perfiles de SIMS. Finalmente, se describirán los métodos experimentales utilizados en las implantaciones en InP realizadas para esta tesis doctoral: portamuestras y máscaras utilizadas, método de limpieza de las muestras previo a la implantación, etc.

## 2.2. ANTECEDENTES Y DESCRIPCIÓN DEL SISTEMA

El implantador iónico de la Facultad de Físicas de la Universidad Complutense fué donado por IBM al Departamento de Electricidad y Electrónica de esta Facultad en el año 1987. El implantador fué desarrollado por los técnicos de los laboratorios de Yorktown Heights (NY), con fines esencialmente de investigación en microelectrónica, y operó durante casi 20 años bajo la supervisión del equipo del Dr. J.F. Ziegler. Desde su llegada a este Departamento, aparte de su instalación y montaje, se han realizado diversas mejoras para conseguir su funcionamiento óptimo. Esencialmente, estas mejoras han tratado de resolver el problema de la estabilidad del haz iónico, bastante deficiente en el implantador

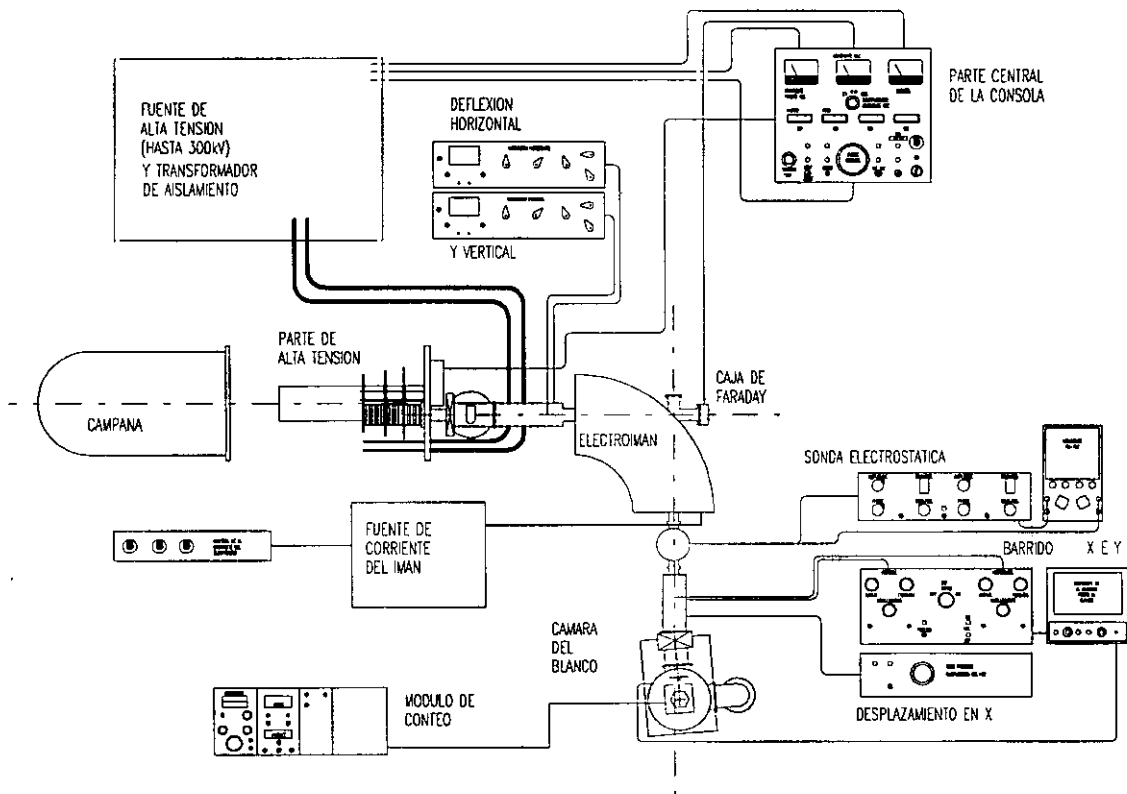


Figura 2.2: Esquema del implantador, con los módulos correspondientes de la consola.

original. En la Figura 2.2 se puede ver un esquema del implantador y los módulos de control correspondientes de la consola en el estado original.

La tensión de aceleración se obtiene de un transformador (Universal Voltronics Corp.) controlado mediante un variac situado en la consola de mandos, con el que variándose la tensión en el primario hasta 110 V, se obtiene en el secundario un máximo de 150.000 V. Tras el transformador hay una etapa de rectificación y filtrado con un doblador de tensión, de modo que la máxima tensión de aceleración disponible es de 300 kV, con una corriente máxima a esa tensión de 5 mA. Para conseguir el aislamiento a 300 kV, el transformador está inmerso en un tanque de aceite de alta tensión (de una capacidad de 3.200 litros) situado en el sótano del edificio de la Facultad de Físicas. Mediante un transformador de aislamiento se obtienen 110 V superpuestos a la tensión de aceleración, que dan potencia (700 W) a los circuitos de la fuente de iones.

La fuente de iones es de tipo Penning y, por su diseño, puede obtener iones partiendo de precursores tanto gaseosos como sólidos. En la zona de alta tensión se encuentran los circuitos que dan potencia a la fuente de iones: tensión para el ánodo y el cátodo (simétricas, de hasta 1.500 V), corriente para el campo magnético (hasta 1.5 A) y tensión de extracción (hasta 15.000 V), así como los circuitos de medida de estas magnitudes y control de presión y campo magnético que se comentarán con detalle en el próximo apartado.

La separación de masas en este implantador está tras la aceleración, de modo que son necesarias potencias muy elevadas para deflectar los iones, así como un electroimán de grandes proporciones, como se comentó en la introducción. Sin embargo, ofrece un amplio margen de trabajo en posibles masas de implantación, habiéndose llegado a hacer implantaciones de  $^{115}\text{In}^+$  a 180 keV sin problemas. El electroimán del implantador (Pacific Electric Motor Co.) deflecta  $90^\circ$  los iones, tiene 61 cm de radio (24 pulgadas), está refrigerado por agua y tiene un peso aproximado de 2 Tm. La fuente del electroimán es una Hewlett-Packard HP6472C, que proporciona un máximo de 180 A a 80 V, lo que crea un campo magnético de hasta 1.5 T en el entrehierro (de 6 cm) del imán. A la salida tiene un diafragma de 8 mm para la selección de la masa.

Se dispone de un sistema de enfoque tras la aceleración, que permite centrar el haz para su entrada en el electroimán, compuesto por 2 fuentes (una para centrar horizontalmente el haz, y otra para hacerlo verticalmente) Power Designs Pacific Inc. HV-1544 de 3 kV, 20 mA cada una. A la salida del electroimán hay una prueba electrostática del haz, un sistema de barrido del haz en horizontal y vertical para homogeneizarlo en toda la superficie del portamuestras mediante un Beam Scanner modelo 100D de Danfísik, con tensión máxima de barrido de 4 kV, y una pantalla metálica conectada a un osciloscopio, por cuya abertura ( $4 \times 4 \text{ cm}^2$ ) pasan los iones, y que se utiliza para verificar el centrado del haz. Para evitar el problema de la implantación de especies neutralizadas tras la separación

de masas, la cámara de implantación está girada un pequeño ángulo respecto a la dirección de entrada del haz, y se utiliza también un campo electrostático de hasta 15.000 V para la desviación final del haz ionizado. Todos estos sistemas se detallan en la Figura 2.3.

La cámara está equipada con un portamuestras rotatorio que permite la carga de hasta 6 obleas de 2.5 pulgadas de diámetro, siendo la superficie implantada de unos  $4 \times 4 \text{ cm}^2$ . El portamuestras queda en el interior de una caja de Faraday para medir correctamente la dosis implantada. Existe por último un obturador neumático que completa la caja de Faraday delante del portamuestras, que el contador de dosis cierra cuando se alcanza la dosis de implantación requerida. La medida de la dosis se hace mediante un Digitalizador de Corriente modelo 439 de Ortec.

El sistema de vacío está compuesto por una difusora (NRC 183 de Varian, con velocidad de bombeo para aire de 1200 l/s) en la parte cercana a la fuente de iones (pues el frecuente uso de gases corrosivos para generar la descarga dañaría cualquier otra bomba) y una turbomolecular Sargent-Welch 3133C (con velocidad de bombeo para nitrógeno de 1.500 l/s) en la cámara de implantación. En el primario de ambas bombas hay rotatorias Welch Duo-Seal, con velocidad de bombeo 425 l/min. El sistema de vacío se completa con 2 trampas de nitrógeno líquido repartidas a lo largo de la línea que recorre el haz de iones y otras 2 más en la cámara de implantación. Los valores típicos de presión en el sistema con las trampas de nitrógeno líquido llenas son de  $10^{-6}$  Torr en la línea y  $5 \times 10^{-7}$  Torr en la cámara. Las válvulas de vacío de todos los sistemas funcionan por aire comprimido. Como medida de protección, que permite dejar los sistemas de vacío en funcionamiento indefinidamente, el sistema de refrigeración por agua está equipado con un sensor de flujo que, ante cualquier caída en éste, es capaz de cerrar las válvulas que comunican el sistema

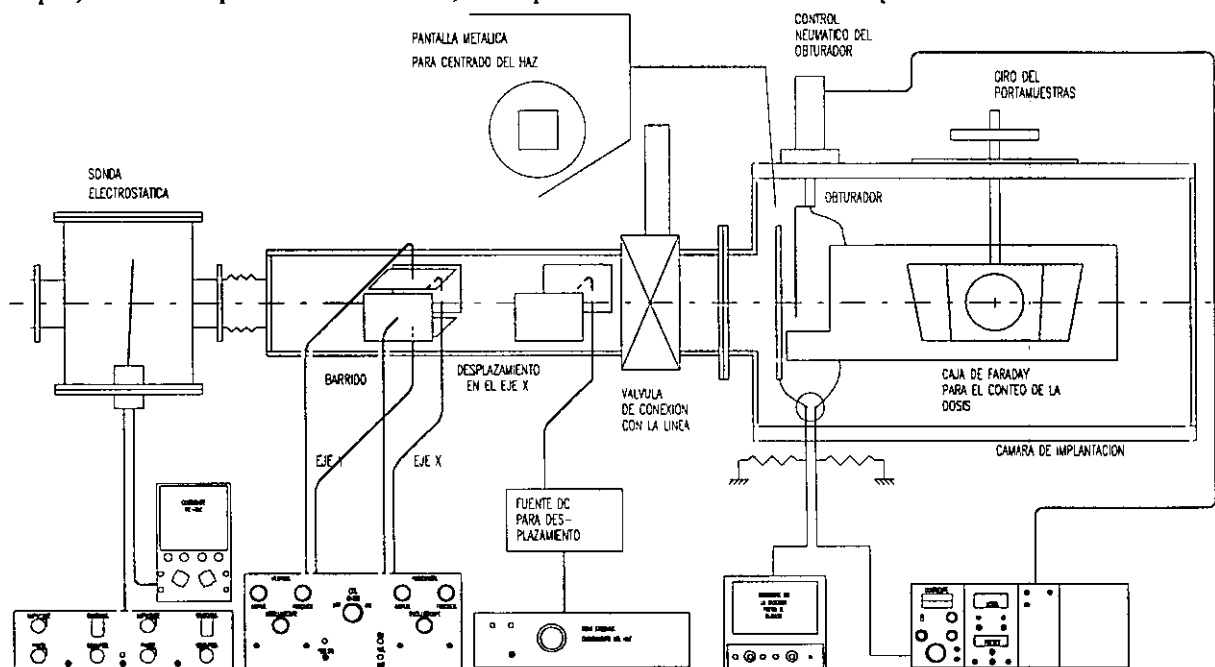


Figura 2.3: Sistemas de desviación y centrado del haz.

con las bombas y apagar éstas dejando las rotatorias en marcha para mantener en vacío el apoyo.

Las Ilustraciones 2.1 y 2.2 muestran diversas vistas del implantador: la primera desde la consola de mandos (con el ordenador de control) y la segunda con el electroimán en primer término.

## 2.3. FUENTE DE IONES Y ZONA DE ALTA TENSION

### 2.3.1 Descripción de la fuente de iones

La fuente de iones es de tipo Penning, en la que los iones se generan mediante campos eléctricos y magnéticos.<sup>4</sup> En este tipo de fuentes se utiliza el llamado efecto Penning, por el que las especies cargadas son aceleradas por el campo eléctrico existente y giran alrededor del eje del campo magnético, lo que aumenta su energía y facilita la ionización del gas. Es un tipo de fuente que genera corrientes bajas pero que posee una gran versatilidad, pues permite obtener haces de iones partiendo no sólo de fuentes gaseosas sino también de fuentes sólidas, en lo que las fuentes con filamento son muy poco eficientes.<sup>2</sup> La obtención de iones partiendo de fuentes sólidas se hace mediante pulverización del material del cátodo utilizando Ar como gas de la descarga para tener un rendimiento de pulverización elevado. De este modo se han obtenido haces de elementos tales como Mg, Fe, Ga, o In, con corrientes entre 1  $\mu\text{A}$  ( $^{24}\text{Mg}^+$ ) y 50 nA ( $^{69}\text{Ga}^+$ ). De fuentes gaseosas se obtienen haces de mayor corriente, pues la ionización de un gas es mucho más efectiva que el proceso de extracción de un cátodo, y en esta fuente se han obtenido de precursores gaseosos He, C (de  $\text{CO}_2$ ), N, O, Si (de  $\text{SiF}_4$ ), P (de  $\text{PF}_3$ ) y Ar, con corrientes típicas en la muestra de varios  $\mu\text{A}$ .

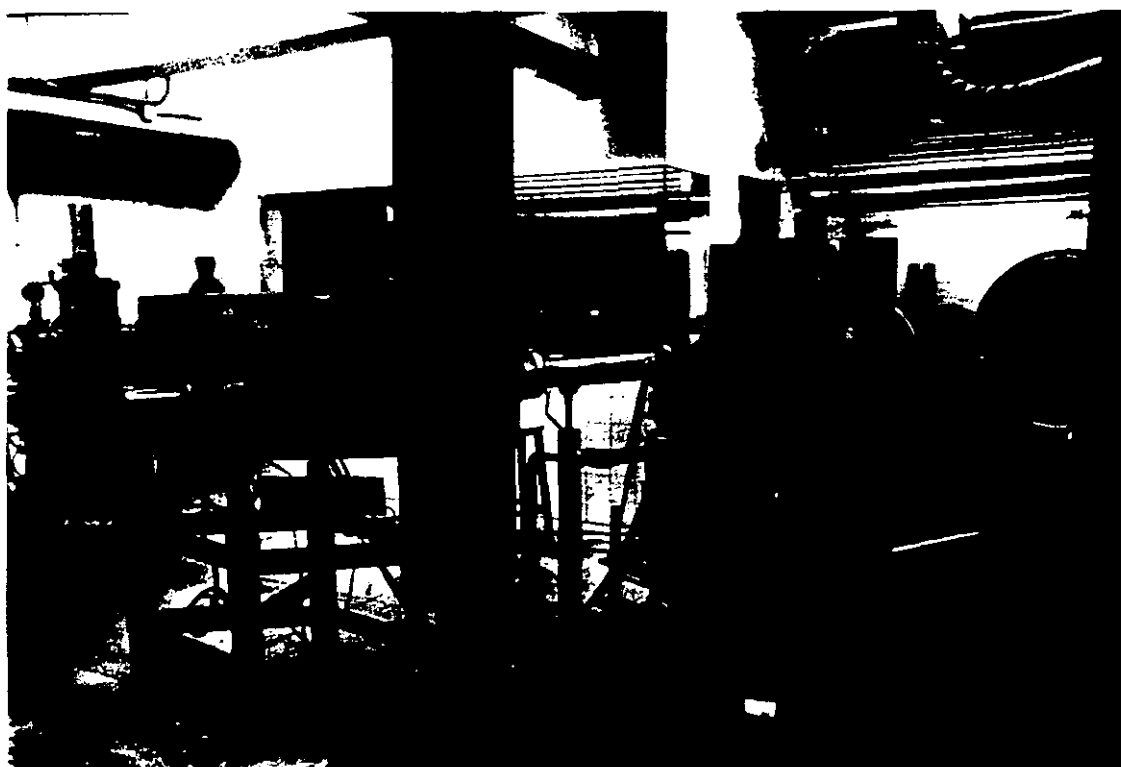
En la Figura 2.4 se muestra un esquema de la fuente de iones con sus sistemas de extracción y enfoque. Los parámetros habituales de funcionamiento de la fuente son los siguientes:

Presión (medida tras la difusora)	1.4 - 2 x 10 <sup>-5</sup> Torr
Presión (Cámara de implantacion)	7 - 8 x 10 <sup>-7</sup> Torr
Tensión de ánodo	350 - 600 V
Corriente de ánodo	40 - 60 mA
Tensión de cátodo	800 - 1000 V
Corriente de cátodo	10 - 20 mA
Tensión de extracción	10 - 14 kV
Corriente de bobina	0.9 - 1 A



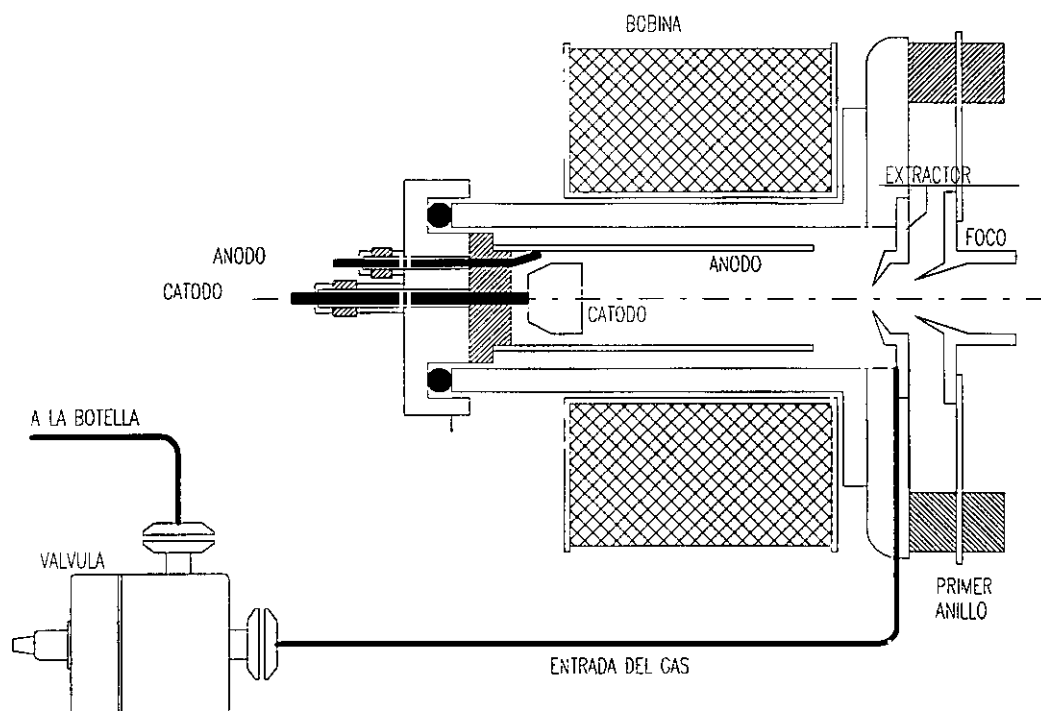


**Ilustración 2.1:** Vista del implantador desde la sala de control, con la consola de mandos y el ordenador en primer término, y la cámara de implantación entre ellos.



**Ilustración 2.2:** Vista del implantador con el electroimán separador de masas en primer término. A la derecha se puede ver la zona de alta tensión





**Figura 2.4:** Esquema de la fuente de iones del implantador, incluyendo la válvula de control de la presión.

Mientras que los de la alta tensión son:

Corriente del haz iónico total	10 - 40 $\mu$ A
Corriente de la fuente de H.V.	0.4 - 1 mA

La construcción inicial del implantador controlaba todas las magnitudes de la fuente de iones mediante transformadores circulares con primarios giratorios que se movían desde fuera de la zona de alta tensión utilizando varillas aislantes, con motores controlados desde la consola. Sin embargo, no había posibilidad de obtener información de la situación de la fuente de iones, lo que es esencial para su control, ya que el plasma de la fuente suele variar sus características con el tiempo. Esto daba lugar a una gran inestabilidad de las implantaciones, ya que ante variaciones en la corriente de iones de la fuente, la tensión de aceleración variaba, y con ella la masa seleccionada para la implantación, siendo habitual que se implantaran masas vecinas a la seleccionada. Así pues, el control de las magnitudes de la fuente de iones era esencial para mejorar la estabilidad del proceso, y obtener por tanto mayor pureza y fiabilidad en las implantaciones.

En este tipo de fuente, las magnitudes más importantes para la estabilidad del plasma son la presión y el campo magnético. Una presión constante es sobre todo crítica para el caso en que se utilicen cátodos con materiales de alta presión de vapor (como con P, o el cátodo de Mg a alta temperatura), una situación en la que un control por flujo se volvería claramente inestable. Igualmente, el campo magnético, al ser el principal responsable de la ionización del gas, es esencial para el control de la corriente de iones de salida. En el diseño que se presenta, la presión de la descarga y la corriente generadora del campo magnético son estabilizados y controlados desde la consola, mientras que las tensiones y corrientes de cátodo, ánodo y foco tan solo se miden, fijándose mediante motores rotatorios accionados desde la consola.

La fuente de iones y sus circuitos asociados se encuentran en la zona que queda a la tensión de aceleración durante una implantación. Esto hace que la medida y el control de las magnitudes de la fuente de iones sea complicado, pues la diferencia de potencial que puede llegar a haber entre estos circuitos y la consola es de centenares de kV lo que, evidentemente, hace imposible el uso de sistemas electrónicos convencionales. Para el paso de información entre la zona de alta tensión y la consola de control, se utilizó un sistema optoacoplado mediante fibras ópticas, convirtiéndose para ello las señales eléctricas en pulsos de frecuencia modulada. Para ello, se diseñaron y construyeron unos circuitos de conversión de tensión a frecuencia ( $V \rightarrow f$ ) y de frecuencia a tensión ( $f \rightarrow V$ ).<sup>5</sup>

### 2.3.2. Sistema de transmisión por fibra óptica

Las fibras ópticas utilizadas fueron HFBR-0501 de Hewlett-Packard, con un LED como emisor a 600 nm y un detector con capacidad de generar señales TTL a la salida.

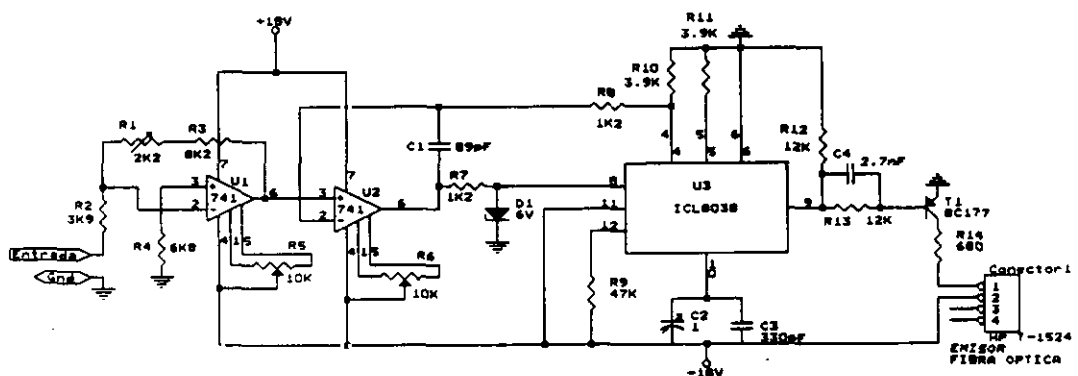


Figura 2.5: Conversor tensión-frecuencia, basado en el ICL8038.

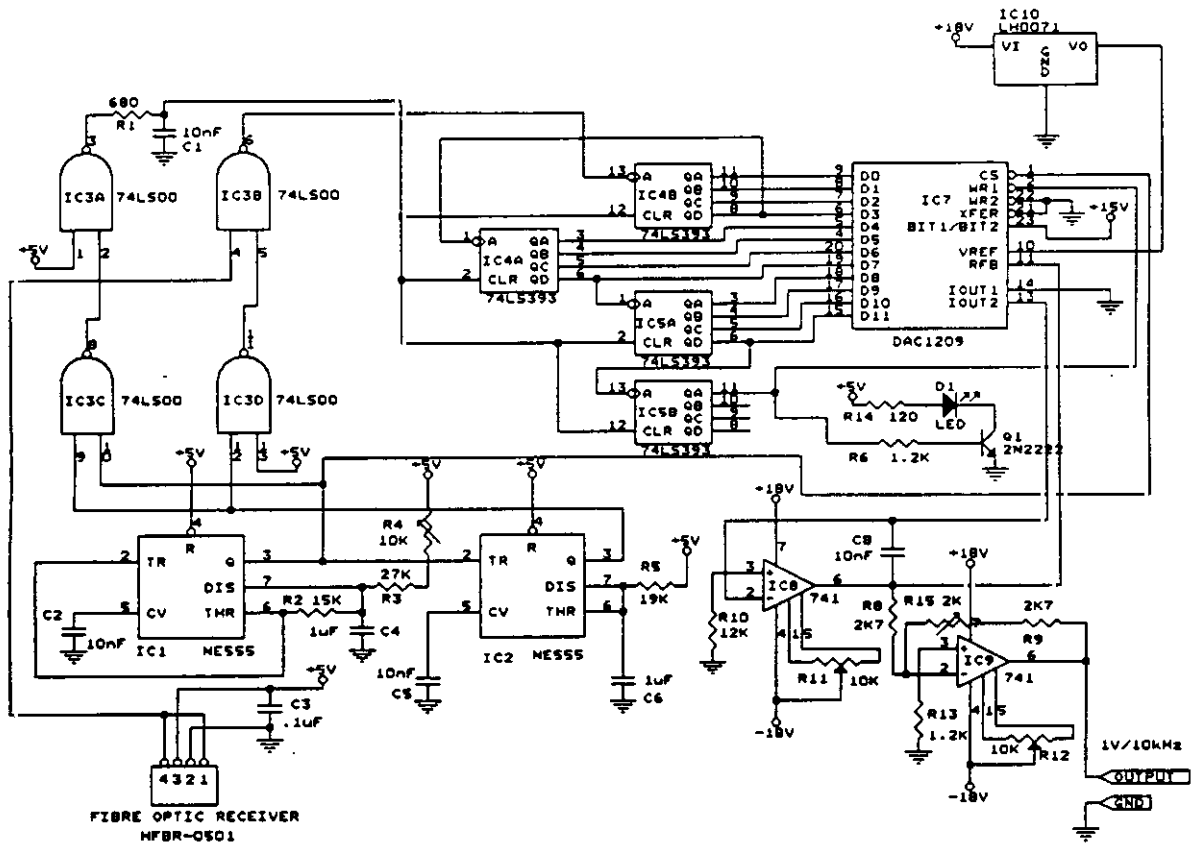
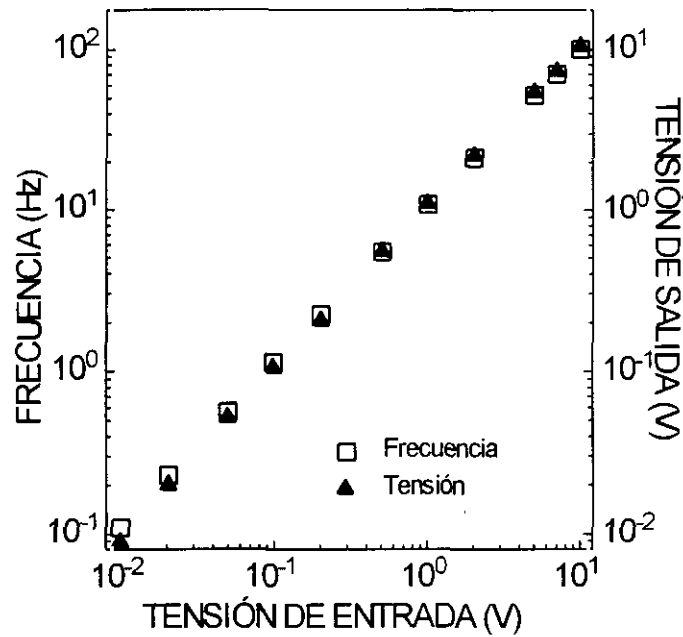


Figura 2.6: Conversor frecuencia-tensión, basado en el conversor Digital-Analógico 1209.

El conversor de tensión a frecuencia ( $V \rightarrow f$ ) se muestra en la Figura 2.5. Utiliza el circuito integrado de Intersil ICL8038,<sup>6</sup> un modulador de frecuencia, y se diseñó para dar una relación de 10 kHz/V, lo que hace que el circuito funcione en su zona lineal para las señales típicas utilizadas, nunca superiores a 12 V. La relación elegida permite, además, realizar la lectura de las señales sin necesidad de decodificarlas, utilizando simplemente frecuencímetros con las escalas adecuadas.

El conversor de frecuencia a tensión ( $f \rightarrow V$ ) se basa en el conversor digital-analógico de 12 bits DAC1209<sup>7</sup> y en los contadores de 8 bits 74LS393, y se muestra en la Figura 2.6. Básicamente, el funcionamiento de este circuito consiste en lo siguiente: la señal de frecuencia variable entra en los contadores (que están en serie) durante 34.2 ms, que es el tiempo necesario para obtener la máxima precisión del conversor (4096 bits) a 120 kHz, la máxima frecuencia de trabajo. Los contadores pasan la señal ya codificada al conversor D/A, que genera la señal analógica. Los 555 se utilizan para generar las señales de reloj necesarias para el funcionamiento del circuito, mientras que los dos integrados 74LS00 (4 puertas NOR) realizan la lógica necesaria para activar y desactivar a los diferentes integrados, así como para permitir el paso de la señal durante el tiempo preciso para la medida.



**Figura 2.7:** Calibración de los circuitos de transmisión por fibra óptica. La tensión de entrada se convierte a frecuencia (1<sup>er</sup> eje y) y luego a tensión (2<sup>o</sup> eje Y).

La calibración de este sistema de transmisión se muestra en la Figura 2.7, en donde puede apreciarse la linealidad del sistema en más de 3 décadas.

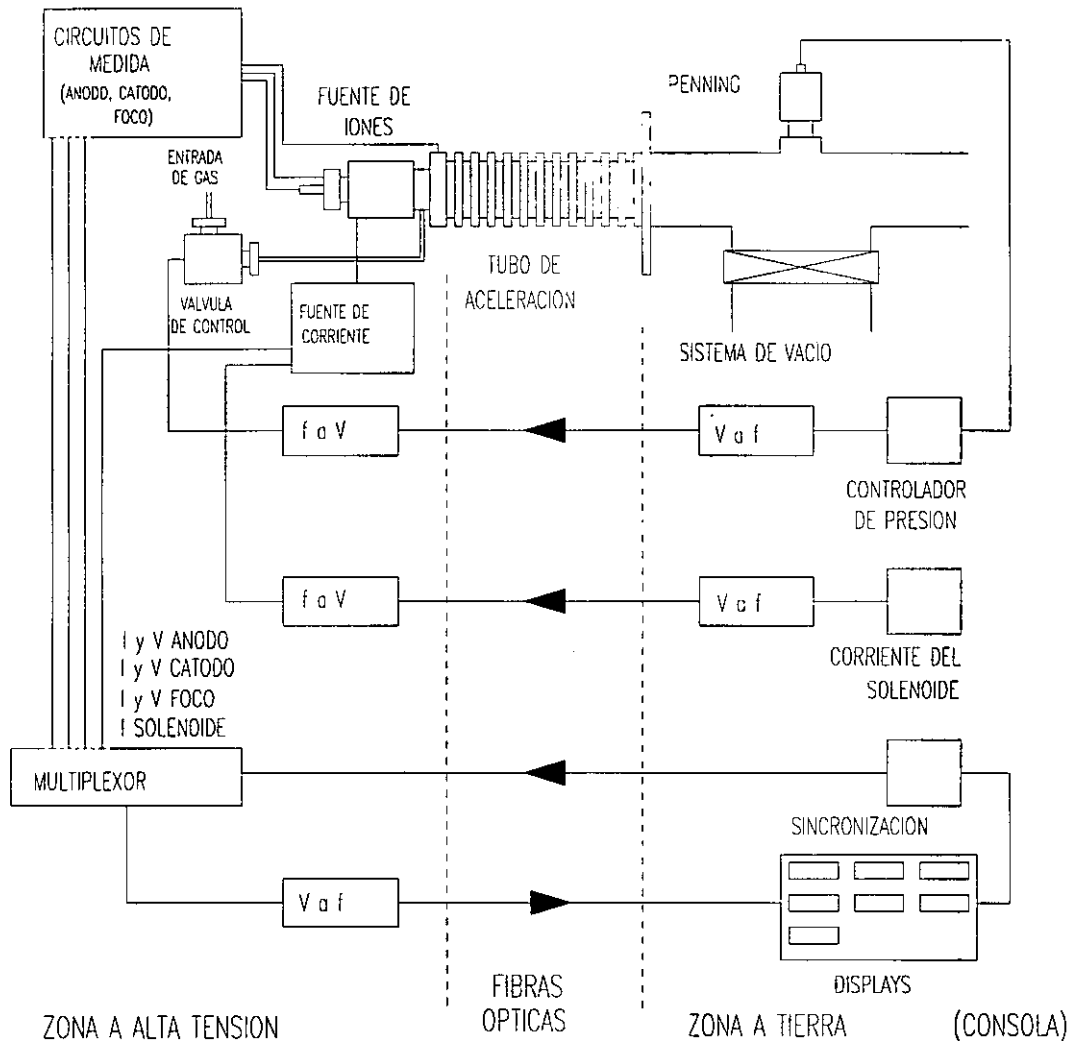
Para utilizar el mínimo número de fibras, la lectura de todas las magnitudes medidas en la zona de alta tensión (tensiones y corrientes de ánodo, cátodo y foco y corriente de la bobina) se mandó a través de una única fibra, utilizando para ello un multiplexor analógico ADG508A.<sup>8</sup> En la Figura 2.8 se presenta un esquema de los circuitos de control y medida de la fuente de iones, con las correspondientes fibras ópticas.

### 2.3.3. Circuitos de la fuente de iones

Las fuentes de tensión de ánodo y cátodo consisten en un transformador en cuya salida se encuentran un condensador y una resistencia en serie (ballast, de 1 k $\Omega$  y 10 W), que genera hasta 1.500 V. El primario de este transformador está conectado con la salida del transformador circular que se controla desde la consola.

La fuente de tensión de extracción es del mismo tipo que la anterior, con un transformador de 20 kV, un condensador (Hipotronics 0.1  $\mu$ F 20 kV) y un diodo para rectificado, y una resistencia en serie de 100 k $\Omega$ . Su tensión máxima de salida es de 15.000 V.

La corriente de la bobina generadora del campo magnético se obtiene de un



**Figura 2.8:** Esquema de los sistemas controlados por fibra óptica.

circuito de corriente controlado por tensión con un amplificador operacional OP-07, y tiene una corriente máxima de 1.5 A. La tensión de control necesaria se envía desde la consola a través de una de las fibras ópticas.

Para la medida de la presión se utiliza un medidor tipo Penning de Balzers (referencia IKR 020) con el módulo TPG-300, situados ambos tras el tubo de aceleración, y por tanto en la zona a tierra. El control de la presión se basa en el controlador FVG040 de Balzers, que utiliza una válvula electromagnética controlada por tensión situada en la salida de la botella de gas en la zona de alta tensión. La señal de control para esta válvula se envía a través de fibra óptica.

### 2.3.4. Zona de alta tensión

Sería interminable enumerar los problemas encontrados hasta conseguir el perfecto

funcionamiento de todos los circuitos de medida y control de esta zona, así como de la propia fuente de iones. Entre ellos, cabría citar problemas con el depósito de capas conductoras en diferentes piezas (aislante entre ánodo y cátodo, la pieza aislante a la salida de la fuente de iones), que daban lugar a cortocircuitos, el ensanchamiento del orificio de salida de la fuente de iones debido a la pulverización producida en sus bordes por los iones acelerados, que hacía muy inestable la descarga en la fuente, etc. Además, el medidor de presión en la zona cercana a la fuente de iones era inicialmente un Bayard-Alpert, que hubo de ser sustituido por un Penning debido a que los gases utilizados (principalmente  $\text{SiF}_4$ ) corroían con facilidad el filamento incandescente.

Por otra parte, la implantación a energías superiores a 80 keV exige la evacuación del aire de la zona de alta tensión y que se utilice una atmósfera de gas inerte como el  $\text{SF}_6$ , ya que a tales tensiones empiezan a generarse descargas entre los anillos del tubo de aceleración. Para esto, hubo que mejorar todo el sellado de la zona de alta tensión e incorporar un sistema de válvulas para el vaciado de esta zona (para lo que se utiliza una rotatoria Sargent-Welch) y su posterior llenado con  $\text{SF}_6$  cuando es necesario implantar con energías superiores a 150 keV, o con una mezcla de  $\text{SF}_6$  y Ar (al 50 %), lo que es suficiente para utilizar tensiones menores.

Con estos arreglos y la puesta a punto del sistema de llenado con  $\text{SF}_6$ , se ha podido trabajar sin problemas hasta 250 keV.

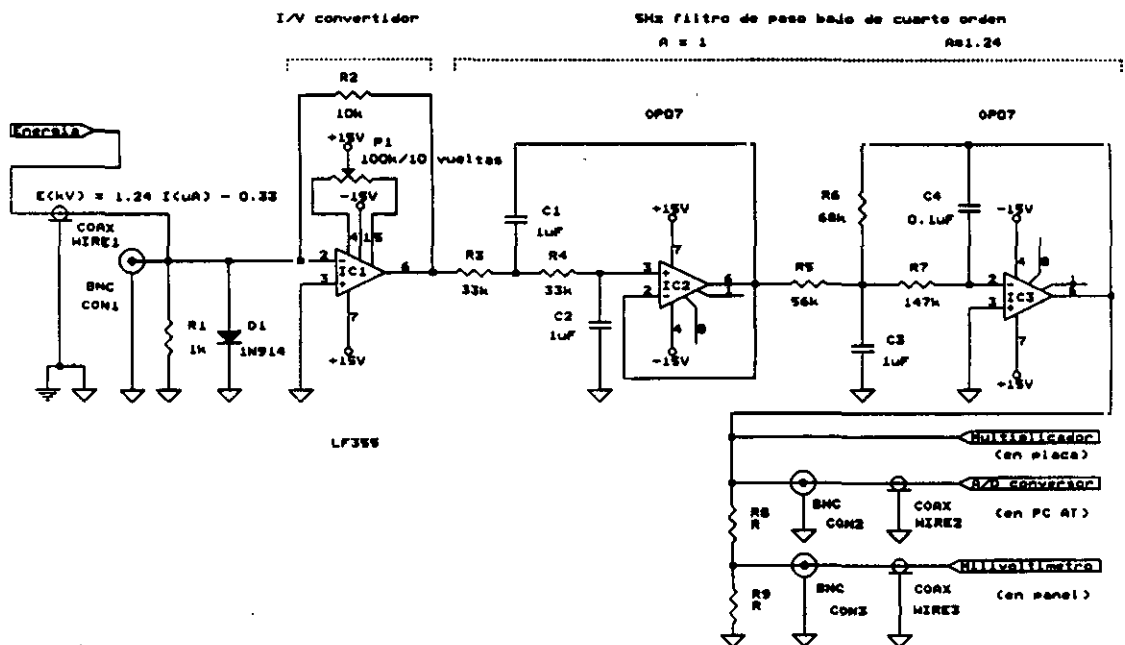


Figura 2.9: Circuito para la medida de la energía de implantación.



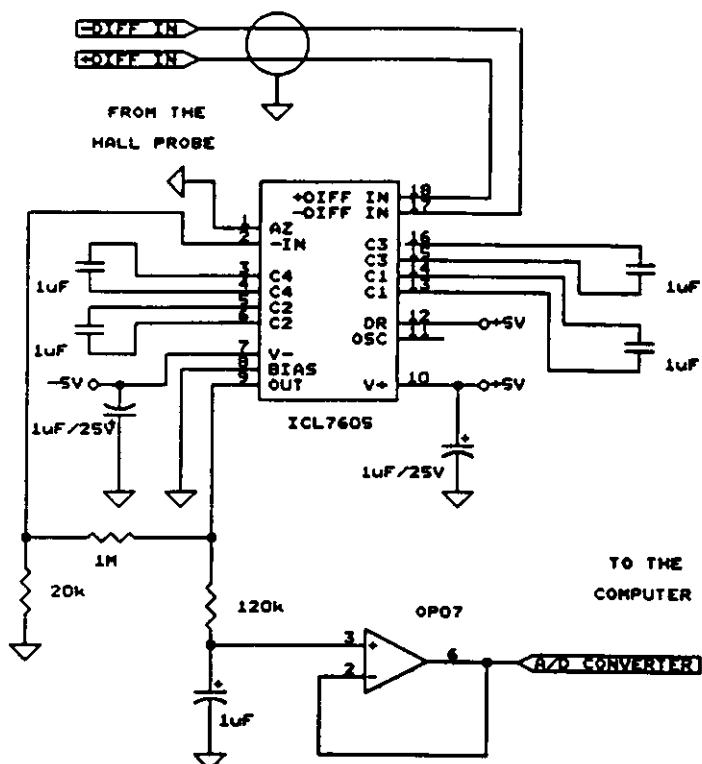


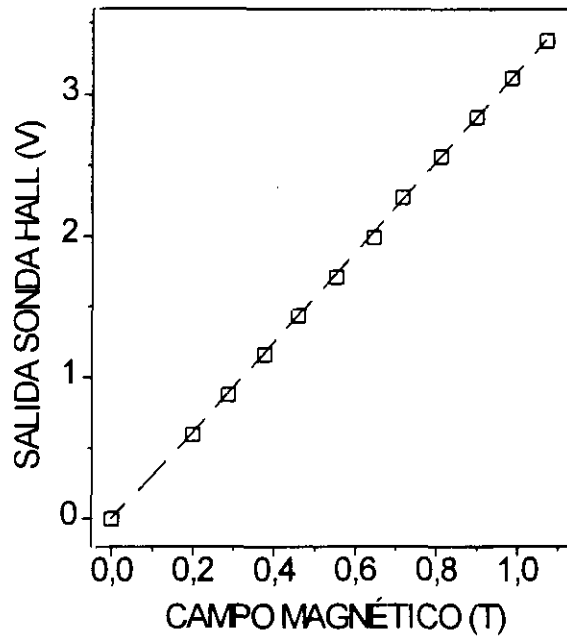
Figura 2.10: Circuito para la medida de la tensión de la sonda Hall (campo magnético).

## 2.4. CIRCUITOS DE MEDIDA

Se diseñaron una serie de nuevos circuitos de medida de las principales magnitudes del implantador con el fin de cambiar los sistemas antiguos (en general poco precisos) y para poder medirlos por ordenador. En concreto, se diseñaron y construyeron circuitos para la medida de la tensión de aceleración, el campo magnético deflector, la masa implantada y la corriente de iones recogida en la muestra.

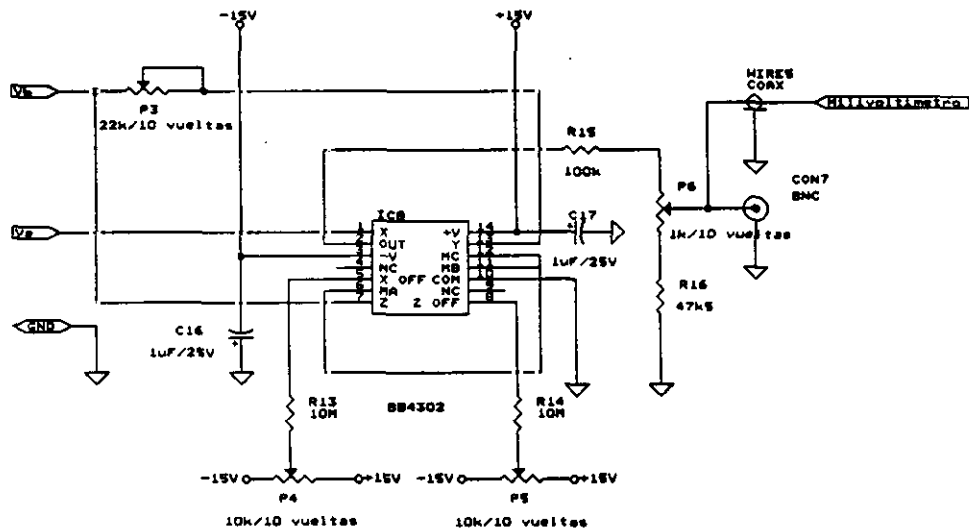
Para la medida de la tensión de aceleración, se utilizó una salida para medida que posee el transformador, que no es mas que una resistencia de gran valor en serie con esa tensión. De este modo, la corriente obtenida por esa salida es proporcional a la tensión de aceleración, correspondiendo  $1.25 \mu\text{A}$  a  $1 \text{ kV}$ . Esta relación se calibró mediante la medida directa de la tensión de aceleración hasta  $60 \text{ kV}$  (utilizando para ello un electrómetro Keithley provisto de una prueba para alta tensión) y de la corriente en la salida para medida del transformador. El circuito para la medida de la tensión de aceleración se presenta en la Figura 2.9, y consta de un amplificador de trans-impedancia y un filtro paso bajo activo de 4º orden, con frecuencia de corte de  $5 \text{ Hz}$ , para evitar el ruido de  $50 \text{ Hz}$ , pues éste era muy apreciable.  $1 \text{ mV}$  de tensión de salida de este circuito corresponde así a  $100 \text{ V}$ .

Para la medida del campo magnético deflector se utilizó una sonda Hall de Si (BH-

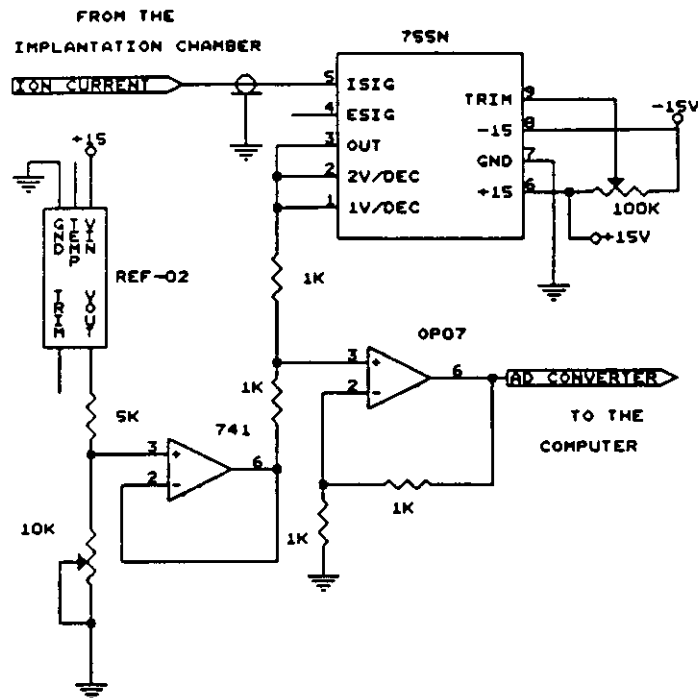


**Figura 2.11:** Calibración del circuito de medida del campo magnético.

701 de F.W. Bell Inc.) con linealidad del 0.1% (a 100 mA). Se construyó para ella una fuente de corriente de precisión y alta estabilidad de 100 mA. La señal diferencial generada por la sonda se amplificó mediante el circuito de la Figura 2.10, basado en un amplificador de instrumentación Intersil ICL7605<sup>9</sup> que aumenta el CMRR, importante para esta medida al ser flotante la señal diferencial.<sup>10</sup> La salida del circuito consiste en un amplificador operacional utilizado como buffer de impedancias. En la Figura 2.11 se presenta la calibración del circuito medidor del campo magnético.



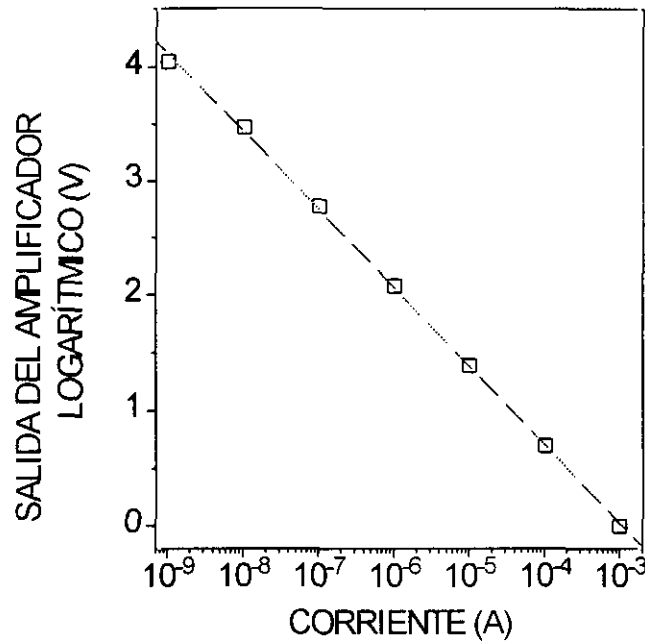
**Figura 2.12:** Circuito analógico para la medida de la masa implantada.



**Figura 2.13:** Esquema del amplificador logarítmico diseñado para la medida de la corriente de iones.

El cálculo analógico de la masa, que se presenta en un display en el panel de control del implantador y sirve así como comparación con el obtenido por ordenador, se obtiene con el circuito de la Figura 2.12, basado en el módulo Burr Brown 4302 que hace el cálculo analógico de la operación  $B \times B/V$ .

Para la medida de la corriente de iones, se utilizó el módulo 755N de Analog Devices,<sup>11</sup> un amplificador logarítmico. La medida logarítmica es esencial para aumentar la sensibilidad de la detección. En efecto, el margen dinámico de corrientes de los haces de iones obtenido en la cámara es muy amplio, desde algunos nA para haces de elementos obtenidos por sputtering del cátodo (como Ga o In) o contaminantes (gases residuales como  $N_2$ , CO,  $H_2O$ , ó  $H_2$ ), hasta decenas de  $\mu A$  para especies obtenidas de por ionización de gases (como Ar o Si), lo que haría que una detección lineal (en un rango de  $\mu A$ ) fuera totalmente incapaz de detectar señales de nA con suficiente sensibilidad. El circuito utilizado se presenta en la Figura 2.13: la salida del amplificador logarítmico se calibró para dar  $2/3$  V por década, utilizándose una referencia de tensión y dos amplificadores operacionales para obtener una tensión de salida entre 0 y 5 V en el margen dinámico de 1 nA a 1 mA. La construcción de este circuito se hizo con especial cuidado en cuanto a apantallamientos y diseño de tierra, para evitar en lo posible errores en el rango de corriente de los nA.<sup>12</sup> El calibrado de este circuito se presenta en la Figura 2.14, donde puede apreciarse su linealidad en un margen dinámico de 5 órdenes de magnitud.



**Figura 2.14:** Calibración del circuito con amplificador logarítmico para la medida de corrientes de iones.

## 2.5. PROGRAMA DE CONTROL

La separación de masas en un implantador se obtiene debido a la fuerza de Lorentz, por la que una partícula con masa  $m$  y carga  $q$  acelerada por un campo eléctrico de valor  $V$  es deflectada con un radio  $r$  al entrar en un campo magnético  $B$  de acuerdo con<sup>13</sup>

$$\frac{m}{q} = \frac{r^2 B^2}{2 V} \quad [2.1]$$

Si bien el control de las magnitudes de la fuente de iones obtenido gracias a los nuevos circuitos optoacoplados con la consola aumentó la estabilidad de la operación del implantador, los problemas de deriva en el valor de la alta tensión (debidos a cambios en la corriente de salida de la fuente de iones) hacían que, durante una implantación, fuera necesaria la presencia de un operador que cambiara el campo magnético para no perder la masa que se estaba implantando. Esta variaba ligeramente debido a esa deriva, aunque lo suficiente como para implantar masas cercanas, de modo que en algunos casos, alguna inestabilidad brusca hacía que la masa de implantación se perdiese y fuera necesario parar la implantación para recuperarla.

Por otra parte, cualquier fuente de iones produce un gran número de especies ionizadas, y mucho más si esta alimentada con un gas molecular. Así, para un gas como  $\text{SiF}_4$ , se pueden encontrar a la salida  $\text{Si}^+$ ,  $\text{F}^+$ ,  $\text{SiF}^+$ ,  $\text{SiF}_2^+$ ,  $\text{SiF}_3^+$ ,  $\text{SiF}_4^+$ , especies doblemente ionizadas como  $\text{SiF}^{++}$ , y esto para cada uno de los isótopos del Si,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{29}\text{Si}$ , y  $^{30}\text{Si}$ .<sup>2</sup>



el factor limitante es la inercia en las variaciones del campo magnético.

Para el control del implantador se utilizaron:

- 3 canales de conversión A/D, para medir energía de implantación, campo magnético, y corriente iónica de la masa seleccionada.
- 1 conversor D/A para controlar la fuente de corriente del electroimán.
- 2 salidas digitales, para controlar el obturador situado frente a la muestra, en la cámara de implantación, y un interruptor que corta la alta tensión.
- 1 entrada digital, para recibir la señal del contador de dosis.

Los circuitos de interface con la tarjeta para la medida de las distintas magnitudes por ordenador son los descritos en el apartado anterior. El control de la tensión de aceleración no se deja al ordenador, pues cualquier paso incontrolado podría tener consecuencias desastrosas para el sistema al tratarse de tensiones tan elevadas como 300 kV. El usuario debe, pues, fijar manualmente la tensión de aceleración del proceso. En la Figura 2.15 se presenta un esquema de la situación de los circuitos de interface y las conexiones utilizadas para el control por ordenador.<sup>15</sup>

La programación se hizo en Turbo Pascal 5.0, resultando en un programa controlado por menús de manejo muy sencillo.<sup>16</sup> El programa permite la medida y visualización por pantalla en tiempo real de todas las magnitudes del implantador, así como el control del campo magnético con el teclado, aunque las utilidades más importantes son el análisis másico del haz y el control de una implantación.

Para el análisis másico del haz, el programa requiere las masas inicial y final del barrido, y la energía a la que se va a hacer. Controlando por tensión la corriente del electroimán deflector (y así, el campo magnético y por tanto la masa que aparece en la cámara de implantación), el ordenador alcanza la masa inferior y luego aumenta la tensión de control con la máxima sensibilidad hasta alcanzar la masa final solicitada. Con los datos de energía y campo magnético leídos en cada instante calcula la masa mediante la ecuación [1], que asocia con la corriente obtenida en cada momento en la cámara de implantación. Los datos obtenidos se muestran gráficamente en pantalla en tiempo real, grábándose al mismo tiempo un fichero en formato ASCII para su posterior análisis.

Para el control de una implantación, el ordenador requiere la masa a controlar y la energía de implantación, y en el medidor de dosis de la consola debe ponerse la dosis de la implantación. El ordenador aumenta el campo magnético de una manera controlada hasta alcanzar la masa solicitada y abre el obturador situado frente a la muestra, con lo que se

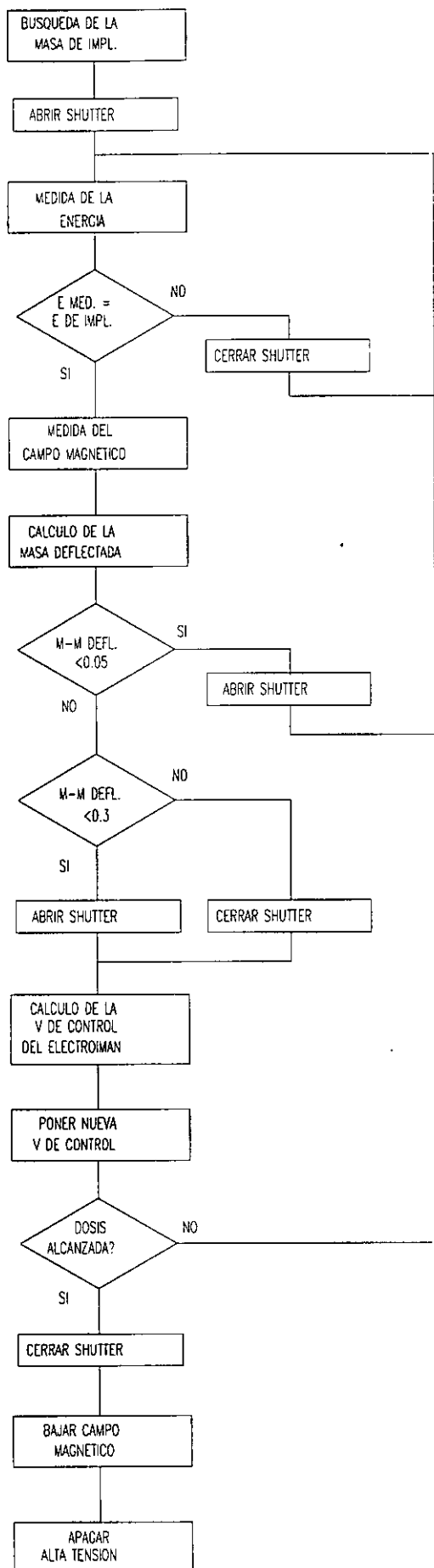


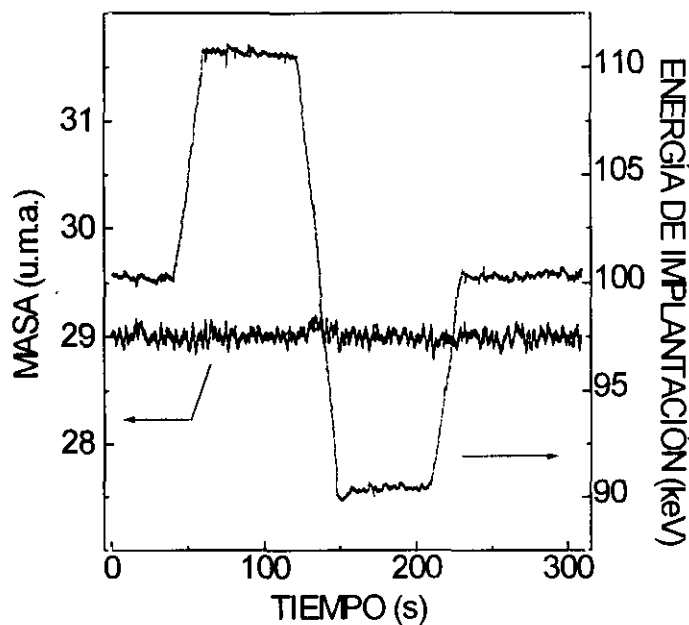
Figura 2.16: Diagrama de flujo del programa de control.

inicia la implantación. Midiendo continuamente todas las magnitudes, el ordenador calcula la masa que está siendo implantada y la compara con la masa solicitada. En caso de que no coincidan (por que haya habido algún pequeño cambio, de hasta el 1 %, en la energía de implantación) se varía la tensión de control de la fuente del electroimán para obtener de nuevo la masa requerida. Se utiliza para ello un algoritmo tipo

$$\Delta B = \frac{B}{2V} \Delta V + k(m - m_{ref}) \quad [2.2]$$

en donde  $\Delta B$  es la variación en el campo magnético para recuperar la masa,  $\Delta V$  es la variación producida en la energía de implantación,  $m$  es la masa que está siendo deflectada y  $m_{ref}$  es la de referencia. El segundo término se añade para evitar errores estacionarios, para lo que el valor de  $k$  se eligió experimentalmente. Si la variación en la energía es mayor que el 1 % o la masa deflectada se aleja de la deseada más de 0.3 u.m.a., el ordenador cierra el obturador situado frente a la muestra hasta que se recuperan las condiciones deseadas. El diagrama de flujo del control de la implantación se muestra en la Figura 2.16. Cuando se alcanza la dosis deseada, el contador de dosis manda una señal al ordenador y este cierra el obturador, corta la alta tensión y baja la corriente del electroimán. En caso de que las condiciones de energía o la masa no se pueden recuperar tras 5 minutos, también se cortan la alta tensión y la corriente del electroimán.

El control por ordenador del proceso de implantación permite, además de la mejora



**Figura 2.17:** Ejemplo del control del programa sobre la masa implantada. Ante variaciones (hechas intencionalmente) de la energía de implantación de 10 keV, la masa varía en menos de 0.2 u.m.a.



en la pureza del proceso, la operación desatendida del implantador, lo que resulta útil en caso de implantaciones con altas dosis o a corrientes bajas, para las que duraciones de muchas horas son habituales. Un ejemplo del control del programa realizado sobre la masa implantada se presenta en la Figura 2.17, en que se muestran las variaciones en la masa debidas a variaciones en la tensión de aceleración (hechas manualmente). Como puede verse, el programa de control es capaz de mantener la masa de implantación requerida dentro de un margen de  $\pm 0.25$  u.m.a. ante cambios de un 10% en la tensión de aceleración.

## 2.6. MEDIDAS DE SIMS

Como comprobación de los nuevos circuitos desarrollados, así como del funcionamiento del programa de control para las implantaciones, en las Figuras 2.18 a 2.22 se muestran los perfiles obtenidos por SIMS para implantaciones de diversas especies ( $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{28}\text{Si}$  y  $^{29}\text{Si}$ ) con diferentes energías y dosis. Estas medidas fueron hechas por el Dr. P.H. Chi del Microanalysis Research Group, en el National Institute of Standards and Technology (Gaithersburg MD, U.S.A.). Para los perfiles de Si, se utilizó un haz de  $\text{Cs}^+$  a 14.5 keV con detección de iones negativos, mientras que para los perfiles de Mg se utilizó un haz de  $\text{O}_2^+$  a 8.0 keV con detección de iones positivos.<sup>17</sup> Para fijar la escala de concentraciones, se utilizó como dato la dosis implantada en una de las muestras de cada especie, de donde se obtuvieron los factores de sensibilidad relativos para esa especie en

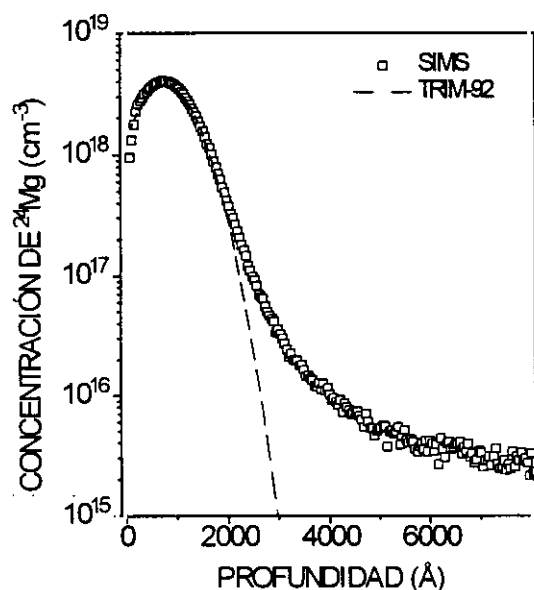


Figura 2.18: Medidas de SIMS para una implantación de Mg a 60 keV con  $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ .

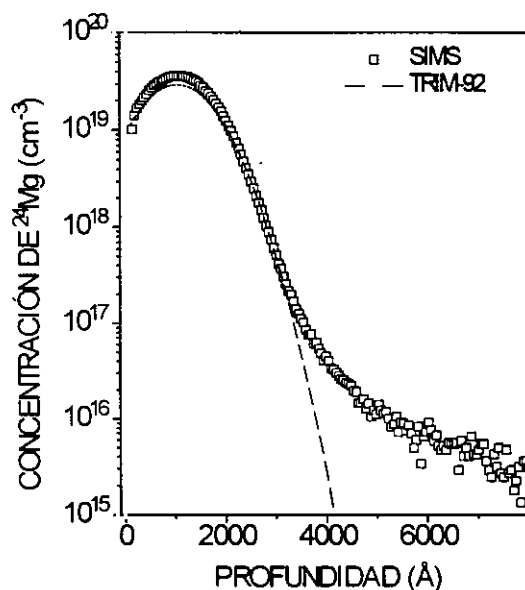
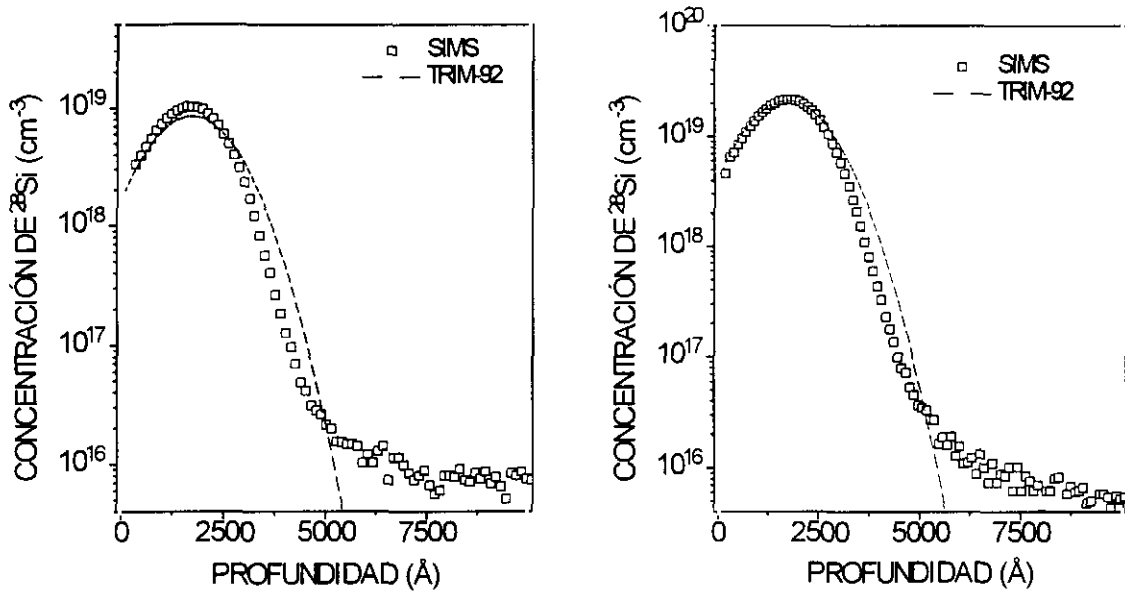


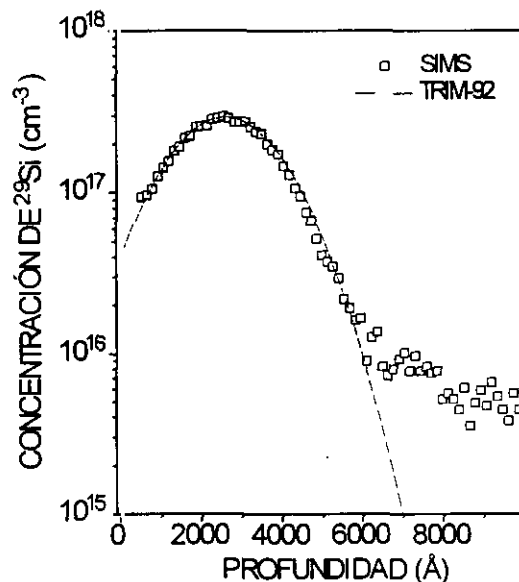
Figura 2.19: Medidas de SIMS para una implantación de Mg a 80 keV con  $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ .



**Figura 2.20:** Medidas de SIMS para una implantación de Si a 150 keV con dosis  $2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ . **Figura 2.21:** Medidas de SIMS para una implantación de Si a 150 keV con dosis  $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ .

InP, con los que se fijaron ya las escalas de las siguientes implantaciones. La escala de profundidad se fijó midiendo el crater final de la medida con un perfilómetro.

En las figuras anteriores, junto a las medidas de SIMS se presentan los correspondientes perfiles teóricos obtenidos mediante la simulación TRIM-92.<sup>18</sup> Como puede verse, la coincidencia entre los perfiles teóricos y los experimentales es casi perfecta



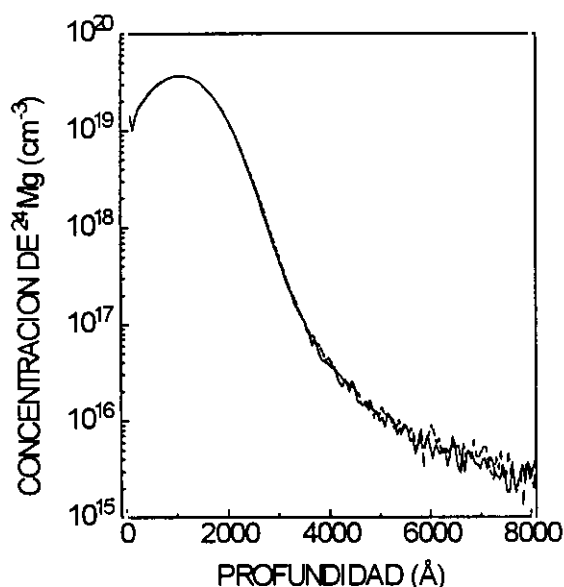
**Figura 2.22:** Medidas de SIMS para una implantación de Si a 225 keV con dosis  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$ , tras un recocido a  $875 \text{ }^\circ\text{C}$  durante 5 s.

Especie	Energía (keV)	$R_p$	$\Delta R_p$	$R_p$	$\Delta R_p$	Error $100(R_p(S)-R_p(T))/R_p(S)$
		(SIMS)	(SIMS)	(TRIM-92)	(TRIM-92)	
$^{24}\text{Mg}$	60	755	560	787	539	4 %
$^{24}\text{Mg}$	80	1065	640	1055	685	1.0 %
$^{28}\text{Si}$	150	1685	840	1717	962	1.9 %
$^{29}\text{Si}$	225	2563	1320	2625	1322	2.4 %

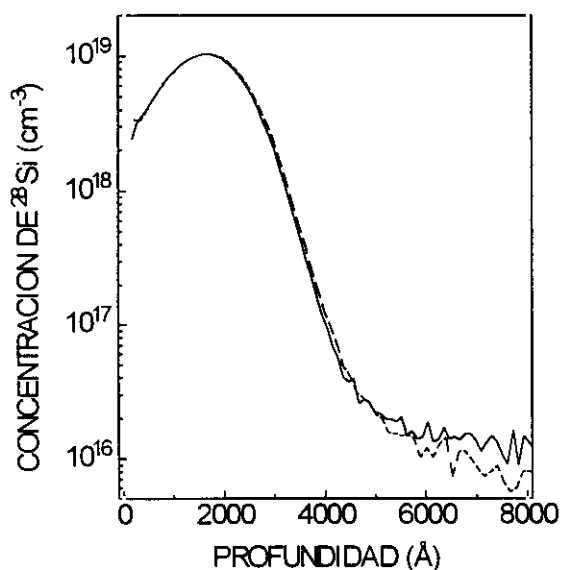
**Tabla 2.1:** Comparación entre los parámetros teóricos de TRIM-92 y los medidos por SIMS para implantaciones de Si y Mg a diferentes energías.

en todos los casos. Los rangos proyectados obtenidos de las medidas anteriores de SIMS y los calculados por TRIM-92 se muestran en la Tabla 2.1, donde se pone de manifiesto el control que se tiene sobre la energía de implantación. El error porcentual resulta ser siempre menor que el 4 % para el rango de energías entre 60 keV y 225 keV, lo que representa una diferencia menor de 2 keV para la implantación a 60 keV y de 5 keV para la implantación a 225 keV. El control sobre la dosis implantada es también muy bueno. Finalmente, hay que destacar que la precisión del sistema de control por ordenador desarrollado para realizar las implantaciones resulta especialmente clara a la vista de la Figura 2.22, en que se muestra una implantación con el isótopo de masa 29 del Si (ver siguiente apartado) de una dosis muy baja, que coincide perfectamente con la predicción teórica del TRIM-92.

La excelente homogeneidad de la implantación a lo largo de una de las muestras se puede comprobar en las Figuras 2.23 y 2.24, donde cada una de las medidas de SIMS



**Figura 2.23:** Medidas de SIMS en dos lugares diferentes de una muestra implantada con una dosis de Mg de  $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  a 80 keV.



**Figura 2.24:** Medidas de SIMS en dos lugares diferentes de una muestra implantada con una dosis de Si de  $2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  a 150 keV.

procede de una zona diferente de la muestra. En ambos casos, es claro que no hay prácticamente diferencias entre las medidas.

## 2.7. PROCEDIMIENTOS UTILIZADOS EN LAS IMPLANTACIONES

Los elementos implantados en este trabajo fueron

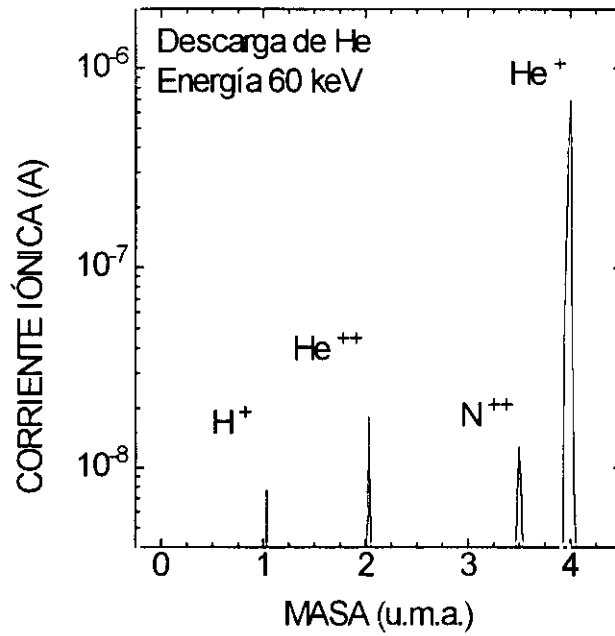
- Si y Ge, para la obtención de capas tipo n
- Mg, para la obtención de capas tipo p
- He y Ti, para la obtención de capas de alta resistividad
- P y Ar, para co-implantaciones

Todas las implantaciones se hicieron en el implantador explicado anteriormente, excepto las de Ge (obtenido de  $\text{GeH}_4$ , que se hicieron en el Naval Research Laboratory, Washington D.C., U.S.A.) y Ti (las implantaciones a MeV se hicieron en el Oak Ridge National Laboratory, TN, U.S.A.). Los precursores utilizados fueron en todos los casos (excepto para la obtención de Mg) gaseosos, siendo los materiales utilizados los siguientes:

- Para Si,  $\text{SiF}_4$ , pureza 99.99 %, especial para implantación, suministrado por Argon S.A.
- Para el Mg, se hicieron cátodos de una barra de Mg (pureza 99.9 %) suministrada por Goodfellow
- Para el He, He de pureza electrónica (99.999 %) de Argon S.A.
- Para el P,  $\text{PF}_3$  para implantación, suministrado por Argon S.A.
- Para el Ar, Ar para implantación (99.9995 %), suministrado por Argon S.A.

Los espectros de masas típicos de los haces iónicos empleados en las implantaciones de cada uno de estos elementos, obtenidos con el programa descrito en el apartado anterior, se muestran en las Figuras 2.25 a 2.28. En el caso de las implantaciones de Si, hay que señalar que para bajas dosis ( $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  y menores) se utilizó el isótopo de masa 29, en lugar del más abundante de masa 28 (ver Figura 2.27), para garantizar que la dosis implantada fuera la correcta. Esto se debe a que en la masa 28 coinciden iones como el  $\text{N}_2^+$  y el  $\text{CO}^+$ , siempre presentes en el gas residual de cualquier sistema de vacío, lo que puede dar lugar a un error apreciable en el caso de bajas dosis.<sup>19</sup> Como la relación de abundancia natural entre los isótopos 29 y 30 se cumple en los espectros medidos (relación  $[\text{Si}^{29}]/[\text{Si}^{30}] = 1.5$ ),<sup>20</sup> utilizando la masa 29 se aseguraba la implantación de la dosis correcta de Si.

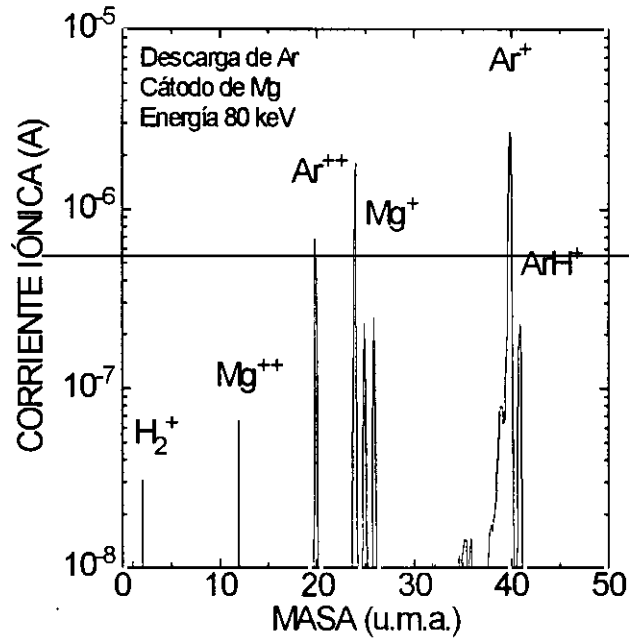
La preparación de las muestras previa a las implantaciones consistía en un ligero comido con una disolución de  $\text{H}_3\text{PO}_4 \cdot \text{H}_2\text{O}_2$  durante 1 minuto para eliminar las imperfecciones en la superficie debidas al corte mecánico de la oblea, enjuagado en agua



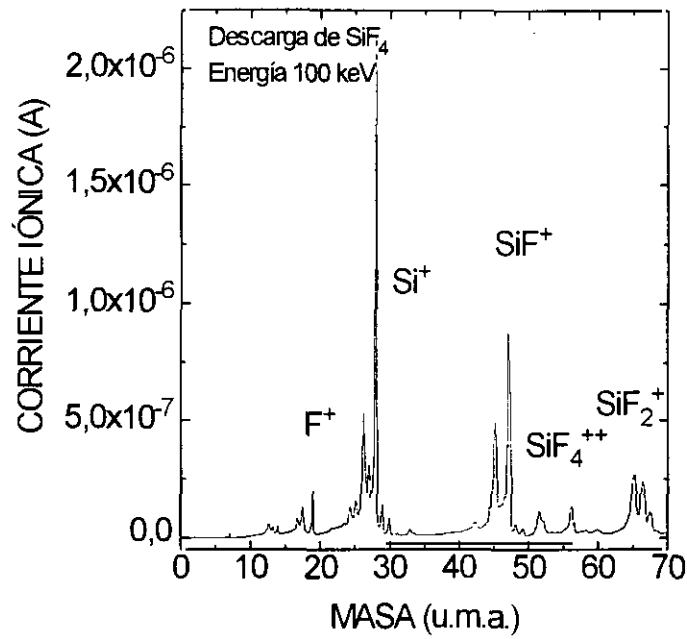
**Figura 2.25:** Espectro de masas del haz iónico del implantador a una energía de 60 keV, para una descarga de He en la fuente de iones.

desionizada y metanol, y secado con Ar, tras lo que inmediatamente se cargaban en la cámara de implantación.

Para realizar las implantaciones, se diseñaron una serie de portamuestras con forma de discos de acero inoxidable de 50 mm de diámetro y 2 mm de grosor en los que se



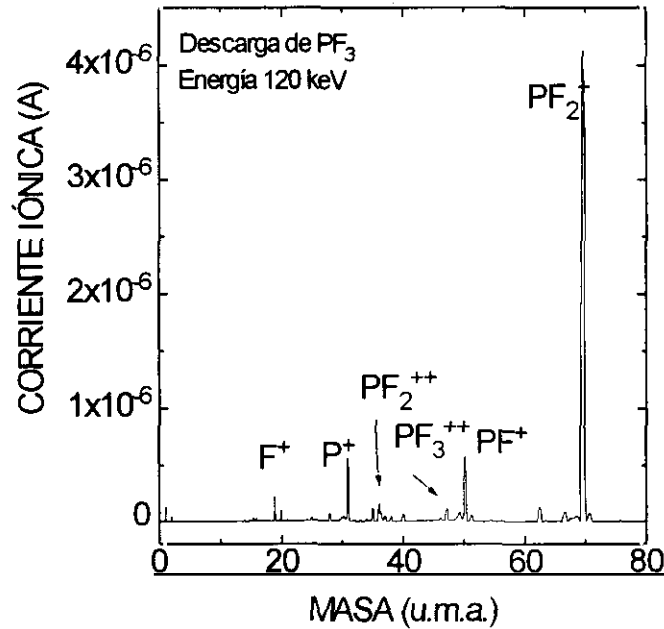
**Figura 2.26:** Espectro de masas del haz iónico del implantador a una energía de 80 keV, para una descarga de Ar en la fuente de iones equipada con cátodo de Mg.



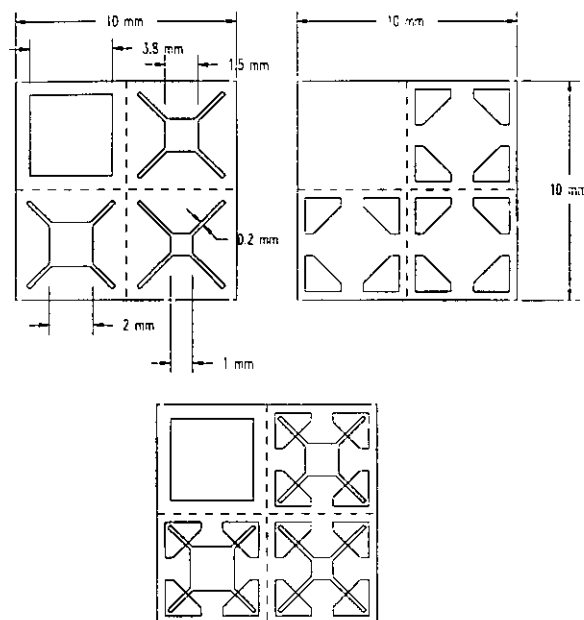
**Figura 2.27:** Espectro de masas del haz iónico del implantador a una energía de 150 keV, para una descarga de  $\text{SiF}_4$ .

hicieron grabados de 0.5 mm de profundidad y  $1 \times 1 \text{ cm}^2$  de área. Las obleas de InP se cortaron en trozos de  $1 \times 1 \text{ cm}^2$  que encajaban en los portamuestras y se cerraban con planchas de acero inoxidable que actuaban como máscaras de implantación.

Las máscaras, de acero inoxidable de 50  $\mu\text{m}$  de grosor, se hicieron mediante



**Figura 2.28:** Espectro de masas del haz iónico del implantador a una energía de 120 keV, para una descarga de  $\text{PF}_3$ .



**Figura 2.29:** Máscaras de implantación utilizadas para las medidas de resistividad y efecto Hall. La superior izquierda es la utilizada para la implantación de la zona activa, mientras que la derecha es la usada para los contactos.

litografía utilizando fotolitos reducidos fotográficamente a partir de los originales obtenidos por impresora laser, utilizando el fotoresist Kodak KTFR, y atacando el acero electrolíticamente con una disolución de HCl.<sup>21</sup>

Los motivos con que se implantaron las muestras fueron diversos, según las aplicaciones de la implantación. Para las medidas de resistividad y efecto Hall por el método de van der Pauw, se diseñaron máscaras con motivos de cruz griega, aceptados como los más precisos para este tipo de medidas,<sup>22</sup> con brazos de 200  $\mu\text{m}$  de anchura. Mientras que una implantación con dosis suficientemente alta puede distinguirse en el material (debido a un cambio en el índice de refracción de la zona dañada tras la implantación), tras el proceso de recocido se pierde toda indicación de la posición de la implantación, de modo que el uso del sistema de portamuestras y máscaras de acero resultaba útil también para la evaporación de contactos, pues las máscaras correspondientes se diseñaron teniendo en cuenta posibles errores de posicionamiento. Cada máscara se diseñó de modo que tuviera 4 motivos para medidas de efecto Hall, o 3 de estos motivos y uno para medidas de SIMS o Raman, con lo que cada trozo de  $1 \times 1 \text{ cm}^2$  resultaba en 4 trozos de  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  con la misma implantación, con los que se podían variar por ejemplo los tratamientos de recocido. En la Figura 2.29 se presenta un dibujo de una máscara con diferentes motivos para medidas de SIMS y efecto Hall, la máscara de contactos correspondiente, y la superposición de ambas. Para medidas de SIMS, Fotoluminiscencia o Raman, se implantaba todo el trozo disponible menos los bordes. Se

diseñaron también juegos de máscaras que encajaban perfectamente para la realización de uniones p-n tanto en profundidad (con un contacto en cada cara de la muestra) como superficiales (con ambos contactos en la misma cara, como es el caso de uniones p-n totalmente implantadas en sustratos semi-aislantes), que se comentarán con más detalle en el Capítulo 7 de esta tesis.

## 2.8. REFERENCIAS

- [1] M.D. Giles, Capítulo 4 de "VLSI technology", S.M. Sze, ed., McGraw-Hill (New York, 1988).
- [2] H. Ryssel e I. Ruge, "Ion implantation", Wiley (Chichester, 1986).
- [3] L. Wegmann "The historical development of Ion Implantation" en "Ion implantation science and technology", J.F. Ziegler, ed. Academic Press (Londres, 1984).
- [4] K.G. Stephens "An introduction to ion sources" en "Ion implantation science and technology", J.F. Ziegler, ed. Academic Press (Londres, 1984).
- [5] J.M. Martin y G. González-Díaz, Nucl. Instr. and Meth. B 88, 331 (1994).
- [6] Intersil, Databook (1981), p. 5-190.
- [7] National Semiconductors, Data acquisition linear devices databook (1989), p. 4-89.
- [8] Analog Devices, Data conversion products databook (1989/90), p. 7-53.
- [9] Intersil, Databook (1981), p. 5-130.
- [10] P. Horowitz y W. Hill, "The art of electronics", Capítulo 2. Cambridge University Press (Cambridge, 1989).
- [11] Analog Devices, Linear products databook (1988), p. 7-11.
- [12] Keithley Instruments Inc. "Low level measurements" (1984).
- [13] H. Glawischnig y K. Noack, "Ion implantation system concepts" en "Ion implantation science and technology", J.F. Ziegler, ed. Academic Press (Londres, 1984).
- [14] "User's Manual" de la tarjeta PC-Lab 718. Advantech Co. (1988).
- [15] J.M. Martin, F. Kadúch y G. González-Díaz, Anales de Física 89, 91 (1992).
- [16] J.M. Martin, "Instrucciones del programa de control del implantador" (1993).
- [17] M. Geva, Capítulo 2 de "InP and related materials: processing, technology, and devices", A. Katz, ed. Artech House (Boston, 1992).
- [18] J.F. Ziegler, J.P. Biersack y U. Littmark, "The stopping and range of ions in solids", Pergamon Press (New York, 1985).
- [19] S. Matteson, Nucl. Instr. and Meth. B 10/11, 510 (1985).
- [20] "Handbook of chemistry and physics", CRC Press (Florida, 1979).
- [21] "Photofabrication methods with Kodak photoresists", Eastman Kodak Co. (1979).
- [22] F. Hyuga, J. Appl. Phys. 66, 1940 (1989).



## **CAPÍTULO 3**

# ***SISTEMAS EXPERIMENTALES Y DE CARACTERIZACIÓN***



### 3.1. INTRODUCCION

En este capítulo se explicarán las tecnologías asociadas a la de implantación (recocido y obtención de contactos) que se han utilizado, así como los sistemas de caracterización empleados.

El proceso de implantación iónica es muy destructivo para un semiconductor. Los impactos que producen los iones acelerados llevan, para los rangos de energías comúnmente utilizados en aplicaciones electrónicas, una energía suficiente para desplazar átomos de la red cristalina del material que constituye el blanco, que en el caso del InP es del orden de 7 eV.<sup>1</sup> Estos átomos a su vez, y dependiendo de la energía cedida por el ión incidente, pueden colisionar con otros de la red, y así sucesivamente, dando lugar a defectos en la red a lo largo del camino seguido por los iones que pueden ser vacantes, intersticiales, u otros defectos más complejos, llegándose a producir la amorfización del material si la dosis (o cantidad de iones implantados por unidad de área) es lo suficientemente alta como para que los defectos producidos hagan colapsar la estructura cristalina. Como se demostrará en el Capítulo 4 de esta tesis, la dosis de amorfización para implantaciones de Si en InP a 150 keV es de  $10^{14}$  cm<sup>-2</sup>, lo que representa una densidad de energía aproximada de  $3.75 \times 10^{20}$  keVcm<sup>-3</sup> (pues la zona amorfizada es de unos 4000 Å), y deja la energía de amorfización por molécula en el rango de 10 eV, mientras que en el caso del Si este valor es mayor.<sup>2</sup>

Para restaurar la cristalinidad, lo que es imprescindible para el uso del material implantado en aplicaciones electrónicas, se utiliza un proceso de recocido (annealing) que consiste en someter al material implantado a un calentamiento a temperaturas lo suficientemente altas como para que los átomos desplazados tengan energía para regresar a sus posiciones en la red, al tiempo que se incorporan a ésta los átomos implantados. Este proceso se puede llevar a cabo en horno convencional, pero los problemas específicos del InP (y, en general, de casi todos los compuestos III-V), comentados en el capítulo de introducción, hacen necesaria una tecnología algo más complicada para realizar este proceso: la denominada Rapid Thermal Annealing (RTA), que se explicará en el primer apartado de este capítulo.

La obtención de contactos óhmicos de calidad en compuestos III-V es una cuestión aún abierta, principalmente para capas tipo p. Se han utilizado, y están actualmente en fase de investigación, contactos basados en Au, W, y Ni ó Pt. Los materiales, métodos y el sistema utilizados para la obtención de contactos óhmicos en el presente trabajo serán el objeto del segundo apartado.

Se pueden considerar a las medidas de resistividad y efecto Hall como las más directas para caracterizar una implantación, por su sencillez y la información que proporcio-

nan. De estas medidas se obtiene de manera inmediata la concentración de hoja de portadores, con la que se puede calcular la activación de la implantación tras el recocido, definida como el porcentaje de dopantes eléctricamente activos (es decir, incorporados a la red cristalina) frente al total de los implantados. De estas medidas se obtiene también la movilidad media de los portadores, que da idea de la calidad cristalina del material tras el recocido. Combinando las medidas de resistividad y efecto Hall con sucesivos comidos del material, se puede obtener información del perfil en profundidad de los dopantes implantados, lo que constituye la llamada técnica de efecto Hall diferencial. La explicación de estas técnicas, así como el montaje experimental utilizado, se incluyen en el tercer apartado del capítulo.

Junto a las medidas eléctricas, las medidas ópticas con técnicas como la fotoluminiscencia y la espectroscopía Raman son muy importantes para la caracterización de capas implantadas, ya que ofrecen una información complementaria a la de las medidas eléctricas, esencialmente sobre la calidad cristalina de las muestras, la calidad de la superficie, y los posibles niveles profundos creados por los procesos tecnológicos. Estas técnicas se describen en el cuarto apartado de este capítulo.

Finalmente, como el objetivo de este trabajo es conseguir capas implantadas con aplicaciones en dispositivos, es muy importante caracterizar las implantaciones desde este punto de vista. Las uniones Schottky y p-n son los dispositivos más sencillos que se pueden hacer en materiales semiconductores, pero de los que más información proporcionan. Las características en continua informan sobre los procesos de conducción y prueban la bondad de todas las tecnologías utilizadas de una manera muy exigente, desde la recuperación de la cristalinidad del material implantado (la presencia de defectos generaría una alta conducción por efectos tunel), hasta la calidad de los contactos óhmicos utilizados. La caracterización en alterna (medidas C-V, espectroscopía de admitancias y DLTS) completa la información proporcionada por la de continua, al ser capaz de detectar los posibles niveles profundos que afectan el comportamiento eléctrico de la unión. Estas técnicas se comentarán en el último apartado del presente capítulo.

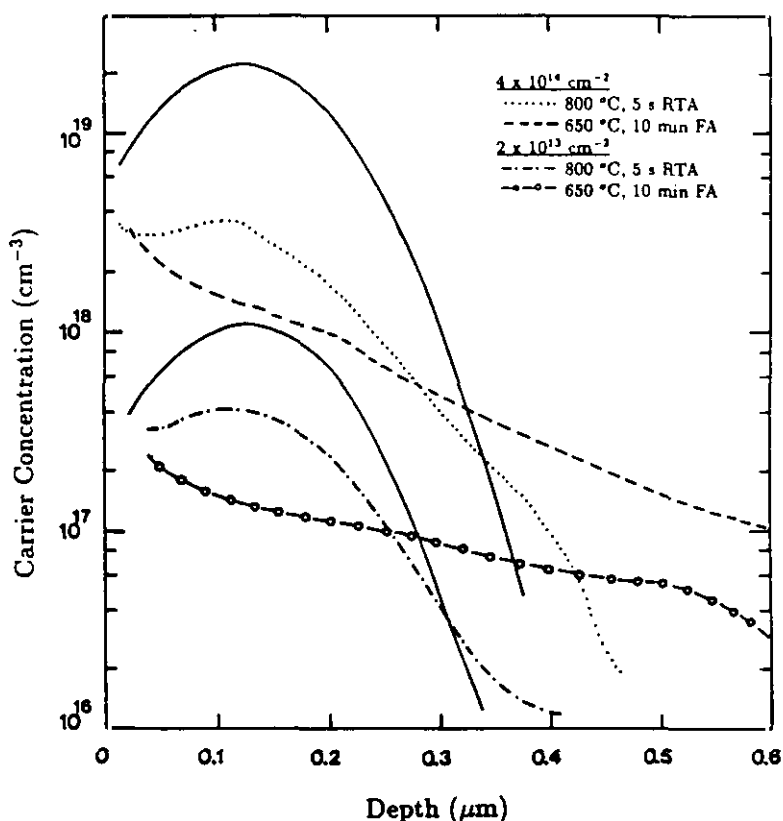
## **3.2 RECOCIDO TERMICO RAPIDO (RTA)**

### **3.2.1. Descripción de la técnica**

La tecnología de Rapid Thermal Annealing (recocido térmico rápido, RTA en adelante), comenzó a utilizarse para los recocidos de implantaciones en semiconductores compuestos III-V debido a que un recocido convencional a altas temperaturas (750°C durante 20 a 30 minutos) degradaba el material y ensanchaba los perfiles implantados debido

a la difusión. Puede considerarse que el nacimiento de la técnica de recocido rápido surge con los recocidos por laser, a primeros de los 70, aunque el sistema de lámparas halógenas, el más extendido actualmente, se comenzó a utilizar (precisamente para recocidos de implantaciones en GaAs) a finales de los 70.<sup>3</sup> La idea de calentamientos rápidos ha evolucionado actualmente a los sistemas de RTP (Rapid Thermal Processing), con aplicaciones como la formación de siliciuros,<sup>4</sup> oxidación y nitrificación de Si,<sup>5,6</sup> formación de uniones p-n muy superficiales en Si,<sup>7</sup> y otras muchas.<sup>8</sup>

En su aplicación a la activación de implantaciones, la técnica de RTA consiste en hacer el recocido a temperaturas superiores a las utilizadas en hornos convencionales durante tiempos muy cortos, típicamente menores de 30 s. Con esto se consigue una alta activación de los dopantes implantados y una buena recristalización del material (por la alta temperatura utilizada), al tiempo que se evita la degradación del material y la difusión (por los cortos tiempos empleados).<sup>9,10</sup> Este efecto se puede ver en la Figura 3.1, que muestra la comparación de recocidos por horno convencional y RTA para implantaciones de Be en InGaAs,<sup>11</sup> donde se aprecia claramente la menor difusión del Be implantado al utilizar esta técnica. Aparte de la creación de uniones muy superficiales,<sup>12</sup> el uso de RTA ofrece la posibilidad de aplicar tratamientos térmicos a estructuras con multicapas (InGaAs/InP, AlGaAs/GaAs, SiGe, etc.) en que la interdifusión entre los materiales al utilizar hornos



**Figura 3.1:** Perfiles de portadores (junto a un perfil teórico) de implantaciones de Be a 50 keV en InGaAs con  $2 \times 10^{13}$  ó  $4 \times 10^{14}$   $\text{cm}^{-2}$ , tras recocidos por horno convencional (650 °C / 10 min.) ó RTA (800 °C / 5 s).

convencionales durante tiempos largos puede ser decisiva.<sup>13</sup>

Los sistemas de RTA actuales utilizan lámparas halógenas para el calentamiento de las muestras.<sup>14</sup> Las cámaras de proceso son de tamaños relativamente pequeños y se utilizan gases inertes ( $N_2$ , Ar), reductores (forming gas) o, en algunos casos, gases como  $PH_3$  o  $AsH_3$  para crear sobrepresión del elemento volátil en recocidos de compuestos III-V.

### 3.2.2. Sistema y métodos utilizados

El sistema utilizado es un RTP-600 de MPT Corp., que dispone de 21 lámparas halógenas de 1.2 kW de potencia cada una, de modo que la potencia máxima que tiene que controlar el sistema, y que se aplica cuando se necesitan rampas de  $65^\circ C/s$  (con susceptor) es de 25 kW. La cámara es de cuarzo, de dimensiones interiores  $18.5 \times 23.5 \times 2 \text{ cm}^3$ , refrigerada por agua y aire comprimido. Durante el proceso se utiliza un flujo de Ar de gran pureza para crear una atmósfera no oxidante. En la Figura 3.2 se muestra un esquema del sistema de recocido utilizado.

Para el recocido de semiconductores III-V, este sistema está equipado con un susceptor térmico.<sup>15</sup> Este susceptor es un disco de grafito de 4 pulgadas de diámetro y 2 mm de grosor recubierto de una capa delgada de SiC para darle rigidez, con un grabado de 1 mm de profundidad y  $5 \times 5 \text{ cm}^2$  en el que se colocan las muestras, y una tapa del mismo material. La medida de la temperatura se obtiene mediante un termopar tipo K que entra casi hasta el centro del susceptor por un agujero de 0.5 mm de diámetro excavado en un lado de éste. El susceptor se mantiene perfectamente centrado en la cámara de recocido,

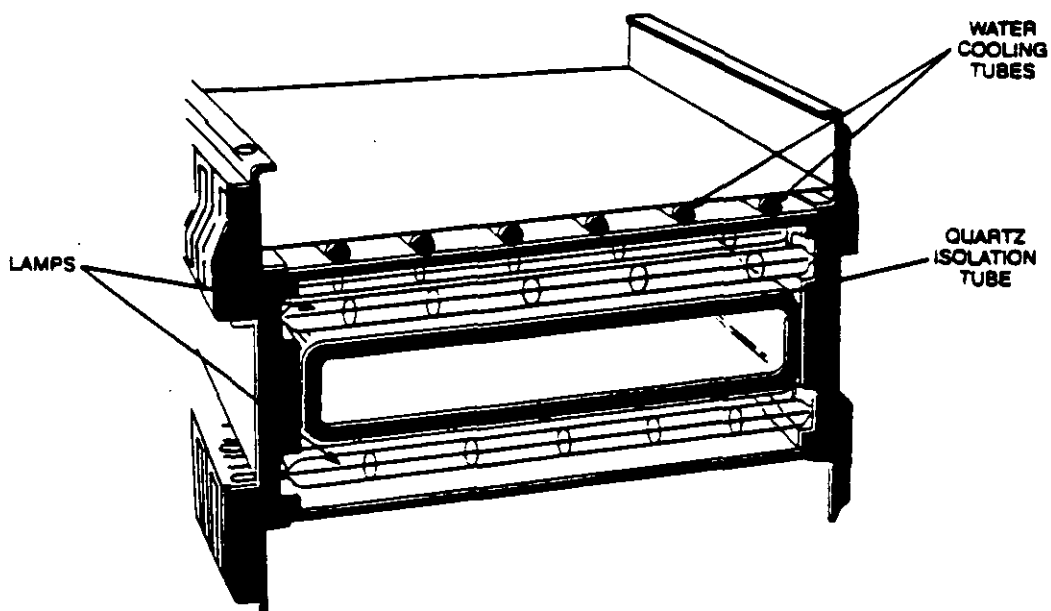


Figura 3.2: Esquema del sistema de RTA utilizado (del "RTP-600 Operations Manual")

paralelo a las lámparas, por medio de unos pequeños brazos de cuarzo, de modo que recoge toda la potencia luminosa de una manera homogénea, mientras que su gran masa térmica que las muestras en su interior están a una temperatura prácticamente igual a la medida en el termopar. El uso de susceptores ofrece una ventaja adicional para el recocido de semiconductores III-V: si antes de hacerse un recocido se hace un proceso sacrificando una muestra del semiconductor, se consigue que las paredes del interior del susceptor se llenen del elemento volátil (P en el caso del InP).<sup>16</sup> Así, en el proceso con las muestras de interés, en el interior del susceptor se crea una sobrepresión del elemento volátil que evita que éste escape de las muestras que se están recociendo en ese momento, con lo que la calidad de la superficie de las muestras es prácticamente perfecta. En este trabajo, se ha utilizado este método, poniendo las muestras boca abajo sobre un trozo de oblea de Si. Esto hace que la unión íntima entre las superficies de Si e InP evite casi por completo la salida de P del InP.<sup>17</sup> Este método de recocido evita el uso de encapsulante, lo que ahorra someter al material al paso tecnológico de depositar la correspondiente capa de  $\text{SiN}_x$  ó  $\text{SiO}_x$ , o el uso de sobrepresión de P o As, muy peligroso debido a la extrema toxicidad de los gases ( $\text{PH}_3$ ,  $\text{AsH}_3$ ) que han de emplearse.

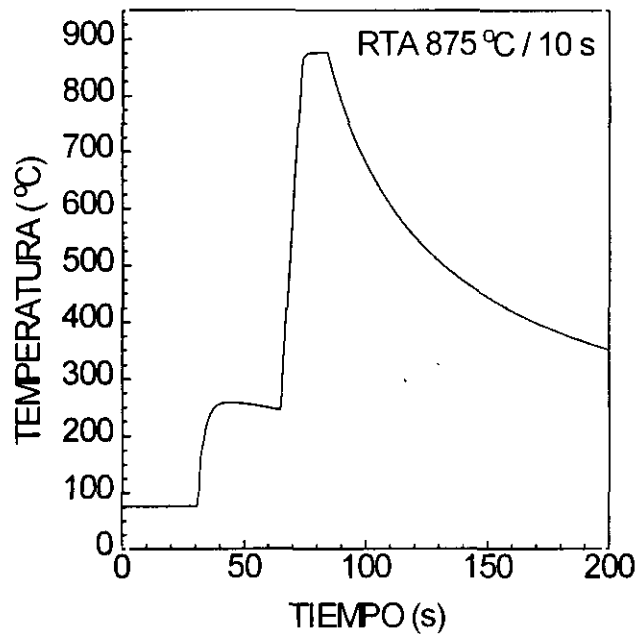
La Ilustración 3.1 muestra una vista del sistema de RTA con la bandeja de cuarzo y el susceptor de grafito en primer término.

Desde el punto de vista de la utilización del material implantado en la fabricación de dispositivos, el hecho de que la calidad de la superficie sea buena es esencial, ya que normalmente van a ser necesarios pasos tecnológicos posteriores al de recocido (definición de contactos, pasivado, etc.) con el uso de técnicas fotolitográficas, que precisan de una superficie lo más perfecta posible.

Los ciclos de recocido utilizados fueron de 850 °C durante 10 s y 875°C durante 5, 10 ó 20 s. Las pruebas realizadas a temperaturas inferiores resultaron en recristalizaciones incompletas (como se demostrará más adelante con medidas de fotoluminiscencia), mientras que las realizadas a 900 °C resultaron en cierta degradación superficial.

El método empleado para los recocidos fué el siguiente:

- 1) Un primer paso de 5 minutos con el máximo flujo de Ar ( $50 \text{ cm}^3/\text{min}$ ), para evacuar todo el oxígeno de la cámara de recocido.
- 2) Calentamiento previo a 250 °C, para pre-calentar las lámparas y disminuir el choque térmico para el material. Se hace disminuir el flujo de Ar al mínimo.
- 3) Rampa con la máxima potencia de las lámparas hasta alcanzar la temperatura programada de recocido, 850 u 875 °C. El tiempo de subida desde 250 °C a 875 °C es de unos 10 s.
- 4) Al terminar el tiempo de recocido programado, se quita la potencia de las lámparas y se aumenta el flujo de Ar al máximo, para enfriar el susceptor a



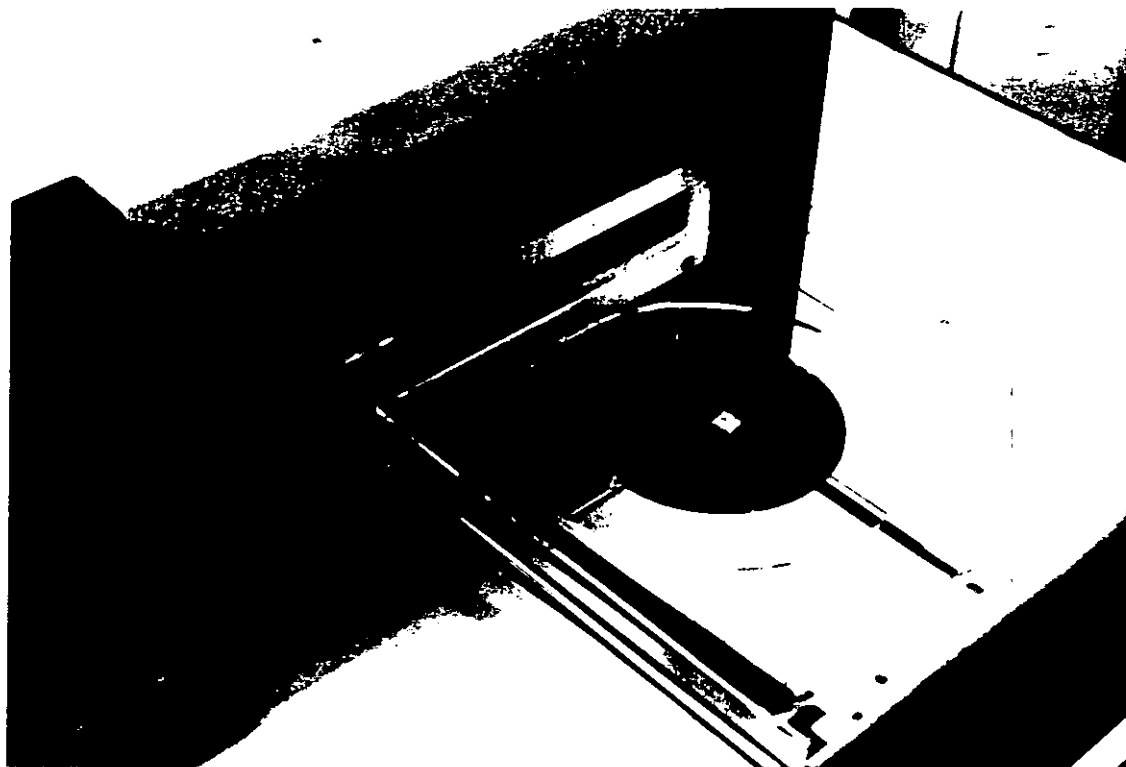
**Figura 3.3:** Evolución temporal de la temperatura del susceptor en un ciclo de recocido de 875 °C durante 10 s.

la máxima velocidad.

Un ejemplo de los esquemas de recocido utilizados se muestra en la Figura 3.3 para un ciclo de recocido a 875 °C durante 10 s, en donde se puede apreciar el perfecto control sobre la temperatura y el tiempo programados de este sistema. La rampa utilizada es la máxima permitida por el aparato (que al utilizar un susceptor es de 65°C/s), y el relativamente lento enfriamiento se debe a la gran masa térmica del susceptor.

La calidad de la superficie de las muestras para todos los ciclos empleados fue prácticamente perfecta, resultando con aspecto especular y no presentando ninguna estriación ni "puntos" de In. Esto contrasta con pruebas hechas en otros sistemas y con otros métodos: en la Ilustración 3.2 se presenta la micrografía de una muestra de InP implantado con Si tras un recocido a 800 °C durante 10 s. El recocido se hizo en un sistema Jipelec, con encapsulante ( $\text{SiN}_x$  depositado a 150 °C por photo-CVD) y la muestra sobre una oblea de Si, sin susceptor. Como muestra la micrografía, tras el recocido aparecieron estrías en el material debido al escape de P de la superficie. Por el contrario, en la Ilustración 3.3 se puede ver la esquina de una muestra de InP recocido a 875 °C durante 10 s (se ve también una parte del contacto de AuGe/Au), donde se puede apreciar la excelente calidad superficial del material recocido en el interior del susceptor de grafito.

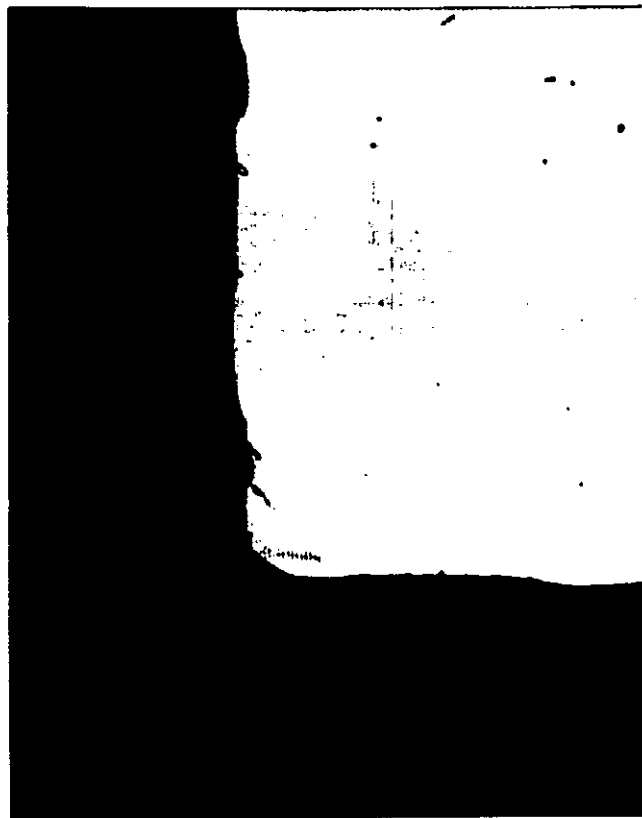




**Ilustración 3.1:** Fotografía del sistema de RTA, con el susceptor de grafito en primer término



**Ilustración 3.2:** Micrografía (50 aumentos) de una muestra de InP recocida a 800 °C sin susceptor de grafito.



**Ilustración 3.3:** Micrografía (50 aumentos) de una muestra de InP recocida en el susceptor de grafito a 875 °C durante 10 s.

### 3.3. CONTACTOS OHMICOS

#### 3.3.1. Materiales

El estudio de las propiedades superficiales de los semiconductores muestra dos posibilidades diferentes para la obtención de contactos de baja resistencia: el aumento de la corriente termoiónica mediante el crecimiento epitaxial de materiales de gap pequeño y el favorecimiento del efecto tunel gracias a una alta concentración de dopado superficial.<sup>18</sup> De estas dos, la más sencilla y utilizada habitualmente para el InP es la segunda. De entre los diferentes sistemas para la obtención de contactos óhmicos en semiconductores III-V en general, los basados en Au son los utilizados normalmente debido a su excelente calidad, bajas resistencias específicas y sencillez del proceso tecnológico (en otros sistemas se utilizan metales refractarios como W que necesitan sistemas de evaporación más complicados<sup>19</sup>).

El sistema Au/InP es particularmente reactivo a temperaturas tan bajas como 175 °C, lo que parece deberse a la facilidad de difusión del In en el Au.<sup>20</sup> Este efecto se aprovecha para la obtención de contactos óhmicos evaporando eutécticos de Au con algún metal dopante del InP, de modo que la difusión del In en el Au facilita la posterior incorporación de los metales co-evaporados en lugares del In (realmente, habría que hablar de la formación de fosfuros de esos metales)<sup>21</sup> que rebajan la barrera Schottky en la interfase con el InP. Estos contactos necesitan un tratamiento térmico de aleado, de tiempos cortos (1 ó 2 minutos) y temperaturas entre 350 y 450 °C.<sup>22,23,24</sup> Para capas tipo n, los contactos con mejores características son los obtenidos utilizando el eutéctico AuGe (12 %) tras una aleación a temperaturas superiores a 350 °C,<sup>25,26</sup> mientras que para los contactos en capas tipo p, mucho menos desarrollados debido a que la reducción obtenida en la barrera Schottky no es tan acusada como en el caso de las zonas tipo n, se suele utilizar el eutéctico AuZn (con 5 a 10% de Zn) aleado a temperaturas superiores a 410 °C,<sup>27,28</sup> pues son los que han resultado en menor resistencia específica.<sup>29</sup>

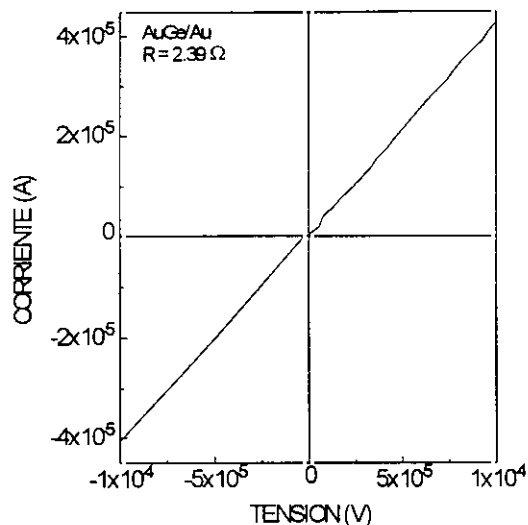
#### 3.3.2. Sistema utilizado

En el presente trabajo, los contactos se hicieron mediante una doble evaporación, de AuGe(12%)/Au para capas tipo n y de AuZn(5%)/Au para capas tipo p, siendo las evaporaciones de Au finales para reducir la resistencia y evitar problemas de oxidación de Ge y Zn. Se utilizó un sistema de evaporación por efecto Joule Edwards 306 equipado con 2 barquillas de W para poder realizar las dos evaporaciones de manera secuencial sin perder el vacío. El vacío base del sistema fué de  $10^{-6}$  Torr, y los espesores típicos depositados fueron de 1.500 Å para las aleaciones y 1000 Å para el Au de la capa superior.

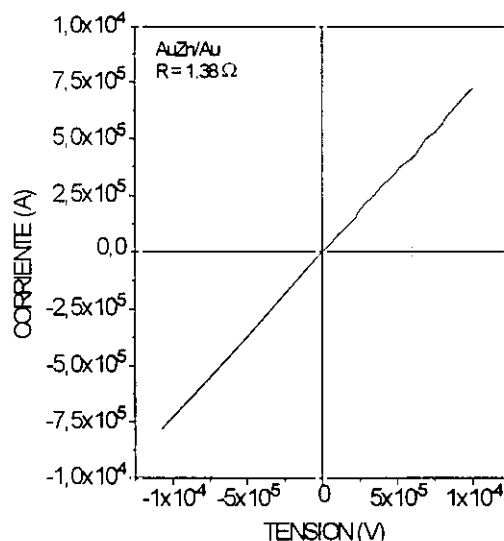
Uno de los principales problemas con los contactos de AuZn es la difusión del Zn durante el aleado. Esto puede ser importante en el caso de contactos sobre zonas p muy superficiales, como sería el caso de la puerta de un transistor JFET.<sup>30</sup> Igualmente importante es el control de la temperatura del aleado, que debe ser superior a 410°C para obtener una resistencia de contacto suficientemente baja en el caso de los contactos de AuZn, y al tiempo inferior a 450 °C, temperatura a la que se degrada apreciablemente la morfología superficial del contacto por la ya importante pérdida de P del InP.<sup>31</sup>

Para cumplir con el control en la temperatura y el tiempo de aleado se diseñó un horno muy sencillo y fiable, consistente en un bloque de aluminio de 9 x 10 x 11 cm<sup>3</sup> con una ranura de 75 x 8 mm<sup>2</sup> y 8 cm de profundidad, calentado por 4 resistencias de 400 W, de forma que la temperatura en el bloque es prácticamente uniforme. La temperatura se mide mediante un termopar en el interior de la ranura. Para el aleado de los contactos, las muestras se introducen en la ranura sobre un pequeño disco de aluminio, que debido a su pequeña masa térmica, se pone inmediatamente a la temperatura del bloque, junto con las muestras. Para evitar la degradación del InP durante este tratamiento, las superficies pulidas de las muestras se enfrentaron a otro trozo de InP. El tiempo de aleado utilizado fue de 1 minuto, suficiente para obtener contactos con baja resistencia y comportamiento óhmico, así como lo suficientemente corto para evitar una difusión del Zn demasiado profunda. Al cabo del tiempo de aleado el disco se saca y se pone sobre una gran masa de aluminio, que actúa como disipador de calor y hace que las muestras se enfrien muy rápidamente. El proceso se lleva a cabo en atmósfera inerte, con un flujo continuo de Ar, en el interior de una campana que se diseñó específicamente para este sistema, se realizó en metacrilato y está equipada con cámara de transferencia.

En las Figuras 3.4 y 3.5 se muestran las características i-v de contactos formados de la manera descrita en InP no dopado (tipo n) y en InP dopado con Zn (tipo p). La medida de estas características se realizó con un sistema de 4 hilos para eliminar el efecto de la resistencia de los cables de medida. Se puede hacer una estimación de la resistencia específica de contacto (definida como aquella magnitud del contacto escalada con el área que incluye la propia resistencia de la lámina delgada de metal y la de la interfase con el semiconductor)<sup>32</sup> considerando que toda la resistencia se debe exclusivamente a los contactos superior e inferior, sin tener en cuenta la resistencia del semiconductor, de modo que se obtiene una cota superior para este parámetro. Las resistencias específicas de los contactos utilizados, calculadas mediante este método, se muestran en la Tabla 3.I. La mayor resistencia específica del contacto en material n se debe a que el dopado base de este material era de  $2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , muy inferior al del material p,  $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . La resistencia serie de dispositivos con contactos como los anteriores se puede estimar teniendo en cuenta unas dimensiones típicas de  $300 \times 300 \text{ } \mu\text{m}^2$ , con lo que resultan valores del orden de  $5 \Omega$  (como siempre, teniendo en cuenta que esta es una cota máxima para los valores de resistencia



**Figura 3.4:** Característica i-v de un contacto de AuGe/Au en InP tipo n ( $2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ), aleado a 350 °C durante 2 minutos.



**Figura 3.5:** Característica i-v de un contacto de AuGe/Au en InP tipo n ( $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ), aleado a 420 °C durante 1 minuto.

específica de contacto), perfectamente razonables para obtener una buena respuesta en frecuencia de estos dispositivos.

### 3.4. TECNICAS DE CARACTERIZACION ELECTRICA

#### 3.4.1. Método de van der Pauw

Las medidas para la obtención de la resistividad y la movilidad de una capa implantada se basan en el efecto Hall: cuando a un semiconductor por el que está pasando una corriente se le somete a un campo magnético transversal, se crea una diferencia de potencial perpendicular a la dirección del paso de corriente, que es proporcional a la intensidad de corriente y de campo magnético (siempre que los efectos magnetoresistivos y termoeléctricos sean despreciables) e inversamente proporcional a la concentración de portadores, siendo su signo dependiente del tipo (n ó p) de éstos.<sup>33</sup>

	AuGe/Au	AuZn/Au
Resistividad específica ( $\Omega\text{cm}^2$ )	$3 \times 10^{-3}$	$1.7 \times 10^{-3}$

**Tabla 3.I:** Resistividades específicas para contactos típicos de AuGe/Au y AuZn/Au en InP tipo n y tipo p, respectivamente.

El método más utilizado actualmente para medir el efecto Hall se debe a van der Pauw,<sup>34</sup> quien demostró que con independencia de la forma de una muestra, si ésta es conexa, homogénea y se utilizan cuatro contactos puntuales en la periferia (Figura 3.6), la resistencia de hoja ( $R_S$ ) y el coeficiente Hall ( $R_{H,S}$ ) pueden obtenerse mediante un mismo montaje experimental y aplicando expresiones muy sencillas, en concreto

$$R_S = \frac{\rho}{d} = \frac{\rho}{\ln 2} \frac{R_{12,34} + R_{23,41}}{2} f(Q) \quad [3.1]$$

$$R_{H,S} = \frac{R_H}{d} = \frac{1}{B} \frac{R_{13,42} + R_{24,13}}{2} \quad [3.2]$$

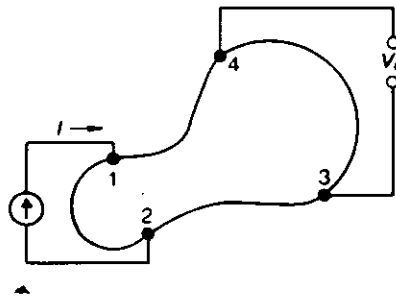
donde las resistencias  $R_{ij,kl}$  se definen, referidas a la Figura 3.6, como  $R_{ij,kl} = V_{ij}/I_{kl}$ ,  $d$  es el espesor de la capa medida (que sería el de la capa implantada, en nuestro caso),  $B$  la intensidad del campo magnético,  $Q$  se define como  $R_{12,34}/R_{23,41}$  y  $f(Q)$  es una función que se calcula por medio de una expresión algebraico-trascendente. Con los valores de resistencia de hoja y constante Hall obtenidos, se obtienen la concentración de portadores de hoja y su movilidad utilizando las expresiones de física de semiconductores<sup>35</sup>

$$n_S = -\frac{r}{eR_{H,S}} \quad [3.3]$$

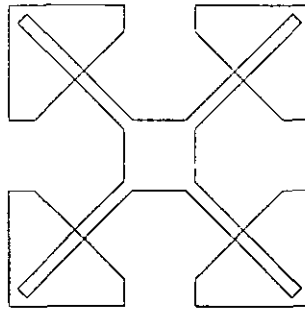
$$\mu_{H,S} = \frac{R_{H,S}}{IR_S} \quad [3.4]$$

donde  $e$  es la carga de los portadores con su signo y  $r$  es el factor de scattering (relación entre movilidad Hall y movilidad de deriva), que para el InP se toma en la literatura como 1 (aunque se ha demostrado que está cercano a 1.2<sup>36</sup>).

Con la concentración de portadores de hoja se puede obtener un parámetro que define la bondad del proceso de recocido, la activación de la implantación, definida como el porcentaje de iones implantados que se han incorporado a la red cristalina, y por tanto res-



**Figura 3.6:** Disposición de los contactos para medidas de resistividad.



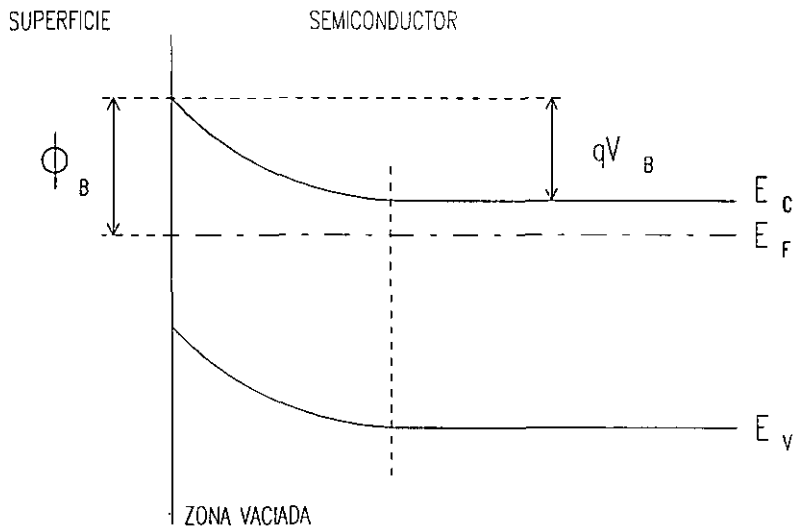
**Figura 3.7:** Geometría de cruz griega utilizada para las medidas de resistividad.

ponden eléctricamente, frente al total de los implantados, que se calcula como

$$\text{Activación(\%)} = \frac{n_s}{\text{dosis}} \times 100 \tag{3.5}$$

En la práctica, el que la dimensión de los contactos en la periferia de la muestra sea finita da lugar a errores en la determinación de la tensión Hall, que han sido calculados numericamente para las geometrías más utilizadas.<sup>37,38,39</sup> Estos errores pueden minimizarse utilizando geometrías de medida adecuadas, entre las que la aceptada como más precisa es la de cruz griega,<sup>40,41,42</sup> que es la utilizada en este trabajo y se muestra en la Figura 3.7.

Un efecto que tiene cierta importancia en el InP y afecta a las medidas de la concentración de hoja de capas superficiales muy delgadas (como las obtenidas por implantación) es el del vaciamiento superficial, representado en la Figura 3.8. En superficie, el nivel de Fermi del InP queda siempre a unos 0.4 - 0.5 eV de la banda de conducción debido a sus defectos superficiales,<sup>43,44</sup> lo que crea una curvatura de las bandas que da lugar a un atrapamiento de portadores en la superficie.<sup>45</sup> De tenerse en cuenta este efecto, la concen-



**Figura 3.8:** Diagrama de bandas de la superficie de un semiconductor.

tración real de dopantes activados tras el recocido sería mayor de la calculada con las medidas de van der Pauw, aunque en general esta corrección no se suele hacer en la bibliografía, por lo que no se ha hecho en este trabajo. Sin embargo, como se verá más adelante, es importante tener en cuenta este efecto para explicar la dificultad de las medidas de efecto Hall diferencial.

Las implantaciones para estas medidas se hicieron en substratos de InP semi-aislante (dopado con Fe, con resistividad  $> 10^7 \Omega\text{cm}$ ), de modo que la medida se hace solamente de la capa implantada, pues ésta posee una resistividad muchos órdenes de magnitud inferior a la del substrato. En cuanto al espesor de la capa implantada, depende de la energía utilizada para la implantación y del propio ión implantado (Apéndice A), siendo los espesores típicos de 2000 a 5000 Å.

### 3.4.2. Sistema automático desarrollado

Los principales problemas de las medidas de resistividad y efecto Hall son:

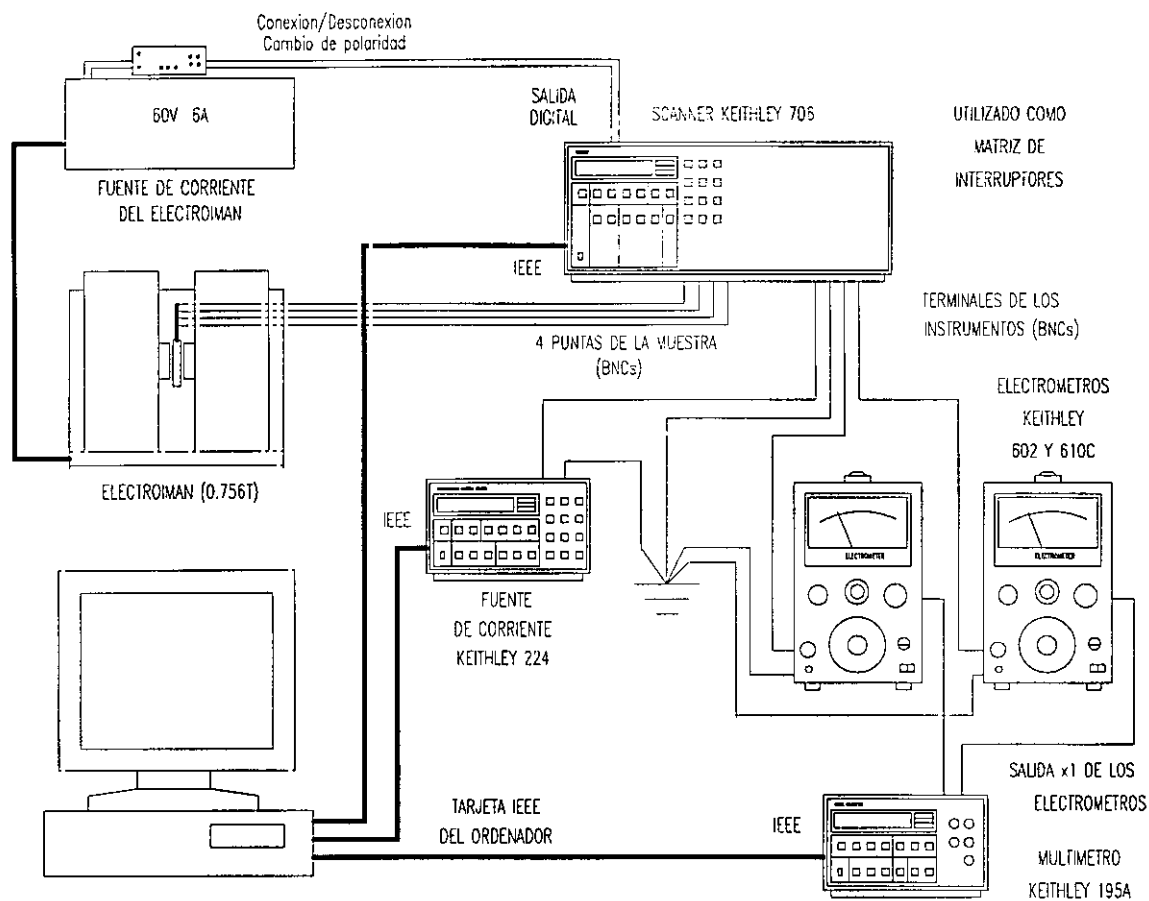
1) Como las medidas de corriente y tensión se hacen en contactos diferentes, una de estas magnitudes no puede estar referida a tierra, quedando flotante. De este modo, las medidas de bajas señales (típicas de muestras con elevados dopados, que para altas corrientes originan bajas diferencias de potencial) resultan muy ruidosas.

2) En el caso de muestras implantadas, las capas a medir tienen espesores del orden de miles de Å, y resultan por tanto muy resistivas. La situación se agrava aún más si se desea utilizar la técnica de medida de perfiles de efecto Hall diferencial (que se explicará en el siguiente apartado), ya que la capa implantada se va comiendo químicamente y, por tanto, va aumentando su resistencia. Son necesarias, pues, fuentes con altas tensiones y voltímetros de muy elevada impedancia de entrada.

Para la medida de resistividad y efecto Hall, se desarrolló un sistema automático controlado por ordenador. Para ello, se utilizó el montaje experimental esquematizado en la Figura 3.9, con los siguientes aparatos:

- Un PC-AT equipado con una tarjeta IEEE-488 (bus HP-IB).<sup>46</sup>
- Fuente de corriente programable Keithley 224 (corrientes entre 10 nA y 100 mA con 100 V de tensión de salida máxima).
- Multímetro digital Keithley 195A.
- Dos electrómetros Keithley 610C (impedancia de entrada  $> 10^{14} \Omega$ ).
- Scanner Keithley 705, con 2 tarjetas de relés.
- Electroimán con una fuente de 60 V a 6 A que crea un campo de 0.785 T en un entrehierro de 3/4 de pulgada (1.9 cm).

Se diseñó además un portamuestras con conectores BNC y un sistema de puntas móviles de muy reducidas dimensiones (unos 8 mm de altura) para que entraran en el en-



**Figura 3.9:** Esquema del sistema automático de medidas de resistividad y efecto Hall desarrollado.

trehierro del electroimán. Las puntas son piezas de latón que permiten una gran movilidad, y que utilizan como punta una lámina de molibdeno cortada en forma triangular.

En el sistema de medidas desarrollado, está a tierra una de las dos puntas de la muestra conectadas a la fuente de corriente. Esto hace que la medida de la tensión en las dos puntas restantes no esté referida a tierra, lo que daría lugar a problemas de ruido que pueden ser importantes sobre todo en caso de muy pequeñas diferencias de potencial, como ya se ha comentado. Esto se resolvió utilizando un electrómetro en cada una de las puntas de medida de tensión, de modo que en cada punta la medida se refiere a tierra por el electrómetro. Las salidas de baja impedancia de los electrómetros se utilizaron luego para medir la diferencia de potencial entre ambos valores mediante el multímetro digital. Además de mejorar los problemas de ruido, la alta impedancia de entrada de los electrómetros hace que sea posible medir resistividades muy altas con precisión. El scanner se utilizó como matriz de interruptores para poner en comunicación las puntas de la muestra con los aparatos de medida y conmutar entre las diferentes geometrías de medida del mé-



todo de van der Pauw. También se utilizaron dos de las salidas digitales de que dispone el scanner, para el encendido y cambio de polaridad del electroimán.

El programa se hizo en Turbo Pascal 5.0, y está controlado por menus. Mediante un menú de valores de seguridad para la muestra, se pueden limitar las máximas corrientes y tensiones aplicadas a la muestra, lo que es útil para evitar problemas de ruptura o calentamiento. Cada medida de tensión se obtiene como promedio de 10 medidas del aparato y se comparan un mínimo de 3 de estos promedios hasta que el valor se estabiliza. Esto permite al programa detectar derivas lentas en la tensión como las que se dan en el caso de medida de altas resistividades, en que la muestra se carga con constantes de tiempo relativamente altas. Igualmente, el programa tiene en cuenta que no se alcance el límite de tensión de la fuente de corriente, aumentándolo en caso necesario hasta el máximo permitido por el valor de seguridad elegido para la muestra. Mediante una opción inicial, se puede conocer el margen de corrientes más indicado para la medida: para ello, se prueban de una manera rápida las corrientes desde la menor (10 nA) hasta aquella con la que se obtengan tensiones de decenas de mV, que son las más adecuadas normalmente para hacer las medidas. Esto se hace, además, para dos configuraciones perpendiculares de la muestra, con lo que se informa también de su homogeneidad.

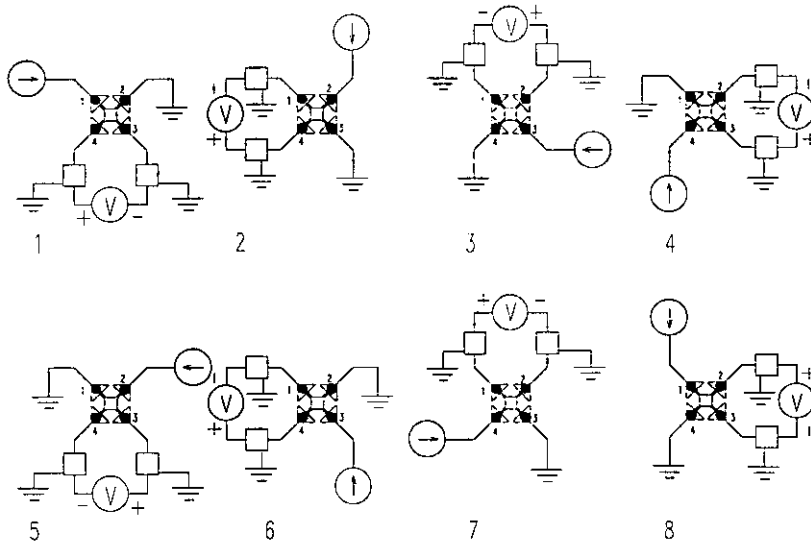
Junto con los valores de seguridad para la muestra, el programa requiere el rango de corrientes para hacer la medida, así como el nombre del fichero ASCII en que guardar los datos. Se hace entonces la medida de la resistividad para las cuatro posibles configuraciones de medida y utilizando corrientes tanto positivas como negativas, con lo que se prueba el carácter óhmico de los contactos y la muestra. Tras la medida de la resistencia de hoja, se calcula la resistividad de hoja utilizando la expresión [3.1] y calculando la función  $f(Q)$  mediante la resolución numérica de la ecuación<sup>34</sup>

$$\frac{Q-1}{Q+1} = \frac{f}{\ln 2} \operatorname{arccosh} \left[ \frac{1}{2} \exp\left(\frac{\ln 2}{f}\right) \right] \quad [3.5]$$

para tener en cuenta los problemas de inhomogeneidad y geometría. La medida del efecto Hall se hace luego para todas las posibles configuraciones y para las dos polaridades del campo magnético, lo que elimina el error por el posible desalineamiento entre los contactos de medida de la tensión Hall, así como los pequeños errores debidos a los efectos Seebeck y Nernst.<sup>47</sup> Las configuraciones de medida utilizadas por el programa se muestran en la Figura 3.10.

El margen aproximado de medidas que ofrece el sistema experimental desarrollado se muestra en la Tabla 3.II.

CONFIGURACIONES PARA LAS MEDIDAS DE RESISTIVIDAD



CONFIGURACIONES PARA LAS MEDIDAS DE EFECTO HALL

( Para cada sentido del campo magnetico )

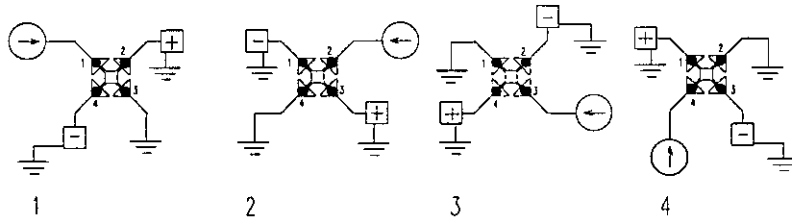


Figura 3.10: Configuraciones de medida utilizadas por el programa.

Un listado de datos de este programa es el que se muestra en la Figura 3.11, y es un ejemplo típico de las medidas realizadas para obtener los datos de resistividad y efecto Hall en este trabajo, para lo que se utilizó un mínimo de 2 corrientes de medida.

	Mínima	Máxima
Corriente	10 nA	100 mA
Tensión	10 $\mu$ V	10 V
Resistencia	10 <sup>-6</sup> $\Omega$	10 <sup>8</sup> $\Omega$
Concentración de portadores*	> 10 <sup>20</sup> cm <sup>-3</sup>	< 10 <sup>13</sup> cm <sup>-3</sup>

\* Para una capa de 4000 Å de espesor y 2000 cm<sup>2</sup>/Vs de movilidad

Tabla 3.II: Rango de corriente, tensión y resistencias medible con el sistema de resistividad y efecto Hall desarrollado.

Fecha 23 - 6 - 1993

Max. corr = 300.000 Min. corr = 100.000

Max. tension = 25.000 Precision = 5.00

#### MEDIDAS DE RESISTIVIDAD

##### Configuracion n 1

Cero de tension= 0.000013 Fiabilidad 1

1.0E-04 A 0.010440 V 4.72580E+02 Ohm/sq

2.0E-04 A 0.020865 V 4.72552E+02 Ohm/sq

##### Configuracion n 2

Cero de tension= -0.000001 Fiabilidad 1

1.0E-04 A 0.010435 V 4.73014E+02 Ohm/sq

2.0E-04 A 0.020863 V 4.72826E+02 Ohm/sq

##### Configuracion n 3

Cero de tension= -0.000007 Fiabilidad 1

1.0E-04 A 0.010419 V 4.72571E+02 Ohm/sq

2.0E-04 A 0.020843 V 4.72503E+02 Ohm/sq

##### Configuracion n 4

Cero de tension= 0.000000 Fiabilidad 1

1.0E-04 A 0.010426 V 4.72537E+02 Ohm/sq

2.0E-04 A 0.020847 V 4.72417E+02 Ohm/sq

##### Configuracion n 5

Cero de tension= -0.000012 Fiabilidad 1

1.0E-04 A 0.010403 V 4.72053E+02 Ohm/sq

2.0E-04 A 0.020819 V 4.72074E+02 Ohm/sq

##### Configuracion n 6

Cero de tension= -0.000003 Fiabilidad 1

1.0E-04 A 0.010418 V 4.72321E+02 Ohm/sq

2.0E-04 A 0.020839 V 4.72330E+02 Ohm/sq

##### Configuracion n 7

Cero de tension= 0.000008 Fiabilidad 1

1.0E-04 A 0.010422 V 4.71980E+02 Ohm/sq

2.0E-04 A 0.020832 V 4.71909E+02 Ohm/sq

##### Configuracion n 8

Cero de tension= 0.000010 Fiabilidad 1

1.0E-04 A 0.010421 V 4.71874E+02 Ohm/sq

2.0E-04 A 0.020828 V 4.71791E+02 Ohm/sq

1.0E-04 A Res. media de las 8 configuraciones 4.72366E+02 Ohm/sq

2.0E-04 A Res. media de las 8 configuraciones 4.72300E+02 Ohm/sq

#### MEDIDAS DE EFECTO HALL

##### Configuracion n 1

1.0E-04 A -0.000139 V -0.010577 V Mov. Hall -2.572E+03 cm<sup>2</sup>/Vs

2.0E-04 A -0.000305 V -0.021161 V Mov. Hall -2.570E+03 cm<sup>2</sup>/Vs

##### Configuracion n 2

1.0E-04 A -0.000164 V -0.010588 V Mov. Hall -2.569E+03 cm<sup>2</sup>/Vs

2.0E-04 A -0.000327 V -0.021150 V Mov. Hall -2.566E+03 cm<sup>2</sup>/Vs

##### Configuracion n 3

1.0E-04 A -0.000143 V -0.010559 V Mov. Hall -2.567E+03 cm<sup>2</sup>/Vs

2.0E-04 A -0.000302 V -0.021112 V Mov. Hall -2.565E+03 cm<sup>2</sup>/Vs

##### Configuracion n 4

1.0E-04 A -0.000152 V -0.010569 V Mov. Hall -2.567E+03 cm<sup>2</sup>/Vs

2.0E-04 A -0.000299 V -0.021091 V Mov. Hall -2.563E+03 cm<sup>2</sup>/Vs

**Figura 3.11:** Listado del programa de medidas de resistividad y efecto Hall.

### 3.4.3. Medidas de Efecto Hall diferencial

Esta técnica se utiliza para la obtención de perfiles eléctricos en profundidad, como las más conocidas de medidas C-V con comidos electrolíticos (Polaron)<sup>48</sup> o de resistencia distribuida,<sup>49</sup> aunque presenta la ventaja respecto a éstas de que informa también del perfil en profundidad de la movilidad. Consiste en medir resistividad y efecto Hall haciendo comidos sucesivos a la muestra,<sup>50</sup> obteniéndose la información de portadores y movilidad en cada capa por las diferencias entre las medidas antes y después del comido, como se explica esquemáticamente en la Figura 3.12. Si el espesor de las capas eliminadas es suficientemente grande para dar lugar a una variación apreciable de resistividad de hoja y movilidad, y al tiempo pequeño para obtener un número suficiente de puntos de un perfil, se pueden obtener los perfiles de dopado y de movilidad en profundidad utilizando las expresiones<sup>51</sup>

$$\frac{1}{R_{S,i}} - \frac{1}{R_{S,i+1}} = qn_a\mu_a d_a \tag{3.6}$$

$$\frac{\mu_{H,i}}{R_{S,i}} - \frac{\mu_{H,i+1}}{R_{S,i+1}} = qn_a\mu_a^2 d_a \tag{3.7}$$

en donde las variables tienen sus significados habituales y los subíndices *i* repre-

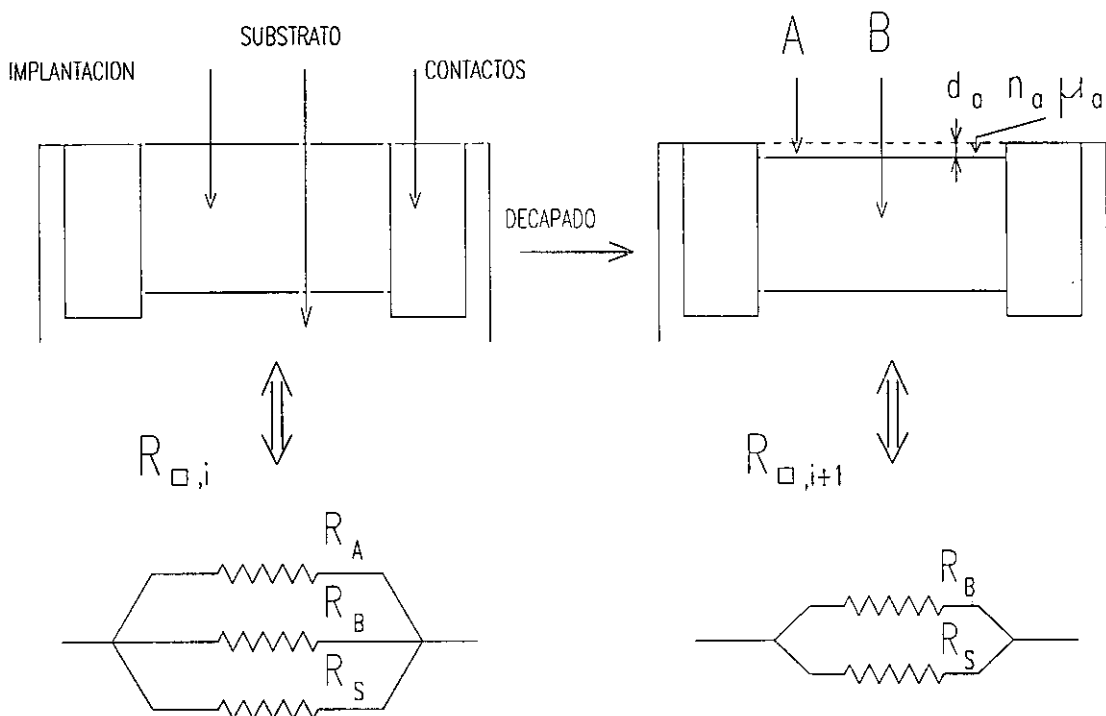


Figura 3.12: Esquema explicativo de las medidas de efecto Hall diferencial.

sentan los sucesivos comidos, como se puede ver en la Figura 3.12.

Para la obtención de los perfiles en profundidad en este trabajo, el método utilizado fué el siguiente:

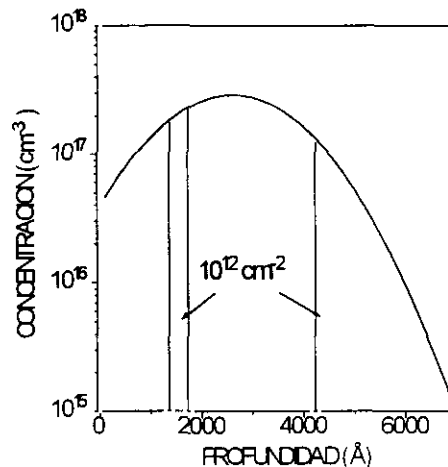
1) Tras protegerse una zona de la muestra con fotoresist para utilizarla como referencia del comido final, se midieron resistividad y efecto Hall con un mínimo de 3 corrientes diferentes, para verificar el comportamiento óhmico de los contactos.

2) Los comidos se hicieron utilizando una disolución de  $H_3PO_4:H_2O_2$  que tiene una velocidad de comido de unos  $250 \text{ \AA}/\text{min}$  a temperatura ambiente, muy apropiada por ser relativamente lenta, dejando además una superficie especular tras el comido. Para que las condiciones fueran idénticas, en cada comido se utilizó la misma cantidad de disolución recién hecha cada vez, con tiempos de 1 ó 2 minutos (según la profundidad final estimada del perfil), repitiéndose los pasos de medida y decapado hasta alcanzarse la máxima resistencia medible por el sistema (de unos  $10^7 - 10^8 \Omega$ ).

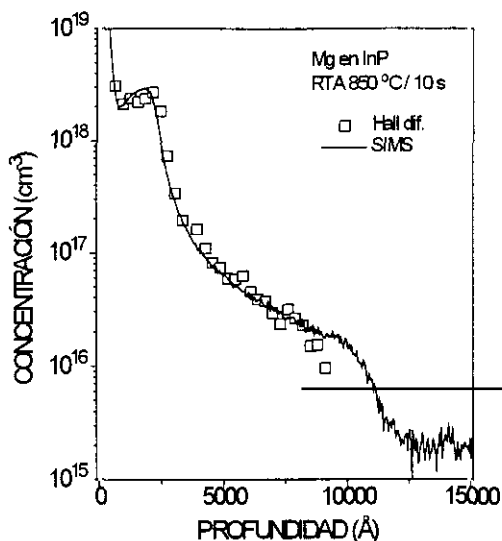
3) Tras esto, se procedía a la medida del espesor total decapado utilizando un perfilómetro Sloan Dektak, retirando previamente la capa de fotoresist con un disolvente adecuado.

4) Con la medida de la profundidad total comida y los valores de resistividad y efecto Hall en cada paso, mediante un sencillo programa que utilizaba las expresiones [3.6] y [3.7] se calcularon los perfiles de concentración de portadores y movilidad en función de la profundidad.

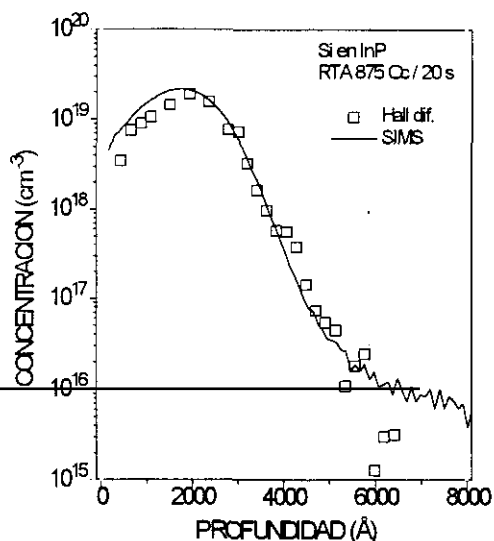
El vaciamiento superficial de portadores, citado en el apartado anterior, es el problema más importante para estas medidas. En efecto, cuando el número total de portadores en el material es del mismo orden de magnitud que los que son atrapados por la superficie,



**Figura 3.13:** Ejemplo de la región de vaciamiento que se crearía en un perfil de implantación en dos zonas diferentes.



**Figura 3.14:** Medidas de efecto Hall diferencial y de SIMS para una implantación de Mg a 80 keV con  $10^{14}$   $\text{cm}^{-2}$ , recocida a 850 °C durante 10 s.

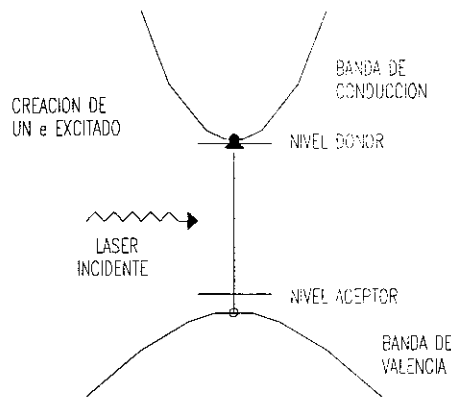


**Figura 3.15:** Medidas de efecto Hall diferencial y de SIMS para una implantación de Si a 150 keV con  $5 \times 10^{14}$   $\text{cm}^{-2}$ , recocida a 875 °C durante 20 s.

la medida correspondiente daría una concentración mucho menor que la real, quedando falseada. En la Figura 3.13 se muestra un ejemplo de la región de vaciamiento que se crearía para el caso de que la carga atrapada en la superficie fuera de  $10^{12}$   $\text{cm}^{-2}$ , aproximadamente la que se tiene en InP. Como puede verse, este efecto empieza a ser importante cuando el máximo de la implantación se sobrepasa, y resulta particularmente claro en el caso de bajas dosis de implantación, ya que hace que la caída del perfil de concentración sea muy brusca.

Otro problema para estas medidas es el hecho de que la disolución utilizada para el comido del InP ataca también a los contactos de AuGe/Au, con lo que el proceso de medida de muestras tipo n se complica, al tener que protegerse de esta disolución los contactos.

Como comprobación de la bondad de la técnica, en la Figura 3.14 y 3.15 se muestran los perfiles obtenidos por SIMS y por medidas de efecto Hall diferencial para implantaciones de Mg y de Si, respectivamente. La coincidencia entre ambas medidas es muy buena, y en el caso de la implantación de Mg se puede apreciar con claridad con ambas técnicas la apreciable difusión hacia el interior del material de los átomos de Mg implantados.



**Figura 3.16:** Creación de un electrón excitado por la radiación incidente.

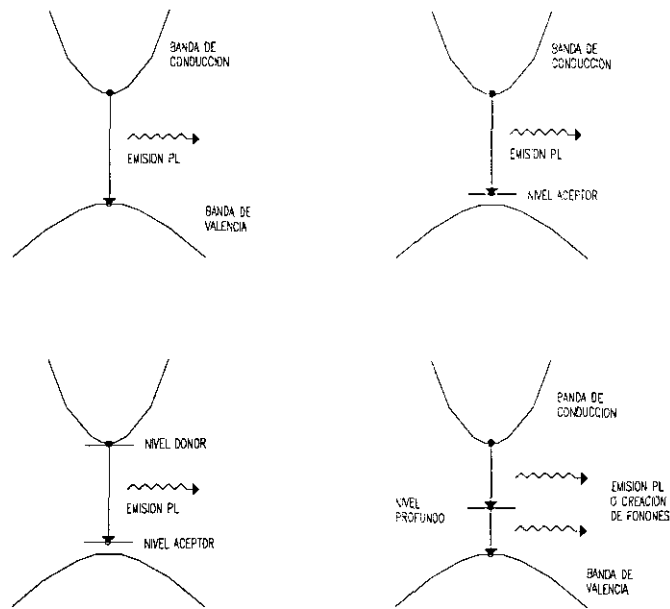
### 3.5. TECNICAS DE CARACTERIZACION OPTICA

#### 3.5.1. Fotoluminiscencia

La técnica de fotoluminiscencia (PL en adelante) consiste básicamente en hacer incidir un haz de laser sobre la muestra para crear pares electrón-hueco, y medir el espectro de energías de los fotones generados por las desexcitaciones que se producen, de lo que se obtiene información sobre los niveles que se encuentran en el gap.<sup>52,53</sup> En efecto, mediante el laser excitador se crea una población de electrones fuera del equilibrio en la banda de conducción (proceso esquematizado en la Figura 3.16), que se desexcitan por todos los caminos energéticos posibles, alguno de ellos radiativos, siendo los fotones generados por estos últimos los que se recogen y se analizan espectralmente. Algunos ejemplos de estos procesos de desexcitación, mostrados esquemáticamente en la Figura 3.17, serían:

- La caída directa a la banda de valencia, que da lugar a un pico en el espectro en la energía del gap.
- La caída a un nivel aceptor, que da lugar a una emisión con la energía del gap menos la de la distancia de la banda de valencia a ese nivel.
- La caída a un nivel donor y la posterior caída a un nivel aceptor o a la propia banda de valencia.
- La caída a un nivel cercano al centro del gap, que en muchos casos se hace de modo no radiativo.

De una manera simplificada, el espectro típico de PL de un semiconductor consistirá en un pico a la longitud de onda más baja (energía más alta) debido a desexcitaciones entre la banda de conducción y la de valencia, situado a una energía igual a la del gap del semiconductor a esa temperatura. Si el semiconductor está dopado, aparecerá un pico a longitudes de onda cercanas a la del gap y algo mayores, correspondiente a desexcitacio-



**Figura 3.17:** Diferentes procesos de desexcitación de los electrones generados, que pueden dar lugar a la emisión de luminiscencia.

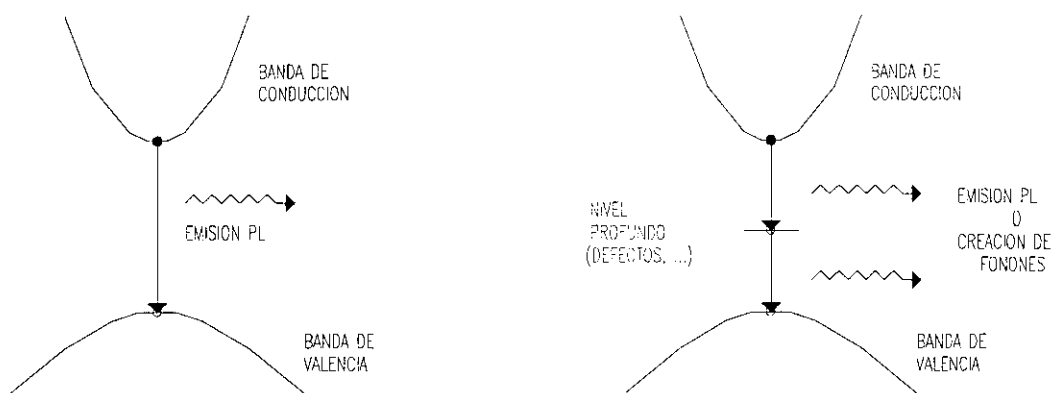
nes entre el nivel introducido por el dopante y la banda opuesta, siendo la diferencia de energía entre esta emisión y la de banda a banda la energía de ionización del nivel correspondiente. Como la energías típicas de ionización de los niveles donores son de unos 7 meV (por el pequeño valor de la masa efectiva de los electrones), habitualmente su emisión se confunde con la de banda a banda. Por el contrario, las energías típicas de los aceptores en InP son de 30 meV, y producen emisiones claramente separadas de la de banda a banda. Finalmente, a longitudes de onda más altas pueden aparecer picos (o, lo que es más habitual, bandas de emisión relativamente anchas) si el semiconductor contiene niveles profundos, siendo de nuevo la diferencia entre las energías de estas emisiones y la correspondiente a la de banda a banda la energía a la que está situado el nivel. Algunos autores han referido también emisiones en esta región debidas a defectos de la superficie del material,<sup>54</sup> de modo que, en general, la asignación de un origen determinado a este tipo de emisiones resulta muy complicada.

Los diferentes comportamientos de cada uno de los picos ante variaciones de la temperatura de medida o la potencia incidente del laser permiten en algunos casos la identificación inequívoca del origen de los picos:

1) La emisión banda a banda aumenta siempre de intensidad siguiendo al aumento de potencia incidente del laser, pues se crean más pares electrón-hueco. En cuanto a la variación con la temperatura, esta emisión esta presente a cualquier temperatura, moviéndose hacia longitudes de onda más altas siguiendo la correspondiente variación del gap del material con la temperatura (que disminuye al aumentar la temperatura).

2) Las emisiones entre nivel superficial y banda aumentan de intensidad con el





**Figura 3.18:** Esquema de posibles procesos de emisión no radiativos.

aumento de potencia del laser incidente hasta que se llena de portadores el nivel, de modo que se alcanza un valor máximo de intensidad que no se puede superar (lo que no ocurre en el caso de la emisión banda a banda). En cuanto a su comportamiento con la temperatura, disminuye de intensidad rápidamente al aumentar la temperatura, desapareciendo a temperaturas entre 50 y 100 K, a las que el nivel superficial está completamente ionizado y no puede ya intercambiar portadores.<sup>55</sup>

3) Las emisiones debidas a niveles profundos suelen obtenerse hasta temperaturas muy superiores a las debidas a niveles superficiales (incluso a temperatura ambiente), ya que estos niveles siempre pueden intercambiar portadores con alguna banda, al no quedar totalmente ionizados.

Las complejas relaciones de competencia entre los procesos (la probabilidad de que se produzca una desexcitación en lugar de otra), así como la absorción en el propio material de los fotones emitidos en una zona más interna, hacen que la obtención de información cuantitativa con esta técnica sea casi imposible.<sup>56</sup>

Los electrones creados por el laser incidente ocupan una profundidad máxima dada por la longitud de penetración del laser más la longitud de difusión de los portadores creados.<sup>57</sup> En el caso de los dopados y energías utilizados en este trabajo, esta profundidad es del orden de 1000 a 5000 Å, que prácticamente se corresponde con la profundidad de la zona implantada, lo que hace muy indicada a esta técnica para la caracterización de implantaciones.

Aparte de la información sobre los niveles presentes en el gap y su naturaleza, las medidas de PL dan una indicación de la calidad cristalina del material.<sup>58</sup> Con referencia al esquema de la Figura 3.18, se puede ver que en materiales con calidad cristalina degradada la existencia de defectos que crean centros de recombinación dentro del gap hace que las recombinaciones no radiativas prevalezcan sobre las radiativas, lo que hace que la intensidad de luminiscencia emitida por el material sea muy baja. Por el contrario, en un material con alta calidad cristalina, la radiación emitida en el interior del material no encuentra cen-

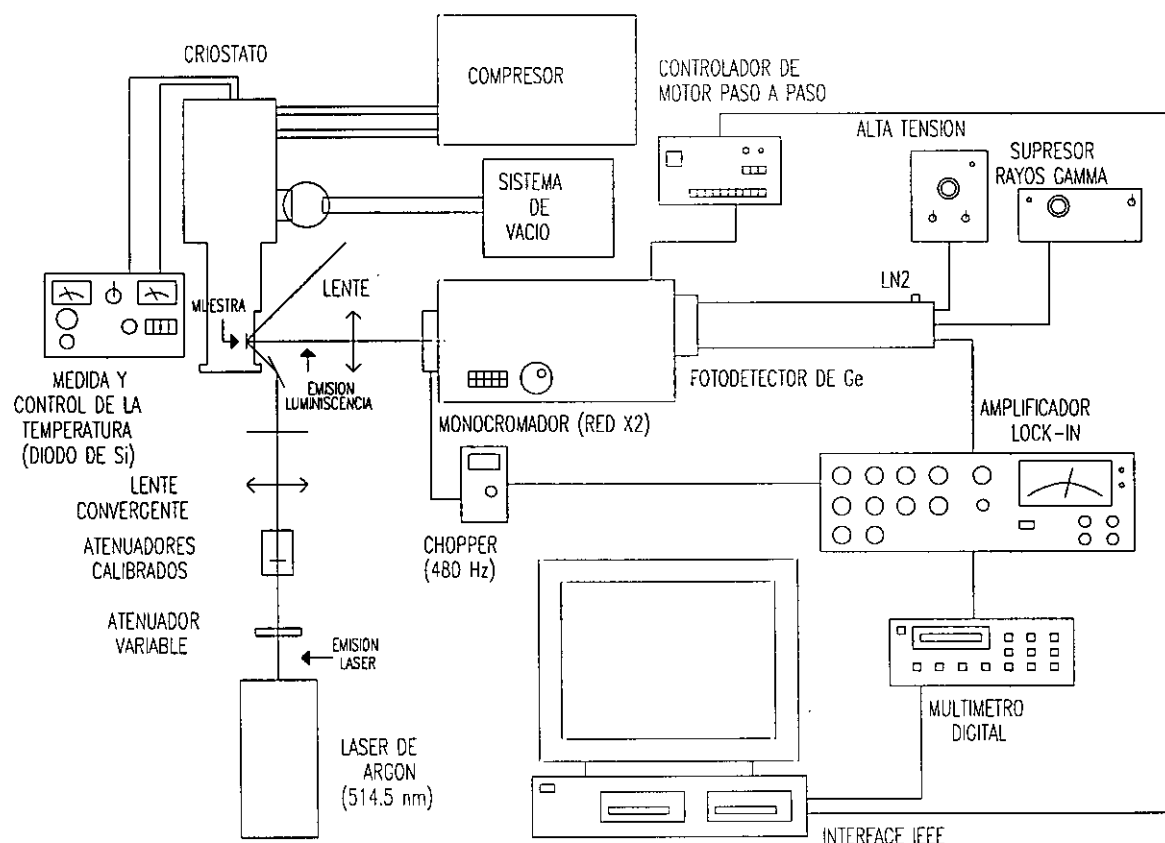
tros de recombinación, de modo que puede salir sin sufrir prácticamente una disminución apreciable de intensidad. Así, la intensidad total de PL emitida por el material informa cualitativamente de su calidad cristalina, lo que constituye una herramienta importante para la caracterización de los recocidos empleados tras las implantaciones.

Las medidas de PL se hacen a bajas temperaturas (típicamente del orden de 15 K), para poder obtener información de los niveles superficiales (que no están ionizados a estas temperaturas) y conseguir una resolución en energías adecuada por la baja energía térmica (kT a 20 K es aproximadamente 2 meV, lo que representa el límite de sensibilidad posible para estas medidas).

### 3.5.2. Sistema de fotoluminiscencia empleado

El sistema experimental para las medidas de PL utilizado en este trabajo fué el perteneciente al Departamento de Ingeniería Electrónica de la ETSI de Telecomunicación de la Universidad Politécnica de Madrid, esquematizado en la Figura 3.19.

Para la excitación se utilizó la línea 514.5 nm de un laser de Ar, con potencias relativamente bajas (siempre menores de 20 mW) para evitar el calentamiento o la degradación de las muestras. La detección se hizo con un monocromador de 25 cm con apertura de



**Figura 3.19:** Esquema del sistema de medidas de fotoluminiscencia empleado en este trabajo.

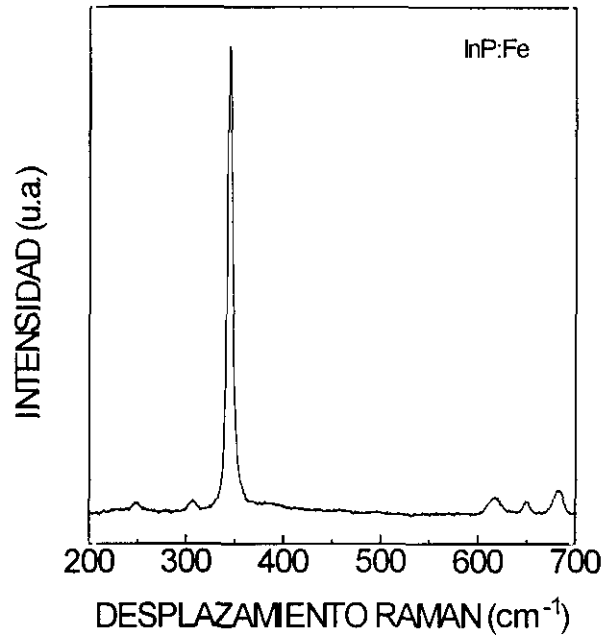
rendijas de 500  $\mu\text{m}$ , y un detector de Ge polarizado a 250 V y enfriado con  $\text{N}_2$  líquido. La señal del detector se midió y amplificó con un sistema de lock-in, intercalándose un chopper (a 420 Hz) a la entrada del monocromador para mejorar la relación señal/ruido. Las medidas se realizaron automáticamente con ordenador, que controlaba el monocromador con un motor paso a paso. Los espectros de PL se suelen presentar como intensidad de radiación emitida por el material en función de la longitud de onda, ya que se utiliza un monocromador para analizar espectralmente las emisiones, aunque el sentido físico más claro lo tienen las correspondientes energías.

Las medidas se hicieron habitualmente a 14 K, la temperatura más baja que permite el sistema, para lo que se utilizó un criostato de He de ciclo cerrado. En algunas muestras se tomaron espectros a diferentes temperaturas (hasta 250 K), utilizándose para ello un controlador de temperatura con el que está equipado el criostato.

### 3.5.3. Espectroscopía Raman

La técnica de Raman da una información más centrada en la calidad cristalina del material. Consiste básicamente en hacer incidir un laser sobre el material y medir las emisiones de frecuencias cercanas a la del laser incidente utilizando métodos interferométricos. Los fotones incidentes pueden interaccionar con la red cristalina del material, creando o absorbiendo fonones ópticos o acústicos, procesos denominados como dispersión (scattering) de Raman para los ópticos y de Brillouin para los acústicos. Como la energía de los fonones ópticos es mucho mayor que la de los acústicos, son éstas las interacciones que se suelen estudiar. Por otra parte, la probabilidad de que un fotón produzca un fonón, lo que da lugar al llamado corrimiento de Stokes (en el que el fotón final tiene una energía inferior a la del inicial) es mucho mayor que la de que se de la absorción de un fonón (corrimiento anti-Stokes), siendo las energías correspondientes a corrimientos de Stokes las que se miden habitualmente.<sup>59</sup>

En el caso de InP con orientación (100), el utilizado en este trabajo, las leyes de conservación del momento obligan a que en el material perfectamente cristalino tan sólo sea posible obtener el desplazamiento Raman debido a la creación de fonones longitudinales ópticos LO (pico en 344.6  $\text{cm}^{-1}$ ), como se muestra en la Figura 3.20, donde se puede apreciar que aparecen en mucha menor intensidad los transversales ópticos, TO (en 306.9  $\text{cm}^{-1}$ ). En esta Figura se pueden apreciar además 3 picos en el rango de 600 a 700  $\text{cm}^{-1}$  debidos a la creación simultánea de 2 fonones, el llamado espectro de segundo orden, cuya presencia es muy sensible a la calidad cristalina del material.<sup>60</sup> Aún más sensible es la aparición del espectro de tercer orden, y así sucesivamente. Con el InP virgen utilizado en este trabajo se ha podido detectar por primera vez, en condiciones fuera de la resonancia, el espectro Raman de hasta el quinto orden, debido a la creación simultánea de 5 fonones



**Figura 3.20:** Espectro Raman de InP:Fe.

(2 TO + 3 LO, TO + 4 LO y 5 LO).<sup>61</sup> En la Tabla 3.III se muestran las emisiones que aparecen en el espectro Raman de InP virgen, con sus correspondientes orígenes.

Otra medida de la calidad cristalina es la aparición de emisiones prohibidas en el espectro: en efecto, cuando la red cristalina resulta dañada y se pierde la estructura perfectamente ordenada, el material pasa a tener zonas con orientaciones diferentes de la (100), de modo que pueden aparecer emisiones debidos a fonones transversales ópticos (TO), y acústicos (LA y TA). Estas emisiones son más intensas cuanto menor es la ordenación del material, y se suelen denominar como modos activados por desorden (DA, disorder-activated).<sup>62</sup>

Las medidas de Raman presentadas en este trabajo se realizaron en el Instituto Jaime Almera del C.S.I.C. en Barcelona. El sistema experimental consta de un espectrómetro T64000 Jobin-Yvon equipado con detector CCD enfriado a temperatura de

Frecuencia ( $\text{cm}^{-1}$ )	Energía (meV)	Origen
306.9	38.2	Fonón TO
344.6	42.9	Fonón LO
617	76.8	TO + TO
650	80.9	TO + LO
682	84.9	LO + LO

**Tabla 3.III:** Emisiones Raman de InP virgen.

nitrógeno líquido. La radiación incidente utilizada fué la línea en 4880 Å de un láser de Ar (Spectra Physics de 15 W), utilizando potencias incidentes en la muestra del orden de 200 mW. Los espectros se obtuvieron utilizando el espectrómetro con su configuración substractiva (Raman backscattering), y abertura de rendijas de 100 a 200 μm.

### 3.6. CARACTERIZACION DE UNIONES: MEDIDAS I-V Y CAPACITIVAS

#### 3.6.1. Características I-V

En este apartado se comentarán sucesivamente las características en directa, inversa y los mecanismos de ruptura de uniones p-n, comentando brevemente los diferentes tipos de conducción en cada régimen, y haciendo especial hincapié en los que se encontrarán en las uniones implantadas en InP estudiadas en el Capítulo 7 de esta tesis.

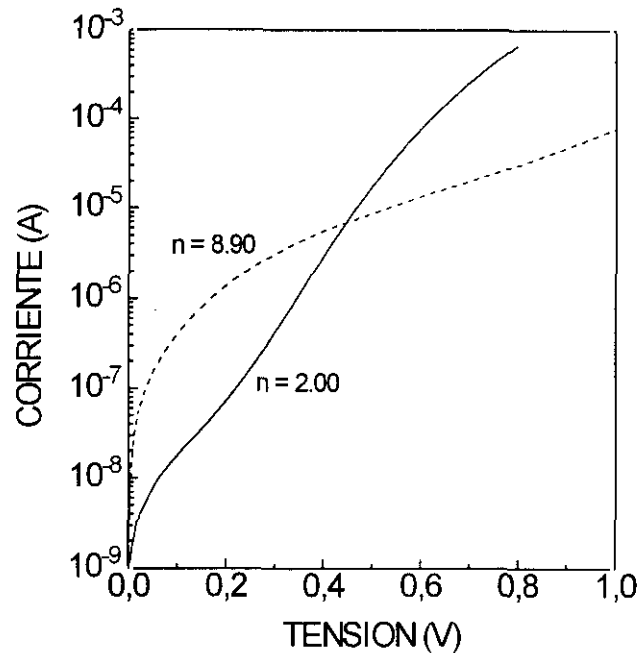
Las uniones p-n son unos de los dispositivos más sencillos que se pueden construir en un material semiconductor, aunque están en la base del funcionamiento de otros dispositivos más complicados, como los transistores bipolares o los JFET. Como se comentó en la introducción a este capítulo, la caracterización en continua (medidas i-v) es muy sensible a la bondad de los procesos tecnológicos utilizados en la fabricación de los dispositivos, poniendo de manifiesto muy claramente problemas en el comportamiento óhmico de los contactos o los debidos a corrientes superficiales.

La característica i-v en directa (para  $V \geq kT/q$ ) de una unión p<sup>+</sup>-n se puede escribir como:<sup>63</sup>

$$I = qA \frac{D_P}{L_P} \frac{n_i^2}{N_D} \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \right] + qA \frac{n_i W}{2\tau_{ef}} \left[ \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) \right] \quad [3.8]$$

donde el primer término es la corriente de difusión y el segundo la obtenida por la presencia de centros de recombinación en la zona de carga espacial. A es el área del dispositivo,  $n_i$  la concentración intrínseca de portadores,  $D_D$  y  $L_D$  el coeficiente de difusión y la longitud de difusión de huecos en la zona n,  $N_D$  la concentración de donores, W la anchura de la zona de carga espacial y  $\tau_{ef}$  el tiempo de vida efectivo debido a los centros de generación y recombinación.

En el caso de semiconductores de gap ancho (y por tanto, con baja  $n_i$ ), en general el segundo término es dominante, aunque esto depende también de otros parámetros, como el tiempo de vida. Así, se suele utilizar como expresión más general de la característica en directa de una unión la siguiente:



**Figura 3.21:** Características i-v de dos uniones realizadas por co-implantación de Mg y P en InP no dopado. Una de ellas muestra un problema en uno de los contactos, resultando un factor diodo de 8.9.

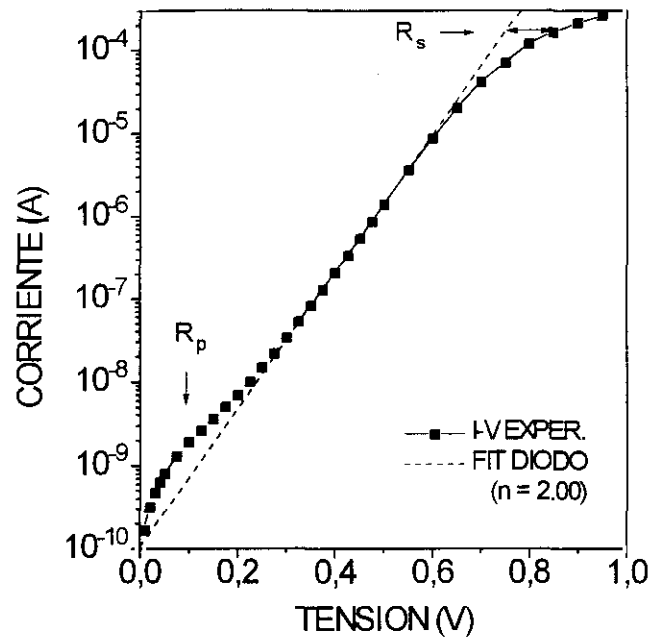
$$I = I_0 \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \quad [3.9]$$

donde  $n$ , el llamado factor diodo, tiene un valor entre 1 y 2 dependiendo del tipo de conducción que exista en la unión.

En la Figura 3.21 se muestra un primer ejemplo de la potencia de esta caracterización para señalar problemas tecnológicos: en esta figura se pueden ver las características de dos uniones hechas en las mismas condiciones de dosis de implantación y tratamiento de RTA, pero mientras que una de ellas presenta un factor diodo  $n = 2.00$ , la otra tiene  $n = 8.90$ . Este valor tan alto de  $n$  se puede explicar por el comportamiento rectificante de uno de los contactos (en este caso, el de la zona p), y manifiesta un problema en el tratamiento de aleado del contacto.

Los efectos de resistencia serie y paralelo son muy sencillos de detectar y calcular en una característica i-v directa. En la Figura 3.22 se muestran los datos experimentales de una unión implantada en InP con resistencia serie y resistencia paralelo, que servirán para ilustrar el método seguido en este trabajo para calcularlas. La resistencia serie se debe a los contactos y a la resistencia de la zona menos dopada de la unión, mientras que la resistencia paralelo modela en realidad una corriente de pérdidas debidas a corrientes superficiales u otras causas.

La resistencia serie se puede apreciar en la parte de altas corrientes, en que la caída de tensión en esta resistencia hace que la característica de la unión tienda hacia tensiones



**Figura 3.22:** Características i-v de una unión p-n con resistencia serie y resistencia paralelo. Los efectos de cada una de ellas están indicados en la gráfica.

mayores y se aparte del comportamiento ideal, obedeciendo a una expresión tipo

$$I = I_0 \exp \left[ \frac{q(V - IR_s)}{nkT} \right] \quad [3.10]$$

con  $R_s$  el valor de la resistencia serie. Existen diversos métodos para calcular el valor de la resistencia serie. El utilizado en este trabajo se basa en la diferenciación numérica de los datos experimentales, utilizando el ajuste<sup>64</sup>

$$I \frac{dV}{dI} = R_s I + \frac{nkT}{q} \quad [3.11]$$

que para el caso del diodo de la figura anterior, resulta en una resistencia de  $890\Omega$ , un valor alto pero razonable por la geometría y la construcción de la unión (realizada por implantación doble en material semi-aislante). Una vez conocida esta resistencia, se puede eliminar de los datos experimentales utilizando la ecuación [3.10], como se muestra en la Figura 3.23.

En la zona de bajas corrientes la corriente medida resulta ser mayor que la ideal. Esto se debe a una corriente de pérdidas, que se puede incorporar a la ecuación del diodo como una resistencia en paralelo de la forma

$$I = I_0 \exp \left( \frac{qV}{nkT} \right) + \frac{V}{R_p} \quad [3.12]$$

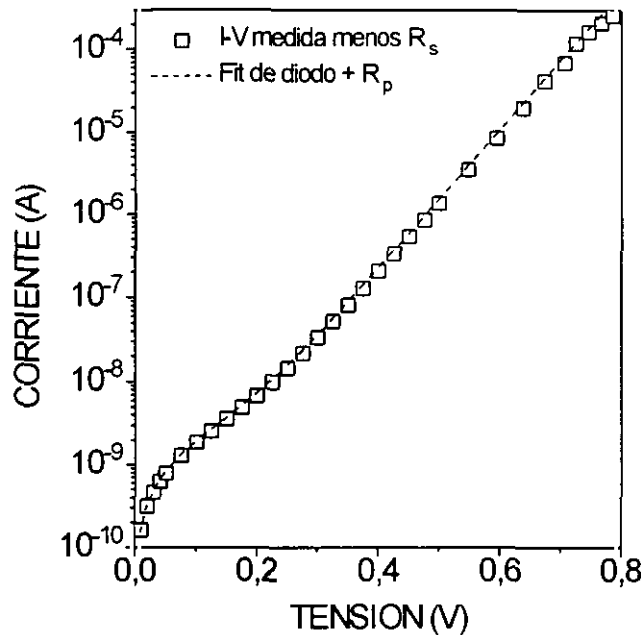


Figura 3.23: Ajuste de los datos experimentales a la expresión [3.12].

La Figura 3.23 muestra el ajuste de los datos experimentales corregidos de la resistencia serie a la ecuación anterior, para lo que se utilizó una  $R_p = 7.5 \times 10^7 \Omega$ .

El mecanismo de conducción en polarizaciones inversas puede deberse a difusión, generación en la zona de carga espacial, tunel, o a una mezcla de ellos:

1) La corriente de difusión es poco importante para semiconductores de gap ancho, como el InP.

2) La corriente de generación aparece por la creación de pares electrón-hueco en la zona de vaciamiento del material. Suponiendo una generación constante en esta zona, dependería de la anchura de esta zona de carga espacial, y su expresión es (para una sola trampa situada en el centro del gap)<sup>63</sup>

$$I_{\text{gen}} = A \frac{qn_i W}{\tau_{\text{ef}}} \quad [3.13]$$

con lo que sería proporcional a la raíz cuadrada de la tensión para uniones abruptas y a la raíz cúbica para uniones graduales (como se verá en el próximo subapartado). Su variación con la temperatura es la de  $n_i$ .

3) En cuanto a la corriente por efecto tunel, hay varios casos. A elevadas tensiones inversas, se puede dar el caso más simple de efecto túnel, que es el traspaso directo de portadores de banda a banda. Su expresión, calculada utilizando la probabilidad de transmisión mecano-cuántica de un electrón a través de una barrera de potencial (que, en este caso, sería el gap del semiconductor) es<sup>63</sup>



$$I_{\text{túnel}} = A \frac{\sqrt{2m^*} q^3 EV}{h^2 E_g^{1/2}} \exp \left[ -\frac{8\pi\sqrt{2m^*} E_g^{3/2}}{3qEh} \right] \quad [3.14]$$

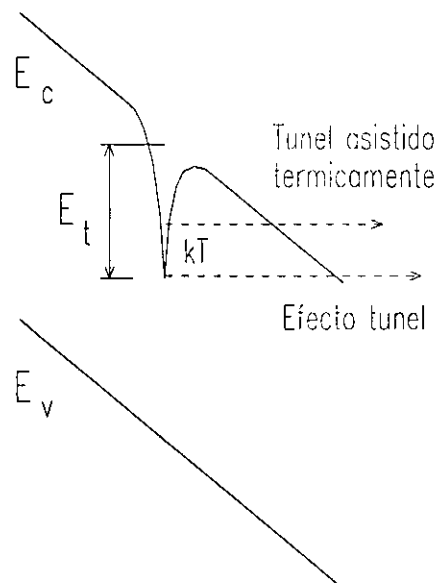
siendo  $E$  el campo eléctrico en la unión,  $m^*$  la masa efectiva,  $E_g$  el gap y  $V$  el potencial aplicado.

En presencia de trampas en el gap, se pueden dar procesos de túnel asistido por trampas. La expresión para esta corriente es<sup>65</sup>

$$I_{\text{túnel,tr}} = \text{const.} AN_t EV \exp \left[ -\frac{B(m_t)^{1/2} E_t}{E} \right] \quad [3.15]$$

donde  $E_t$  es la posición en energía de la trampa dentro del gap,  $N_t$  su concentración,  $m_t$  la masa de los portadores en la trampa,  $B$  una constante dependiente de la forma de la barrera y  $E$ ,  $V$  y  $E_g$  tienen idénticos significados que en la ecuación anterior. Como se vé, el principal efecto de la trampa es el de que la barrera de potencial se reduzca. Dentro de este mecanismo de conducción, se puede dar el caso de que la barrera se reduzca aún más debido a la excitación térmica de los portadores, la llamada conducción túnel asistida térmicamente, esquematizada en la Figura 3.24. No se puede obtener una expresión analítica para este tipo de conducción, ya que se calcula por la integral<sup>66</sup>

$$I_{\text{túnel,asist.}} = \text{const.} AN_t \exp \left( -\frac{E_t}{kT} \right) \int_0^{E_t} \exp \left[ \varepsilon - \frac{C}{E} \varepsilon^{3/2} \right] d\varepsilon \quad [3.16]$$



**Figura 3.24:** Esquema del proceso de túnel por trampas asistido térmicamente.

donde  $A$ ,  $N_t$  y  $E$  tienen sus significados habituales,  $\varepsilon = E/kT$  y  $C$  viene dado por

$$C = \frac{8\pi m_t^{1/2} (kT)^{3/2}}{3q\hbar} \quad [3.17]$$

donde  $m_t$  es la masa de los portadores en la trampa.

La expresión [3.16] no es más que la corriente de túnel asistido por trampas multiplicada por un factor exponencial debido a la probabilidad de excitación térmica, integrado en energías entre 0 y la energía de la trampa,  $E_t$ .

Finalmente, los mecanismos de ruptura de la unión son esencialmente tres:<sup>63</sup>

1) Inestabilidad térmica, que es el que se da en semiconductores de gap estrecho como el Ge.

2) Efecto tunel, dado por la expresión [3.14], que tiene un coeficiente de temperatura positivo (la tensión inversa de ruptura disminuye al aumentar la temperatura).

3) Multiplicación por avalancha, que se da cuando el campo eléctrico es suficientemente alto para que los portadores que cruzan la zona de carga espacial lleven energía superior a la necesaria para crear pares electrón-hueco. Se puede distinguir del mecanismo anterior ya que tiene un coeficiente de temperatura negativo. Existe una expresión empírica que relaciona la tensión de ruptura resultante con el dopado de la zona menos dopada de la unión y el valor del gap del semiconductor<sup>63</sup>

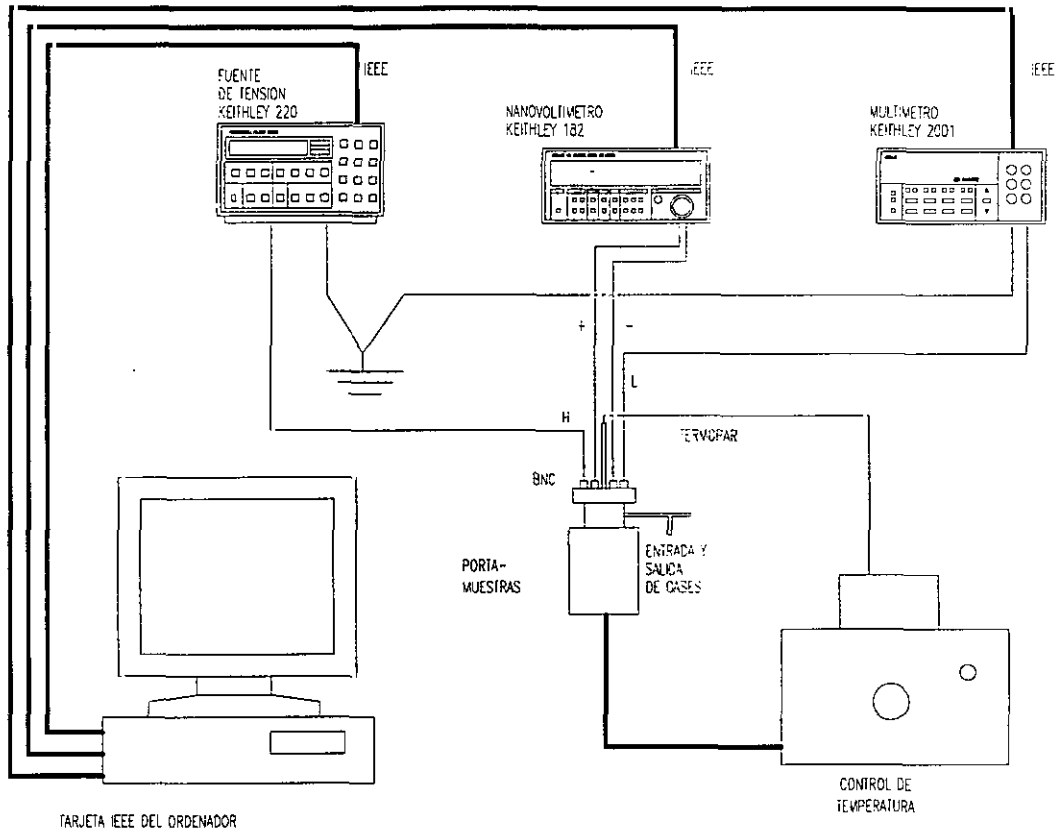
$$V_B = 60 \left( \frac{E_g}{1.1} \right)^{3/2} \left( \frac{N_B}{10^{16}} \right)^{-3/4} \quad [3.18]$$

### 3.6.2. Sistema de caracterización I-V desarrollado

Para la medida de las características i-v de los dispositivos realizados, se utilizaron los siguientes aparatos:

- Fuente de tensión programable Keithley 230, de hasta 100 V.
- Multímetro Keithley 2001 como amperímetro.
- Voltímetro Keithley 182 (con tensión máxima de medida de 30 V e impedancia de entrada  $> 10 \text{ G}\Omega$ ).

El esquema del sistema de medida se muestra en la Figura 3.25. La medida de la tensión se hace directamente en la muestra con una configuración de 4 puntas, mientras que el amperímetro para la medida de la corriente se sitúa tras el dispositivo, con lo que se minimizan al máximo los errores debidos a pérdidas de corriente.<sup>67</sup> Se desarrolló un programa en Turbo Pascal 5.0 para la medida automática de estas características utilizando el bus IEEE para controlar los diferentes aparatos de medida. El programa desarrollado, que



**Figura 3.25:** Esquema del sistema automático de medidas de características i-v desarrollado.

se maneja por menús, tiene las siguientes características:

- Los datos, presentados gráficamente por pantalla en tiempo real, se almacenan en ficheros ASCII para su posterior tratamiento.

- Presenta un menú con los datos de tensiones máxima y mínima para la medida, la máxima corriente permitida en la muestra y la precisión deseada en las medidas: cada medida, tanto de tensión como de corriente, es la media de 10 lecturas, y estas medidas se repiten varias veces para cada dato final, aceptándose como válida la medida que entra dentro del margen de precisión solicitado al ser comparada con una lectura anterior.

- El programa tiene en cuenta los cambios de escala del amperímetro, que cambian la resistencia en serie que presenta este aparato provocando saltos en la tensión aplicada sobre la muestra. Para evitar estos saltos, el programa varía la tensión sobre la muestra tras cada cambio de escala para obtener una característica continua.

- Las medidas se hacen primero en directa, con variaciones de tensión de 5 mV a bajas tensiones, 20 mV a tensiones medias y 50 mV a altas tensiones. Tras alcanzarse la tensión (o corriente) máxima permitida en la muestra, se baja la polarización a 0 V y se pasa a medir la característica inversa, con intervalos de tensión de 100 mV (hasta 5 V), 0.5 V (hasta 10 V) y 1 V (hasta los 30 V máximos permitidos por el voltímetro), finalizando al alcanzarse la tensión requerida.

Para las medidas a temperatura variable, se utilizó un portamuestras equipado con un termopar tipo K (chromel-alumel), fijado mediante un tornillo a una pieza de cobre en que se situaba también la muestra medida, de modo que la diferencia de temperatura entre el termopar y la muestra fuera lo menor posible. Para hacer contacto en la muestra se utilizaron en función de la geometría de esta, las puntas diseñadas o cables de cobre pegados con una disolución coloidal de plata (Du Pont) La lectura del termopar se obtuvo de un módulo Omega (mod. 199) que compensa la temperatura ambiente, y cuya salida se conecta con un controlador de temperatura analógico de un horno, que se utilizó para obtener temperaturas por encima de la temperatura ambiente. Para obtener temperaturas por debajo de la ambiente, se utilizó nitrógeno líquido contenido en un recipiente Deward para enfriar el portamuestras, siendo la temperatura en la muestra fácilmente controlable en  $\pm 1$  °C en función de la altura del portamuestras sobre el recipiente. Con este método se obtuvieron temperaturas de hasta -110 °C en la muestra. Para evitar la condensación de agua sobre las muestras, las medidas a baja temperatura se hicieron con un flujo continuo de nitrógeno.

### 3.6.3. Características C-V

La medida de la capacidad de una unión a polarización variable informa esencialmente de la concentración de portadores en la zona menos dopada de la unión, así como del tipo de unión (abrupta o gradual). Utilizando la aproximación de vaciamiento total, es sencillo demostrar que la capacidad de una unión abrupta viene dada por la expresión

$$C = \left[ \frac{q\epsilon_s N_B}{2(V_{bi} + V)} \right]^{1/2} \quad [3.19]$$

la de una unión gradual por

$$C = \left[ \frac{qa\epsilon_s^2}{12(V_{bi} + V)} \right]^{1/3} \quad [3.20]$$

donde  $V_{bi}$  es la tensión de difusión (built-in voltage),  $V$  es la tensión inversa aplicada,  $N_B$  es la concentración de portadores en la zona menos dopada y  $a$  es el gradiente de dopado.<sup>63</sup>

En un análisis simple, del ajuste de las características  $1/C^n$  a una línea recta se deduce el tipo de unión, según  $n$  sea 2 (unión abrupta) ó 3 (unión gradual), mientras que del corte con el eje de la polarización ( $1/C^n = 0$ ) se obtiene la tensión de difusión del dispositivo. Sin embargo, en el caso de las uniones implantadas, estas expresiones deben tratarse con una cierta precaución. En primer lugar, la implantación suele crear un perfil que no es

constante en la zona menos dopada (debido a efectos de compensación por difusión de los dopantes implantados o por creación de defectos), lo que hace que las características  $1/C^n$  no sean rectas. Otro efecto a tener en cuenta es la posible presencia de centros profundos, lo que hace que la medida de la capacidad no sea exactamente la debida a la unión, falseándose el valor de la capacidad de difusión obtenido de estas medidas.<sup>68</sup>

El perfil de dopado en la zona menos dopada se puede obtener variando la polarización inversa de la unión, ya que el espesor de la zona de vaciamiento creada en inversa depende de esta polarización, aumentando a polarizaciones más negativas para el caso de una unión abrupta como

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_B}(V_{bi} + V - 2kT/q)} \quad [3.21]$$

donde  $V_a$  es la correspondiente polarización en inversa y el factor de corrección  $-2kT/q$  aparece por efectos de la distribución real de mayoritarios en los bordes de la zona de vaciamiento.<sup>69</sup>

Si la concentración de portadores en la zona más dopada es superior al menos en 1 orden de magnitud respecto a la de la zona menos dopada, la ecuación [3.19] se puede tomar como una buena aproximación aún en el caso de que la  $N_B$  no sea constante. Dejándola en función de  $1/C^2$  y diferenciándola respecto a  $V$ , se puede despejar la concentración variable  $N_B$  en función de  $V$  como<sup>64</sup>

$$N_B(V_a) = \frac{2}{q\epsilon_s A^2} \left[ \frac{d(1/C^2)}{dV} \right]^{-1}_a \quad [3.22]$$

mientras que la profundidad correspondiente se puede obtener teniendo en cuenta que

$$C(V_a) = \epsilon_s \frac{A}{W(V_a)} \quad [3.23]$$

donde  $W(V_a)$  es el espesor de la zona de vaciamiento creada a esa polarización, dado por la ecuación [3.21].

Hay que hacer notar dos observaciones importantes sobre la aplicabilidad de esta técnica para la obtención de perfiles de dopado:

1) El hecho de que el área del dispositivo aparezca en las expresiones de  $W$  y de  $N_B$  (aquí como  $A^2$ ) hace que sea necesario conocer este parámetro con gran exactitud para obtener los valores del perfil con suficiente precisión.

2) La posible presencia de niveles profundos tiene, como se verá en el próximo apartado, una gran influencia en la capacidad de una unión p-n, principalmente a las frecuencias a las que pueden responder estos niveles. Sin embargo, las medidas C-V a alta

frecuencia (que en principio se supondrían independientes de la influencia de niveles profundos) están también distorsionadas por la presencia de estos niveles, ya que la anchura de la zona de vaciamiento no va a ser la de la ecuación [3.21].<sup>70</sup>

### 3.6.4. Características C-f, espectroscopía de admitancias.

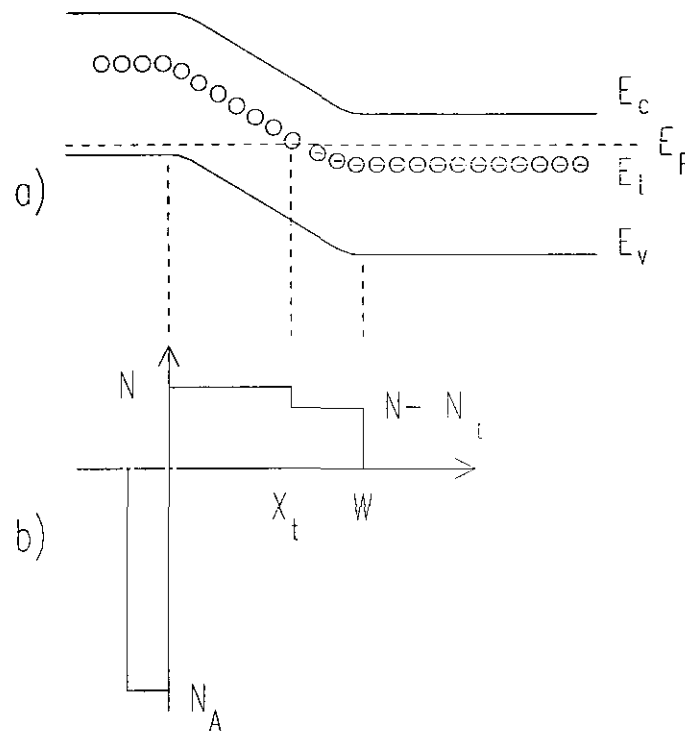
En la ecuación [3.19] se puede ver que, para el caso de una unión ideal, la capacidad originada por la aparición de una zona de carga espacial (la llamada capacidad de transición) no tiene ninguna dependencia con la frecuencia de la señal alterna de medida. Esta capacidad es la que aparece con la unión polarizada en inversa o a pequeñas tensiones en directa. Cuando la unión comienza a conducir apreciablemente (a tensiones directas intermedias) aparece superpuesta a ésta la llamada capacidad de difusión, que sí presenta una dependencia con la frecuencia que se debe a los efectos de retardo de los portadores minoritarios.<sup>63</sup>

Así pues, la característica C-f de una unión en ausencia de polarización o con polarización inversa debería ser recta hasta las frecuencias a las que empieza a notarse el efecto de la resistencia serie (que, como es bien sabido, da lugar a una caída en la capacidad a partir de una frecuencia que es la inversa del tiempo definido por el producto  $R_s C$ , siendo estas frecuencias habitualmente superiores a 10 MHz). Sin embargo, la presencia de niveles profundos en el semiconductor da lugar a relajaciones en la capacidad a las frecuencias propias de estos niveles, lo que se pone de manifiesto muy claramente en las características C-f. Esto ha dado lugar a la aparición de una técnica de medida para obtener información (esencialmente la energía de activación) sobre los niveles profundos presentes en una unión utilizando medidas de capacidad en función de la frecuencia a diferentes temperaturas (o alternativamente, medidas de capacidad en función de la temperatura a diferentes frecuencias), la llamada espectroscopía de admitancias.<sup>71,72</sup>

En la Figura 3.26 a) se muestra el diagrama de bandas en ausencia de polarización de una unión p<sup>+</sup>-n, que serán las estudiadas más habitualmente en este trabajo, con un nivel profundo aceptor a una energía  $E_t$  de la banda de conducción. Como el nivel profundo cambia su estado de carga en el punto de cruce con el nivel de Fermi, se crea una distribución de carga adicional (Figura 3.26 b) que distorsiona la anchura de la zona de carga espacial respecto a la esperada para la unión. Resolviendo la ecuación de Poisson con la distribución de carga y los datos de la figura anterior, se puede determinar la capacidad a baja frecuencia como

$$C_0 = C_\infty \left(1 + \frac{N_t}{N}\right) \frac{1}{1 + K} \quad [3.24]$$

con



**Figura 3.26:** a) Diagrama de bandas de una unión p<sup>+</sup>-n con un nivel profundo aceptor a una energía  $E_t$ . b) Esquema de la distribución de cargas en la unión del apartado a).

$$K = \frac{x_t N_t}{W - N} \quad [3.25]$$

referido a la Figura 3.26.<sup>73</sup>

La anchura de la zona de carga espacial resulta ser menor que la que se obtendría en ausencia del nivel profundo. Denominándose  $W'$  a esta última, la obtenida en el caso de la figura sería

$$W = W' - x_t \left(1 + \frac{N_t}{N}\right) \quad [3.26]$$

Al aplicarse una señal alterna al sistema de la Figura 3.26, aparte de las variaciones de carga en los bordes de la zona de carga espacial debidas a los portadores libres, se producen también variaciones de carga en la zona en que el nivel profundo corta con el nivel de Fermi. Este último efecto se traduce en la existencia de una componente capacitiva adicional en paralelo con la debida a la unión (y que, por tanto, se suma a ésta), que desaparece cuando la frecuencia de la señal alterna aplicada es mayor que la frecuencia propia del nivel. Utilizando una relajación de tipo Debye para el nivel, con una frecuencia propia  $\omega T$  (lo que se puede simular con un circuito RC en paralelo), las expresiones para la capacidad y la conductancia (en realidad se suele utilizar la conductancia dividida por  $\omega$ ) en paralelo en función de la frecuencia quedan<sup>74</sup>

$$C_P = C_\infty + \frac{C_0 - C_\infty}{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_t}\right)^2} \quad [3.27]$$

$$\frac{G_P}{\omega} = \frac{\frac{\omega}{\omega_t}(C_0 - C_\infty)}{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_t}\right)^2} \quad [3.28]$$

donde  $C_0$  sería la de la ecuación [3.24] y  $C_\infty$  viene dada por

$$C_\infty = \epsilon_s \frac{A}{W} \quad [3.29]$$

y  $W$  depende de la concentración de trampas (ecuación [3.26]).

De la diferencia entre los valores a baja y a alta frecuencia se puede obtener el valor de la concentración de trampas, que queda

$$\frac{N_t}{N_t + N} = \frac{\Delta C}{C_0} \sqrt{\frac{qV_{bi}}{E_t - E_F + kT \ln(g)}} \quad [3.30]$$

siendo  $g$  la degeneración del nivel.<sup>74</sup>

Utilizando como base la formulación de Shockley-Read-Hall para la emisión y captura de portadores por niveles profundos, el principio del balance detallado y la expresión de la distribución de Fermi-Dirac, se puede obtener la frecuencia propia de emisión del nivel como

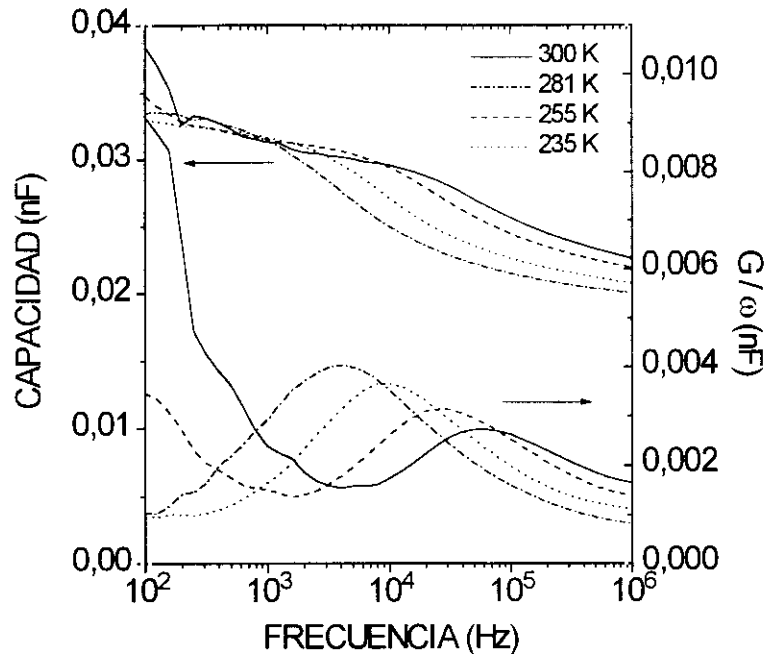
$$\omega_t = \sigma v_{th} N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_t}{kT}\right) \quad [3.31]$$

donde  $N_c$  es la densidad de estados de la banda de conducción (o de aquella con la que el nivel intercambia los portadores),  $\sigma$  es la sección eficaz de captura de la trampa y  $v_{th}$  es la velocidad térmica.<sup>73,74</sup>

Suponiendo que la sección eficaz de captura  $\sigma$  no varíe con la temperatura o lo haga muy lentamente y teniendo en cuenta la expresión para  $N_c$  y  $v_{th}$ , el término pre-exponencial de la expresión de la frecuencia propia del nivel presenta una dependencia con la temperatura  $T^2$ , lo que se utilizará para obtener la posición del nivel profundo dentro del gap.

Las medidas de espectroscopía de admitancias consisten en obtener capacidad y conductancia en función de la frecuencia para diferentes temperaturas de medida. A cada temperatura, en caso de que exista un nivel profundo en la zona menos dopada de la unión, se obtiene una relajación en la capacidad y un pico en la correspondiente frecuencia en  $G/$





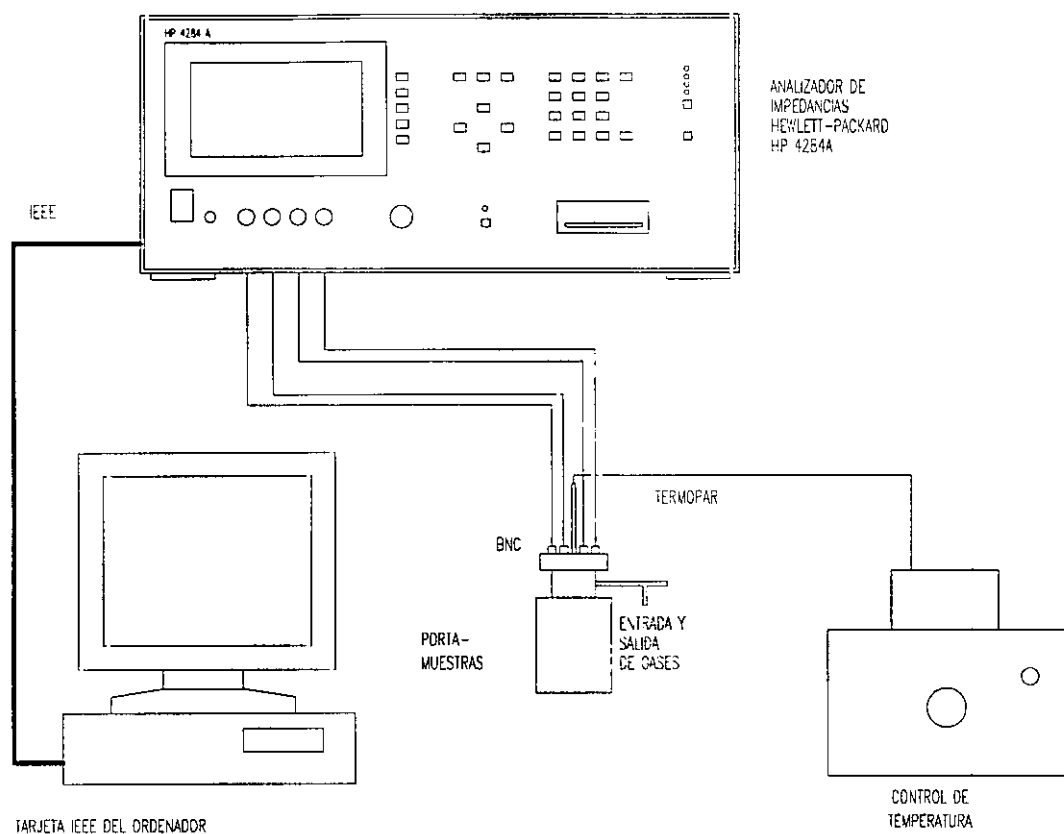
**Figura 3.27:** Medidas de espectroscopía de admitancias de una unión p-n realizada por implantación de Mg en InP no dopado.

$\omega$ . Del valor de la relajación en la capacidad se puede obtener una estimación de la concentración de trampas presentes. Obteniendo luego estas curvas a diferentes temperaturas, la frecuencia de la relajación se desplaza de acuerdo con la expresión [3.31]. Así, utilizando un plot de Arrhenius en que se representen las diferentes frecuencias a las que aparece la relajación divididas por  $T^2$  para tener en cuenta la dependencia del factor pre-exponencial, se obtienen la posición en energía del nivel profundo y una indicación de su sección eficaz de captura.<sup>75,76</sup> En la Figura 3.27 se muestran las medidas de capacidad y  $G/\omega$  en función de la frecuencia para diferentes temperaturas, donde se pueden observar la relajación en la capacidad y el correspondiente pico, que se desplazan en función de la temperatura de medida.

Hay que destacar que en el caso de que las relajaciones sean muy pequeñas, la componente de continua de la conductividad puede enmascarar el pico en la curva de  $G/\omega$ . Para evitar este efecto, en estos casos se utilizaron las transformaciones de Kramers-Kronig para obtener las curvas de conductancia a partir de las de capacidad.<sup>77,78</sup>

### 3.6.5. Sistema de caracterización C-V y C-f

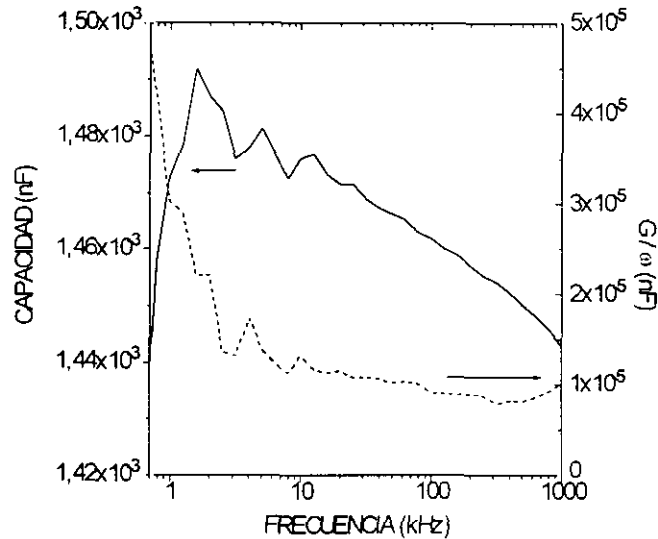
Para la medida de capacidad y conductancia se utilizó el analizador de impedancias Hewlett-Packard 4284A, que posee un rango de frecuencias de medida de 20 Hz a 1 MHz. En alguna ocasión, para aumentar el rango de medida por la parte de alta frecuencia se utilizó el puente HP 4192A, que es capaz de medir hasta 13 MHz. La sensibilidad que po-



**Figura 3.28:** Esquema del sistema de medidas utilizado para las caracterizaciones en alterna en este trabajo.

see el puente utilizado para las medidas de capacidad es de 0.01 fF, más que suficiente para el rango de capacidades medidas habitualmente en este trabajo, en el orden de 10-100 pF. La sensibilidad para la conductancia es de 0.01 nS. El puente tiene incorporada una fuente de tensión para polarizar el dispositivo medido con precisión de 1 mV hasta un máximo de 40 V, y las señales de medida tienen posibilidad de alcanzar 1 V rms, con pasos de 10 mV.

El esquema del sistema de medida es el mostrado en la Figura 3.28. El analizador de impedancias se controla con el bus IEEE utilizando un ordenador PC-AT, con un programa manejado por menús que permite la realización de medidas C-V ó C-f y presenta las medidas en pantalla en tiempo real, al tiempo que crea un fichero en ASCII para su posterior manejo. En ambos tipos de medida, los valores necesarios para la medida se introducen por medio de un menú. Así, para las medidas C-V se solicitan las tensiones mínima y máxima de medida, el paso de tensión y la frecuencia de la señal utilizada, mientras que para las medidas C-f se deben introducir las frecuencias mínima y máxima de medida, el número de puntos de medida por década de frecuencia y la polarización en continua. En las medidas presentadas en esta tesis, se utilizó siempre una intensidad de la señal alterna de medida de 50 mV, así como un rango de frecuencias entre 100 Hz y 1



**Figura 3.29:** Capacidad y conductancia del portamuestras empleado en las medidas de espectroscopía de admitancias.

MHz, ya que el rango inferior a 100 Hz (y en ocasiones, también las frecuencias hasta 500 Hz) resulta muy ruidoso. Las medidas se hicieron con configuración de 4 puntas utilizando cables coaxiales de 1 m de longitud, realizándose para ello la calibración automática que posee el puente para tener en cuenta la impedancia de los cables. Se utilizó un tiempo de integración medio y un promedio de 4 medidas para cada dato, que llegaron hasta 32 en caso de medidas de capacidades muy bajas. El portamuestras utilizado y la técnica para la medida y la variación de la temperatura son los explicados en el apartado correspondiente al sistema de caracterización I-V. En la Figura 3.29 se muestra la capacidad y  $G/\omega$  para el portamuestras y la punta utilizados en posición de medida, aunque sin muestra, donde puede apreciarse la baja capacidad parásita introducida por el sistema de medida.

### 3.6.6. DLTS

La técnica más utilizada en la actualidad para la caracterización de niveles profundos en semiconductores, debido a su extraordinaria sensibilidad, es la espectroscopía de transitorios de niveles profundos, DLTS (Deep-level transient spectroscopy), iniciada por Sah<sup>79,80</sup> y mejorada (introduciendo el concepto de ventana del transitorio, para obtener las curvas de DLTS) por Lang.<sup>81,82</sup>

Esta técnica consiste básicamente en aplicar un pulso de tensión a una unión y registrar el transitorio que se produce debido a la constante de tiempo de los niveles presentes en la unión. En la Figura 3.30 a) se muestra una unión en ausencia de polarización, para la que la capacidad tiene un cierto valor  $C$  ( $V=0$ ). Si en esta situación se aplica un pulso de

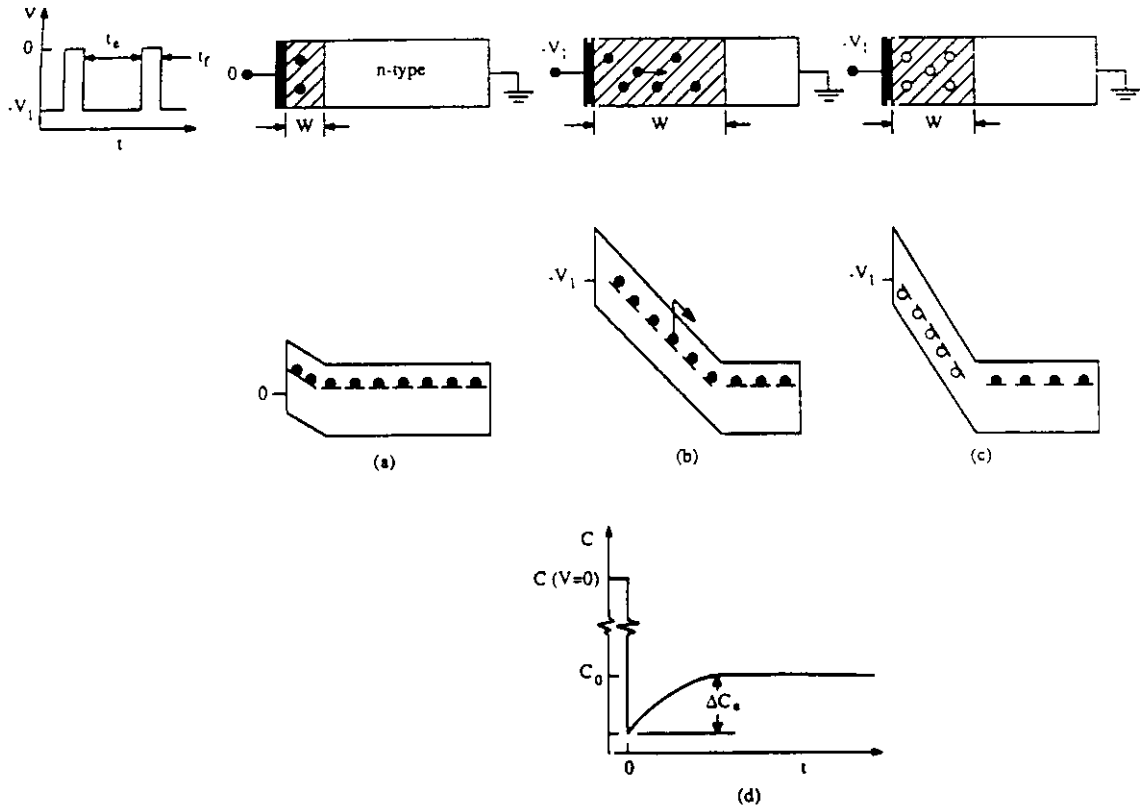


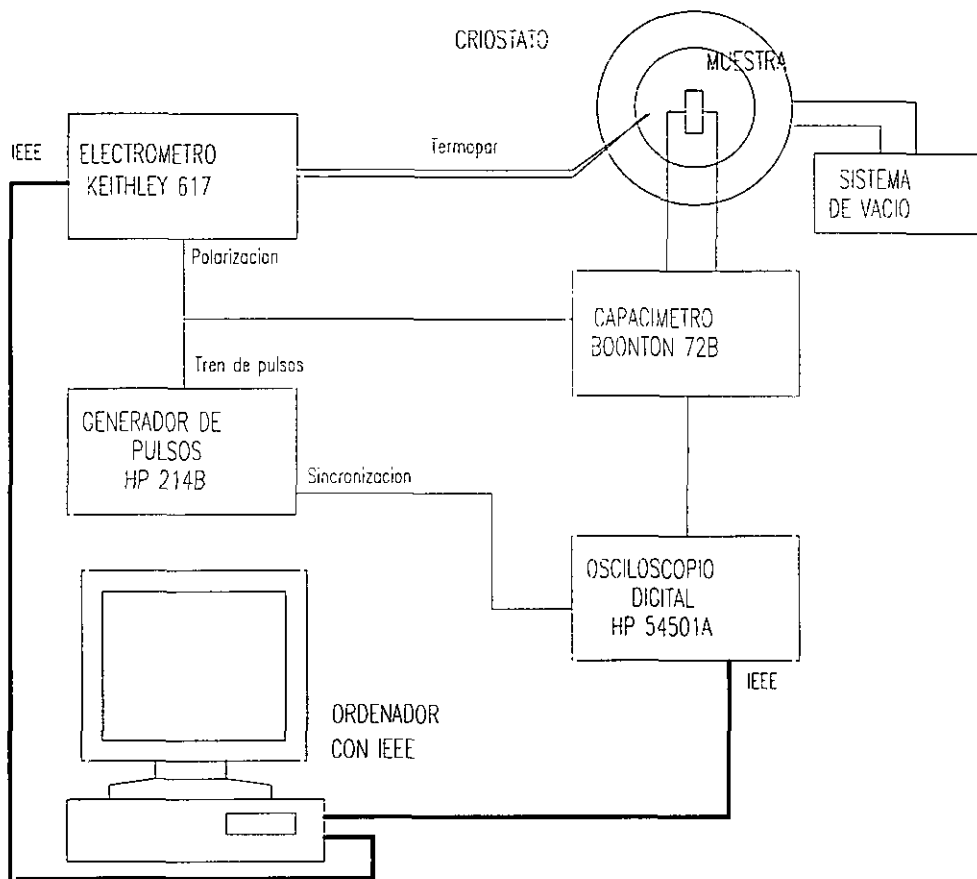
Figura 3.30: Transitorio de capacidad creado en una unión por la aplicación de un pulso de tensión. De la situación b) a la c) hay una variación en la capacidad debida al retardo de los portadores en abandonar la trampa.

tensión para llevar a la unión a una cierta polarización inversa (parte b), los niveles profundos presentes, inicialmente en la situación de equilibrio entre emisión y captura dada por las expresiones de Shockley-Read-Hall,<sup>83,84</sup> continúan emitiendo portadores con su constante de tiempo propia. Sin embargo, al encontrarse ahora en una zona de carga espacial (y por tanto sometidos a un campo eléctrico elevado), los portadores abandonan esta zona y los procesos de captura no se producen, por lo que los niveles se vacían de portadores con una dependencia temporal de tipo (para el caso de material tipo n)<sup>85</sup>

$$n_t(t) = N_t \exp\left(-\frac{t}{\tau_e}\right) \quad [3.32]$$

donde \$n\_t\$ es la concentración de electrones atrapados por las trampas, \$N\_t\$ la concentración de trampas (niveles profundos) y \$\tau\_e\$ la inversa de la constante de emisión de la trampa. De este modo, la capacidad de la unión tiende a alcanzar su valor de equilibrio con una constante de tiempo igual a la de la emisión de portadores por la trampa, y se origina un transitorio de capacidad como el mostrado en la parte d) de la Figura 3.30.

El montaje experimental utilizado para obtener las medidas de DLTS en este trabajo se muestra esquemáticamente en la Figura 3.31, y es el perteneciente al Departamento de Electrónica de la Facultad de Ciencias de la Universidad de Valladolid. La muestra se



**Figura 3.31:** Montaje experimental utilizado para las medidas de DLTS presentadas en esta tesis.

monta en un criostato de nitrógeno líquido, en vacío, equipado con un termopar para la lectura de la temperatura (que, utilizando un electrómetro se puede medir por ordenador) y un controlador de temperatura. Mediante un electrómetro programable Keithley 617 se polariza el dispositivo en inversa (típicamente a 1 V negativo), y los pulsos de llenado, de 10 ms, se introducen utilizando el generador de pulsos HP214B. Las medidas se hacen entre 100 y 300 K a intervalos de 1 K, y para cada temperatura se utilizan dos trenes de pulsos diferentes, con periodos de 100 ms o de 1 s, lo que permite obtener con buena precisión constantes de tiempo de hasta 1 s. La capacidad a 1 MHz se mide utilizando un capacitor Boonton 72B, y los transitorios se registran en un osciloscopio digital programable HP54501A, sincronizado con el generador de pulsos, que vierte los datos al ordenador. Uno de estos transitorios, obtenido a 215 K para una unión p<sup>+</sup>-n en InP hecha por implantación de Mg utilizando un tren de pulsos de periodo 100 ms, se muestra en la Figura 3.32.

Utilizando los transitorios registrados, se puede obtener la diferencia de capacidad para dos tiempos  $t_1$  y  $t_2$  (la llamada ventana del transitorio). Se puede demostrar que esta diferencia de capacidad es<sup>85</sup>

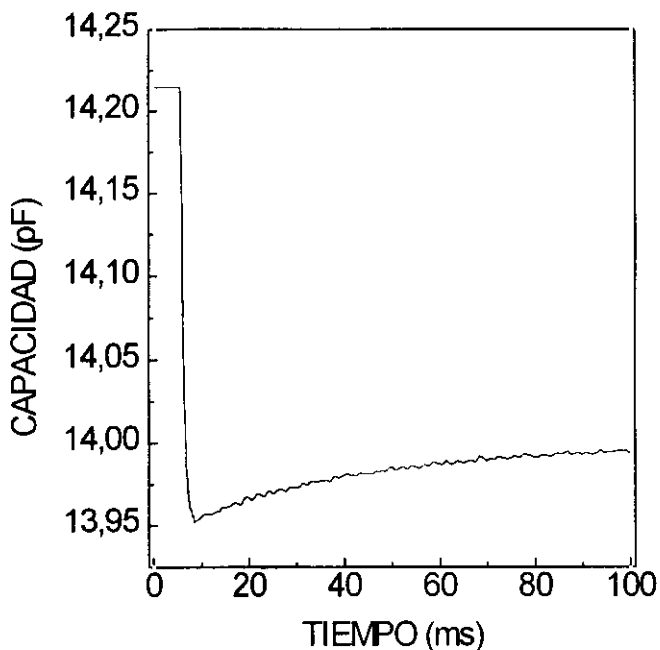


Figura 3.32: Transitorio de capacidad típico medido para una unión implantada en InP.

$$\Delta C = C(t_1) - C(t_2) = \frac{C_0 n_t(0)}{2N} \left[ \exp\left(-\frac{t_2}{\tau_e}\right) - \exp\left(-\frac{t_1}{\tau_e}\right) \right] \quad [3.33]$$

y su representación en función de la temperatura es la curva de DLTS, que para el dispositivo anterior y una diferencia  $t_2 - t_1$  (ventana) de 57.7 ms se muestra en la Figura 3.33.

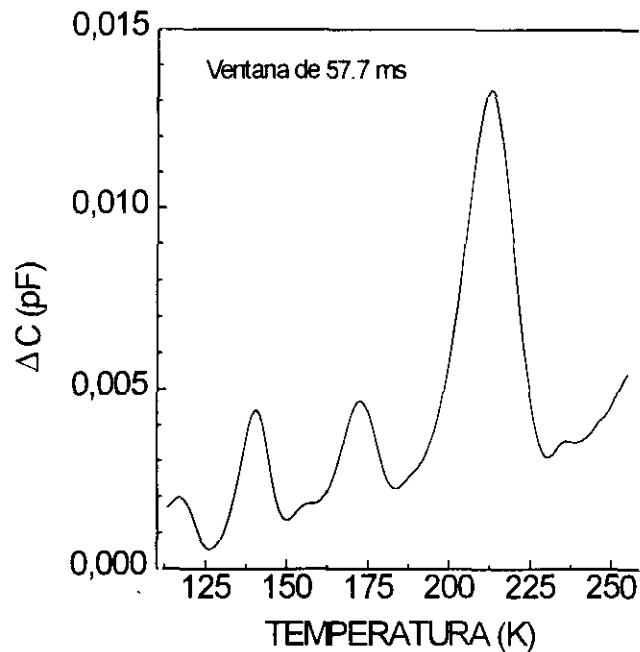
Como se ve, se obtienen una serie de picos en función de la temperatura, cada uno de los cuales corresponderá a una emisión con diferente constante de tiempo. Diferenciando e igualando a cero la expresión [3.33], se puede demostrar que la  $\tau_e$  del máximo depende de la ventana utilizada de acuerdo con la expresión

$$\tau_{e,\max} = \frac{t_2 - t_1}{\ln(t_2 / t_1)} \quad [3.34]$$

Utilizando diferentes ventanas de medida se obtendrían los máximos en temperaturas diferentes, lo que de hecho se utiliza para obtener un diagrama de Arrhenius y determinar la energía del nivel utilizando la expresión [3.31], donde ahora

$$\omega_t = \frac{1}{2\pi\tau_e} \quad [3.35]$$

Del valor de la intensidad del máximo se puede obtener también la concentración de la trampa, pues se conoce la relación de  $t_1$  y  $t_2$  con  $\tau_{e,\max}$ . La concentración resulta ser



**Figura 3.33:** Curva DLTS de una unión implantada en InP, utilizando una ventana de tiempos de 57.7 ms.

$$N_t = \frac{\Delta C_{\max}}{C_0} \frac{2Nr^{\frac{r}{r-1}}}{1-r} \quad [3.36]$$

con  $r=t_2/t_1$ .

### 3.7. REFERENCIAS

- [1] W. Haussler y J.P. Biersack, Nucl. Instr. and Meth. B 39, 483 (1989).
- [2] S. Mader, "Ion implantation damage into Silicon", en "Ion Implantation Science and Technology", J.F. Ziegler, ed. Academic Press (Londres, 1984).
- [3] R.K. SurrIDGE, B.J. Sealy, A.D. Cruz y K.G. Stephens, Proc. del Intern. Symposium on GaAs and Related Compounds, Inst. Phys. Conf. Ser. 33a, 161 (1977).
- [4] R.T. Fulks, R.A. Powell y W.T. Stacy, IEEE Electron Device Lett. EDL-3, 179 (1982).
- [5] J. Nulman, J.P. Krusius, N. Shah, A. Gat y A. Baldwin, J. Vac. Sci. Technol. A 4, 1005 (1986).
- [6] T. Hori, Y. Naito, H. Iwasaki y H. Esaki, IEEE Trans. Electron Device Lett. EDL-6, 669 (1986).
- [7] S. Solmi, E. Baruffaldi y R. Canteri, J. Appl. Phys. 69, 2135 (1991).
- [8] R. Singh, J. Appl. Phys. 63, R59-114 (1988).

- [9] B. Molnar, G. Kelner, G.R. Ramseyer, G.H. Morrison y S.C. Shatas, *Mat. Res. Soc. Symp.* Vol. 27, 129 (1984).
- [10] M.V. Rao, *IEEE Trans. Electron Devices* 39, 160 (1992).
- [11] M.V. Rao, S. Gulwadi, P.E. Thompson, A. Fathimulla y O.A. Aina, *J. Electron. Mater.* 18, 131 (1989).
- [12] R. Singh, F. Radpour, P. Chu, Q. Nguyen, S.P. Joshi, H.S. Ullal, R.J. Matson y S. Asher, *J. Vac. Sci. Technol. A* 5, 1819 (1987).
- [13] C.H. Yang, D.L. Plumton, R. Lodenkamper y H.D. Shih, *Appl. Phys. Lett.* 55, 1650 (1989).
- [14] F. Roozeboom, Capítulo 9 de "Rapid Thermal Processing Science and Technology", R.B. Fair, ed. Academic Press (Londres, 1993).
- [15] S.J. Pearton y R. Caruso, *J. Appl. Phys.* 66, 663 (1989).
- [16] S.J. Pearton y U.K. Chakrabarti, Capítulo 7 de "InP and Related Materials: Processing, Technology, and Devices", A. Katz, ed. Artech House (Boston, 1992).
- [17] B. Molnar, *Appl. Phys. Lett.* 36, 927 (1980).
- [18] A. Katz, Capítulo 9 de "InP and Related Materials: Processing, Technology, and Devices", A. Katz, ed. Artech House (Boston, 1992).
- [19] A. Katz, S.J. Pearton y M. Geva, *Appl. Phys. Lett.* 59, 286 (1991).
- [20] A. Piotrovskaya, P. Auvray, A. Guivarc'h, G. Pelous y P. Henoc, *J. Appl. Phys.* 52, 5112 (1981).
- [21] D.A. Anderson, R.J. Graham y J.W. Steeds, *Semicond. Sci. Technol.* 3, 63 (1988).
- [22] E. Kuphal, *Solid-State Electron.* 24, 69 (1981).
- [23] A. Piotrovskaya, A. Guivarc'h y G. Pelous, *Solid-State Electron.* 26, 179 (1983).
- [24] T.C. Shen, G.B. Gao y H. Morkoc, *J. Vac. Sci. Technol. B* 10, 2113 (1992).
- [25] H. Morkoc, T.J. Drummond y C.M. Stanchak, *IEEE Trans. Electron Devices* 28, 1 (1981).
- [26] T. Clausen, O. Leistiko, I. Chorkendorff y J. Larsen, *Thin Solid Films* 232, 215 (1993).
- [27] T. Clausen y O. Leistiko, *Appl. Phys. Lett.* 62, 1108 (1993).
- [28] V. Malina, U. Schade y K. Vogel, *Semicond. Sci. Technol.* 9, 49 (1994).
- [29] J.B. Boos y W. Kruppa, *J. Vac. Sci. Technol. B* 7, 502 (1989).
- [30] J.B. Boos y W. Kruppa, *Solid-State Electron.* 31, 127 (1988).
- [31] G. Bahir, J.L. Merz, J.R. Abelson y T.W. Sigmon, *J. Electron. Mater.* 16, 257 (1987).
- [32] Artículo sobre medidas de contactos (tesis de un alemán).
- [33] N.W. Ashcroft y N.D. Mermin, "Solid State Physics", Saunders College (Philadelphia, 1976).
- [34] L.J. van der Pauw, *Philips Res. Rep.* 13, 1 (1958).



- [35] K.V. Shalimova, "Física de los Semiconductores", Mir (Moscú, 1975).
- [36] M. Benzaquen, K. Mazuruk, D. Walsh, A.J. Springthorpe y C. Miner, *J. Electron. Mater.* 16, 111 (1987).
- [37] S. Grutzmann, *Solid-State Electron.* 9, 409 (1966).
- [38] R. Chwang, B.J. Smith y C.R. Crowell, *Solid-State Electron.* 17, 1217 (1974).
- [39] W. Versnel, *Solid-State Electron.* 23, 557 (1980).
- [40] J.M. David, M.G. Buehler, *Solid-State Electron.* 20, 539 (1977).
- [41] W. Versnel, *Solid-State Electron.* 22, 911 (1979).
- [42] E. Pettenpaul, J. Huber, H. Weidlich, W. Flossmann y U. von Borcke, *Solid-State Electron.* 24, 781 (1981).
- [43] R.H. Williams, A. McKinley, G.J. Hughes, V. Montgomery y I.T. McGovern, *J. Vac. Sci. Technol.* 21, 594 (1982).
- [44] J.W. Roach y H.H. Wieder, *J. Vac. Sci. Technol. B* 2, 512 (1984).
- [45] A. Chandra, C.E.C. Wood, D.W. Woodward y L.E. Eastman, *Solid-State Electron.* 22, 645 (1979).
- [46] "HP-IB Installation and operation manual", Hewlett-Packard Co. (1980).
- [47] D.C. Look, "Electrical characterization of GaAs materials and devices", Wiley (Chichester, 1989).
- [48] P. Blood, *Semicond. Sci. Technol.* 1, 7 (1986).
- [49] R.G. Mazur y D.H. Dickey, *J. Electrochem. Soc.* 113, 255 (1966).
- [50] N.G.E. Johansson, J.W. Mayer y O.J. Marsh, *Solid-State Electron.* 13, 317 (1970).
- [51] H.H. Wieder, *Thin Solid Films* 31, 123 (1976).
- [52] K.K. Smith, *Thin Solid Films* 84, 171 (1981).
- [53] P.J. Dean, *Prog. Crystal Growth Charact.* 5, 89 (1982).
- [54] J.D. Oberstar y B.G. Streetman, *Surf. Sci.* 108, L470 (1981).
- [55] J.I. Pankove, "Optical processes in semiconductors", Dover (New York, 1975).
- [56] S. Perkowitz, "Optical characterization of semiconductors", Academic Press (London, 1993).
- [57] V. Swaminathan y A.T. Macrander, "Materials aspects of GaAs and InP based structures", Capítulo 5. Prentice Hall (Englewood Cliffs, 1991)
- [58] P.K. Bhattacharya, W.H. Goodman y M.V. Rao, *J. Appl. Phys.* 55, 509 (1984).
- [59] D.C. Reynolds y D.C. Look, Capítulo 7 de "III-V semiconductor materials and devices", R.J. Malik, ed. North-Holland (Amsterdam, 1989).
- [60] E. Bedel, G. Landa, R. Carles, J.B. Renucci, J.M. Roquais y P.N. Favennec, *J. Appl. Phys.* 60, 1980 (1986).
- [61] L. Artús, R. Cuscó, J.M. Martín y G. González-Díaz, *Phy. Rev. B*, ..... ..
- [62] C.S. Rama Rao, S. Sundaram, R.L. Schmidt y J. Comas, *J. Appl. Phys.* 54, 1808

- (1983).
- [63] S.M. Sze, "Physics of Semiconductor Devices", Wiley (New York, 1981).
- [64] D.K. Schroder, "Semiconductor material and device characterization", capítulo 4. Wiley (New York, 1990).
- [65] J.L. Moll, "Physics of Semiconductors", McGraw-Hill (New York, 1964).
- [66] G. Vincent, A. Chantre y D. Bois, J. Appl. Phys. 50, 5484 (1979).
- [67] Keithley Instruments Inc., "Low level measurements" (1984).
- [68] Quiza la referencia del J. Appl. de Salvador ? .....
- [69] C.G.B. Garret y W.H. Brattain, Phys. Rev. 99, 376 (1955).
- [70] W.G. Oldham y S.S. Naik, Solid-State Electron. 15, 1085 (1972).
- [71] D.L. Loose, Appl. Phys. Lett. 21, 54 (1972).
- [72] D.L. Loose, J. Appl. Phys. 46, 2204 (1975).
- [73] C. Ghezzi, Appl. Phys. A 26, 191 (1981).
- [74] J.L. Pautrat, B. Katircioglu, N. Magnea, D. Bensahel, J.C. Pfister y L. Revoil, Solid-State Electron. 23, 1159 (1980).
- [75] J. Santamaría, G. González-Díaz, E. Iborra, I. Mártil y F. Sánchez-Quesada, J. Appl. Phys. 65, 3236 (1989).
- [76] A.O. Evwaraye, S.R. Smith y W.C. Mitchel, J. Appl. Phys. 75, 3472 (1994).
- [77] A.K. Jonscher, "Dielectric relaxation in solids", Chelsea Dielectric Press (Londres, 1983).
- [78] C. León, J.M. Martín, G. González-Díaz y J. Santamaría, enviado para su publicación.
- [79] C.T. Sah, L. Forbes, L.L. Rosier y A.F. Tasch, Solid-State Electron. 13, 759 (1970).
- [80] C.T. Sah, Solid-State Electron. 19, 975 (1976).
- [81] D.V. Lang, J. Appl. Phys. 45, 3014 (1974).
- [82] D.V. Lang, J. Appl. Phys. 45, 3023 (1974).
- [83] R.N. Hall, Phys. Rev. 87, 387 (1952).
- [84] W. Shockley y W.T. Read, Phys. Rev. 87, 835 (1952).
- [85] D.K. Schroder, "Semiconductor material and device characterization", capítulo 7. Wiley (New York, 1990).



## **CAPÍTULO 4**

### ***OBTENCIÓN DE CAPAS TIPO $n$***



## 4.1. INTRODUCCION

Las capas con conductividad tipo n son las más interesantes para aplicaciones en dispositivos, ya que son las empleadas en los dispositivos unipolares (MESFET, MISFET, JFET) debido a la superior movilidad de los electrones frente a la de huecos. A pesar de la gran variedad de dispositivos existente, el interés en zonas tipo n se centra esencialmente en dos tipos de capas:

- Capas superficiales muy dopadas, para la obtención de contactos óhmicos de baja resistencia específica en zonas activas de laseres, transistores, etc.
- Capas relativamente profundas, poco dopadas y de buena calidad cristalina, para hacer de canal en dispositivos tipo MISFET ó JFET.

La obtención de estas capas por implantación requiere pues el control de un rango de energías y dosis muy extenso, desde las bajas energías y altas dosis (para obtener las primeras), hasta energías elevadas y dosis bajas (para las segundas).

Al contrario que en el caso del GaAs (véase la Tabla I.III), en InP como en todos los compuestos ternarios con In, como InGaAs, InAlAs, etc., es posible obtener dopados de tipo n con alta concentración por implantación iónica. Las concentraciones máximas de portadores que se han llegado a obtener utilizando implantaciones de Si y Se han sido superiores a  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , llegándose a  $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  mediante el uso de co-implantaciones de P ó S.<sup>1,2</sup> La difusión durante el recocido de los dopantes tipo n en InP es, contrariamente al caso de los de tipo p (como se verá en el Capítulo 5), muy poco acusada para un rango de dosis muy amplio, tanto para recocidos por horno convencional como por RTA, evidenciándose tan sólo un ligero ensanchamiento de los perfiles de dopado en el caso de que las implantaciones se hagan a alta temperatura (150 - 200 °C).<sup>3</sup> Esta baja difusión hace que los perfiles de dopado puedan controlarse con muy buena precisión, lo que es un factor esencial para la utilización de estas capas en dispositivos. En el caso de dosis muy elevadas ( $> 5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ), el ensanchamiento del perfil tras el recocido es ya importante, y el uso de recocido por RTA es imprescindible para reducir la difusión.<sup>1</sup>

Los dopantes con comportamiento tipo n en InP son los de las columnas IV y VI de la tabla periódica, los elementos de la columna IV (C, Si y Ge) como sustitutos del In en la red del InP y los de la columna VI (S, Se y Te) como sustitutos del P (Figura 4.1). Aunque en un principio sería de esperar un comportamiento anfótero de los elementos de la columna IV, ya que como sustitutos del P serían aceptores, esto ocurre tan sólo con el C, que presenta comportamiento tipo n con activaciones eléctricas muy bajas (en el entorno del 5 %) por auto-compensación, lo que no ocurre en el caso de las implantaciones de Si y Ge, para los que las activaciones son muy elevadas.<sup>3</sup>

Junto con el Se, utilizado mucho en los primeros estudios de implantación en InP

III	IV	V	VI	VII
<i>B</i>	<i>C</i>	<i>N</i>	<i>O</i>	<i>F</i>
<i>Al</i>	<i>Si</i>	<b><i>P</i></b>	<i>S</i>	<i>Cl</i>
<i>Ga</i>	<i>Ge</i>	<i>As</i>	<i>Se</i>	<i>Br</i>
<b><i>In</i></b>	<i>Sn</i>	<i>Sb</i>	<i>Te</i>	<i>I</i>
<i>Tl</i>	<i>Pb</i>	<i>Bi</i>	<i>Po</i>	<i>At</i>

**Figura 4.1:** Dopantes típicos utilizados para la obtención de capas tipo n en InP por implantación.

por dar mayor activación eléctrica que el S,<sup>4,5</sup> el Si es el elemento más estudiado para la obtención de capas tipo n en InP, siendo actualmente el preferido debido a que su menor masa (28 ó 29 u.m.a.) comparada con la del Se (80 u.m.a.) permite un rango de profundidades más amplio (mientras que el rango proyectado del Si en InP a 400 keV es de 4773 Å, el del Se es sólo de 1770 Å). Además, su menor masa crea un dañado más ligero en el material, lo que facilita la recuperación de la calidad cristalina durante el recocido. La dosis de amorfización de implantaciones de Si a energías intermedias (100 - 200 keV) se encuentra aproximadamente en  $10^{14}$  cm<sup>-2</sup> (como se demostrará más adelante en este Capítulo),<sup>6,7</sup> lo que permite la implantación de altas concentraciones de dopantes sin que se llegue a producir un dañado irreversible en el material, que es difícil de restaurar una vez que el material ha quedado amorfizado.<sup>8</sup>

Existe una amplia literatura sobre implantaciones de Si en InP, que incluye un rango de dosis entre  $10^{12}$  y  $10^{15}$  cm<sup>-2</sup> y energías entre 100 keV y 70 MeV,<sup>9</sup> así como todo tipo de métodos de recocido, desde horno convencional<sup>3</sup> y RTA con proximidad,<sup>10</sup> sobreimpresión de P<sup>11</sup> ó encapsulante,<sup>12</sup> hasta el uso de pulsos de electrones.<sup>13</sup> Dentro del rango de energías entre 100 y 400 keV, el más utilizado para aplicaciones en dispositivos, los primeros trabajos son de Donnelly y Hurwitz, que utilizaron PSG (óxido de Si dopado con P) como encapsulante y horno convencional a 700-750 °C durante 15 minutos, obteniendo activaciones superiores al 70 % para implantaciones de  $10^{14}$  cm<sup>-2</sup> a 400 keV, que aumentaban al hacerse las implantaciones a 200 °C.<sup>14</sup> Davies et al.<sup>4</sup> encontraron igualmente una mayor activación y movilidad para las implantaciones realizadas a alta temperatura frente a las de temperatura ambiente, con diferencias de 2700 cm<sup>2</sup>/Vs para las primeras frente a 1030 cm<sup>2</sup>/Vs para las segundas. Con el uso de RTA, se obtuvieron activaciones más elevadas, alcanzándose casi el 90 % con esquemas de dos pasos a alta temperatura.<sup>15</sup> Shen et al.<sup>16</sup> investigaron la implantación de dosis elevadas ( $\geq 5 \times 10^{14}$  cm<sup>-2</sup>), obteniendo concentraciones de pico de portadores superiores a  $10^{19}$  cm<sup>-3</sup>.

Algunos autores han demostrado que la co-implantación de P aumenta la activación de las implantaciones de Si, debido a que la implantación adicional de P crea vacantes de In que el Si puede ocupar para actuar como donador. Con co-implantación de P en im-

plantaciones de Si con dosis elevadas, Shen et al.<sup>16,17</sup> obtuvieron perfiles con menor difusión y concentraciones de pico de hasta  $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , la más alta obtenida por implantación en InP. Para conseguir este efecto se ha utilizado también la co-implantación con S, que al ocupar posiciones sustitucionales de P como donador mejora la incorporación del Si en posiciones de In, siendo la concentración final de portadores la suma de los introducidos por cada una de las especies.<sup>2</sup>

En el estudio presentado en esta tesis, se ha empleado un rango de energías entre 50 keV y 400 keV, con dosis entre  $10^{12}$  y  $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ . Se cubre así todo el rango de aplicaciones de estas capas, desde dosis elevadas y bajas energías (con implantaciones de  $2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  a 50 keV) hasta dosis bajas y altas energías ( $10^{13} \text{ cm}^{-2}$  a 400 keV). Hay que hacer notar que, como ya se comentó en el apartado 2.7, las implantaciones con dosis bajas ( $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  y menores) se hicieron con el isótopo de masa 29 del Si para evitar introducir un error importante por la presencia en la masa 28 (la del isótopo más abundante del Si) de especies como  $\text{N}_2$  y CO, mientras que en el caso de las dosis elevadas se implantó la masa 28, ya que la baja abundancia del isótopo 29 (4.67 %) daría lugar a tiempos de implantación muy largos. Las implantaciones de  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$  a 400 keV se hicieron utilizando el ión  $^{28}\text{Si}^{++}$  (que aparece en la masa 14), e implantando una dosis de  $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  (ya que cada ión implantado tiene carga doble) a 200 keV. El efecto de la co-implantación de P se estudió para implantaciones con dosis elevadas ( $10^{14}$  y  $2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ). Los esquemas de recocido utilizados fueron principalmente de 850 °C durante 10 s, y de 875 °C durante 5, 10 ó 20 s, aunque también se hicieron pruebas a menores temperaturas (800 °C). Los recocidos se hicieron con el método explicado en el apartado 3.2.2, y algunas muestras se recocieron utilizando como encapsulante  $\text{SiN}_x$  depositado por photo-CVD, para conocer el efecto del uso de encapsulante en las propiedades de las muestras.

En el siguiente apartado se comentarán los resultados de las medidas eléctricas (resistividad y movilidad) para las diferentes energías, dosis y ciclos de RTA utilizados. En el apartado 4.3 se presentarán los perfiles de dopado medidos por efecto Hall diferencial y SIMS. Los espectros de fotoluminiscencia y Raman se comentarán en el siguiente apartado, relacionándolos con las características eléctricas de las capas correspondientes. Finalmente, en el último apartado de este capítulo se presentarán los primeros resultados de implantaciones de Si y Ge en InP con orientaciones cristalinas diferentes de la (100).



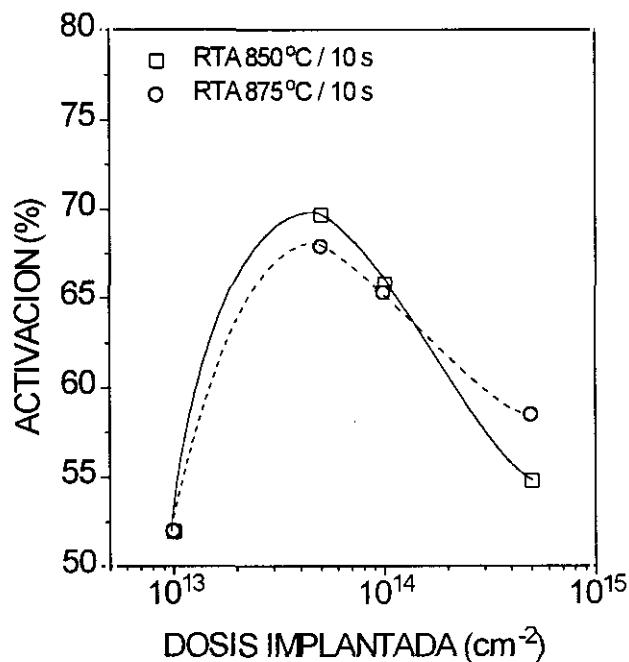
Ión	Energía (keV)	Dosis ( $\times 10^{13}$ )	Recocido ( $^{\circ}\text{C/s}$ )	$R_S$ ( $\Omega/\square$ )	$\mu_S$ ( $\text{cm}^2/\text{Vs}$ )	Activación (%)	
$^{28}\text{Si}$	50	20	875/20	54.4	1005	57	
$^{29}\text{Si}$	100	1	800/5	825	1675	45	
			5	800/5	225	1255	44
			850/10	105	1590	74.8	
			875/5	99.6	1770	70.8	
			875/10	91	1819	75.2	
	150	1	850/10	575	2085	52	
			875/5	560	2375	47	
			875/10	472	2565	52	
			5	800/5	151	1310	62
			850/10	94.6	1895	69.7	
			875/5	90.8	1954	70.4	
			875/10	93.4	1970	67.9	
			875/20	92.1	2039	66.5	
	$^{28}\text{Si}$	150	10	850/10	63	1508	65.8
875/5				61.6	1599	63.4	
875/10				62.8	1523	65.3	
875/20				59.4	1606	65	
50		10	850/10	25.4	897	54.8	
			875/5	24.1	920	56.4	
			875/10	23.2	921	58.5	
			875/20	21.3	922	63.6	
$^{29}\text{Si}$	200	5	850/10	87.7	1957	72.8	
			875/5	86.4	1930	74.9	
			875/10	83.4	1991	75.3	
			875/20	84.5	2142	69	
	225	0.5	875/10	5306	1127	21	
			1	850/10	432	2645	54.7
			875/5	425.8	2767	53	
			875/10	361.7	2820	61.3	
$^{28}\text{Si}$	400	1	850/10	433.6	2985	48.3	
			875/5	905.8	2523	27.3	
			875/10	373.4	3000	55.8	

**Tabla 4.I:** Medidas de resistencia y movilidad de hoja para las muestras implantadas con Si

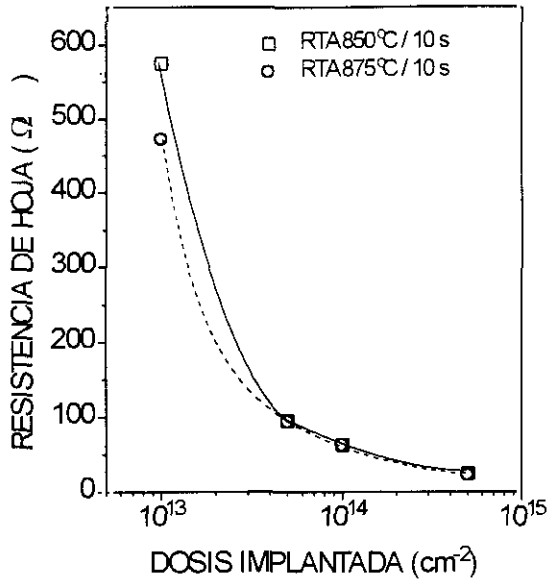
## 4.2. MEDIDAS DE RESISTIVIDAD Y EFECTO HALL

Las medidas de resistividad de hoja, movilidad y activación eléctrica para las diferentes energías, dosis y ciclos de RTA utilizados se presentan en la Tabla 4.I. Se discutirán en primer lugar los efectos que sobre las características eléctricas tienen las variables de la implantación (energía y dosis), para pasar después a los efectos de las variables del ciclo de recocido (tiempo y temperatura).

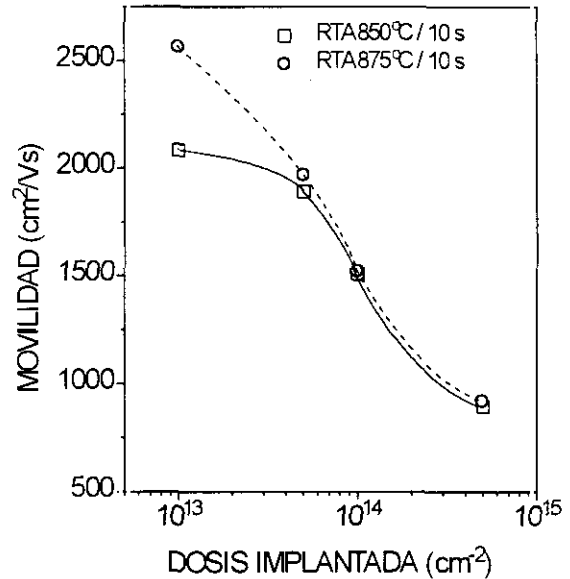
El estudio de la dependencia de la activación eléctrica y la movilidad de las implantaciones para diferentes dosis se llevó a cabo con una energía intermedia, 150 keV, en un rango de dosis entre  $10^{13}$   $\text{cm}^{-2}$  y  $5 \times 10^{14}$   $\text{cm}^{-2}$ . En las Figuras 4.2, 4.3 y 4.4 se presentan la activación eléctrica, la resistividad de hoja y la movilidad obtenidas para estas implantaciones tras dos ciclos de RTA diferentes. La activación eléctrica fué en todos los casos superior al 50 %, llegando hasta el 70 % en las dosis intermedias. La razón de la menor activación eléctrica para la dosis más alta ( $5 \times 10^{14}$   $\text{cm}^{-2}$ ) es que, a tan altas concentraciones, el carácter anfótero del Si empieza a ser importante. Este carácter anfótero nunca se manifiesta al utilizar dosis moderadas, siendo actualmente desconocida la razón de este comportamiento. Sin embargo, en el caso de dosis altas, la incorporación de Si en lugares sustitucionales de In se encuentra limitada por la disponibilidad de éstos, por lo que puede aumentar la incorporación en lugares de P, dando lugar a una cierta compensación y



**Figura 4.2:** Activación eléctrica de las implantaciones de Si a 150 keV en InP, para las diferentes dosis empleadas y para dos tratamientos de RTA diferentes.



**Figura 4.3:** Resistencia de hoja de las implantaciones de Si a 150 keV en InP, para las diferentes dosis empleadas y para dos tratamientos de RTA diferentes.



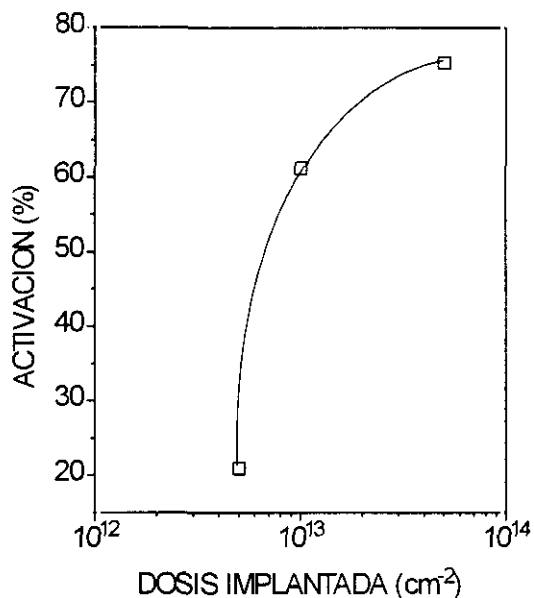
**Figura 4.4:** Movilidad de hoja de las implantaciones de Si a 150 keV en InP, para las diferentes dosis empleadas y para dos tratamientos de RTA diferentes.

la consiguiente caída en la activación eléctrica.<sup>18</sup>

En el caso de la dosis más baja, la menor activación se debe a la compensación de una parte de los portadores introducidos por el Si por los niveles profundos de Fe presentes en la oblea base, compensación que es más notoria a menores dosis de implantación.<sup>19</sup> Este efecto se puede ver con mayor claridad en la Figura 4.5, en donde se muestran las activaciones para implantaciones con bajas dosis. Mientras que la implantación con  $5 \times 10^{12}$  cm<sup>-2</sup> de lugar a una concentración de pico de Si de  $1.4 \times 10^{17}$  cm<sup>-3</sup>, la concentración de Fe en la oblea base está entre  $3-7 \times 10^{16}$  cm<sup>-3</sup> (datos del fabricante), lo que representa de un 20 a un 50 % de la concentración máxima de Si. Esto hace que un porcentaje muy importante de los portadores introducidos por la implantación puedan ser atrapados por los niveles profundos del Fe. En el caso de las implantaciones con dosis de  $10^{13}$  cm<sup>-2</sup>, el porcentaje correspondiente es de hasta el 25 %, aún bastante apreciable, mientras que para dosis superiores este efecto deja ya de tener importancia.

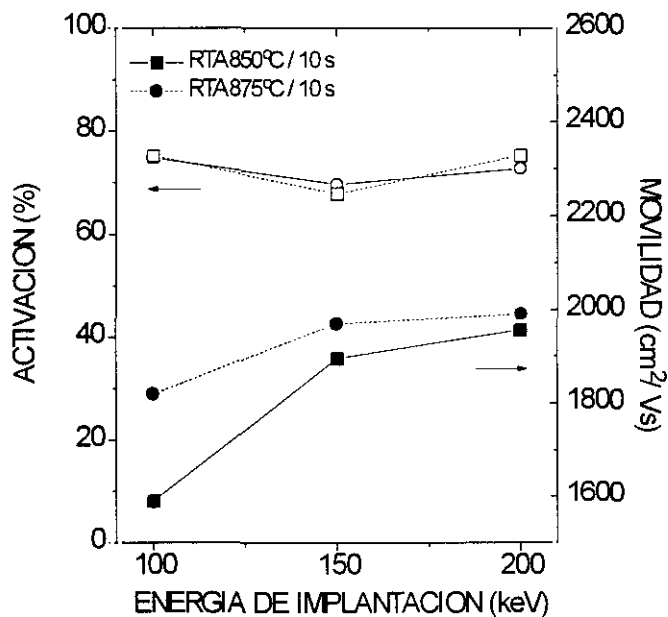
La resistencia de hoja (Figura 4.3) disminuyó al aumentar la dosis implantada, obteniéndose una resistencia de hoja de  $23.2 \Omega/\square$  para la dosis más elevada, uno de los valores mas bajos de entre los que se encuentran en la bibliografía.<sup>16</sup> En todos los casos, la resistencia de hoja fué menor para los recocidos a mayor temperatura.

La Figura 4.4 muestra como la movilidad decreció al aumentar la dosis implantada, lo que se debe al aumento del scattering por impurezas ionizadas. Los valores obtenidos, desde  $2565 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  para la implantación con  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$  hasta  $921 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  para la de  $5 \times 10^{14}$

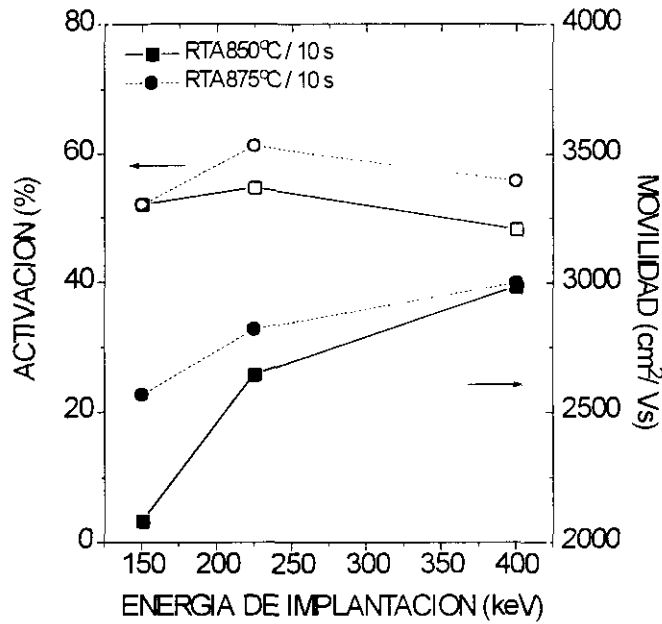


**Figura 4.5:** Activación eléctrica de implantaciones de Si con dosis bajas (200 y 225 keV, recocidas a 875 °C durante 10 s).

cm<sup>-2</sup>, se encuentran entre los más altos de la bibliografía para cada dosis, lo que demuestra una excelente recuperación de la calidad cristalina tras el tratamiento térmico empleado, para todas las dosis.



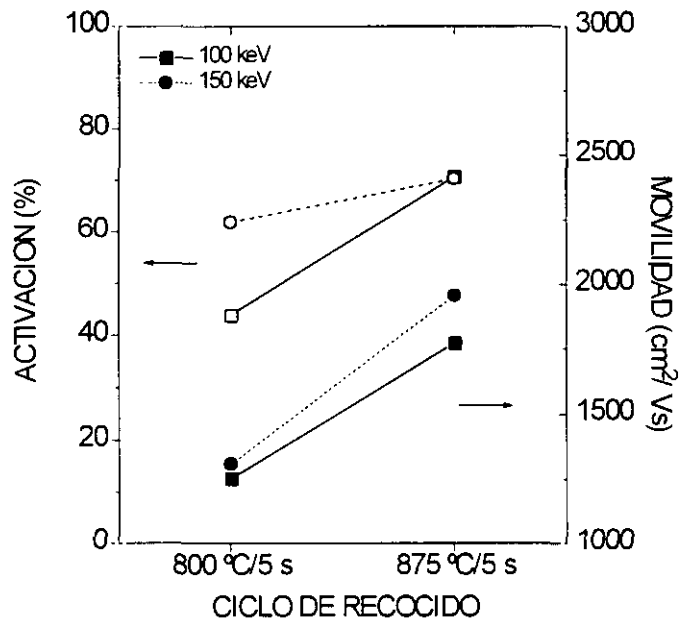
**Figura 4.6:** Activación eléctrica (símbolos huecos) y movilidad de hoja (símbolos rellenos) en función de la energía para implantaciones de Si en InP con  $5 \times 10^{13}$  cm<sup>-2</sup>, para dos ciclos de RTA diferentes.



**Figura 4.7:** Activación eléctrica (símbolos huecos) y movilidad de hoja (símbolos rellenos) en función de la energía para implantaciones de Si en InP con  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$ , para dos ciclos de RTA diferentes.

En las Figuras 4.6 y 4.7 se presentan los resultados de activación y movilidad en función de la energía de implantación para dos dosis diferentes,  $10^{13}$  y  $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ . Para ambas dosis, la activación eléctrica resultó poco dependiente de la energía y del ciclo de recocido, variando en un rango menor del 10 %. No ocurre así con la movilidad, que aumentó claramente con la energía, lo se puede explicar por la menor concentración de impurezas ionizadas al aumentar la energía manteniendo fija la dosis de implantación, debido al ensanchamiento del perfil. Las movilidades obtenidas para las implantaciones a 400 keV fueron de  $3000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ , muy cercanas al valor teórico calculado para material sin compensar por Walukiewicz et al.<sup>20</sup> ( $3200 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ) para una concentración electrónica de  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , que fué aproximadamente la obtenida con estas implantaciones. Esto da idea de la excelente calidad cristalina de estas capas, que por sus características de profundidad y alta movilidad resultan idóneas para aplicaciones como la de creación de canales en transistores MISFET ó JFET.<sup>21,22</sup>

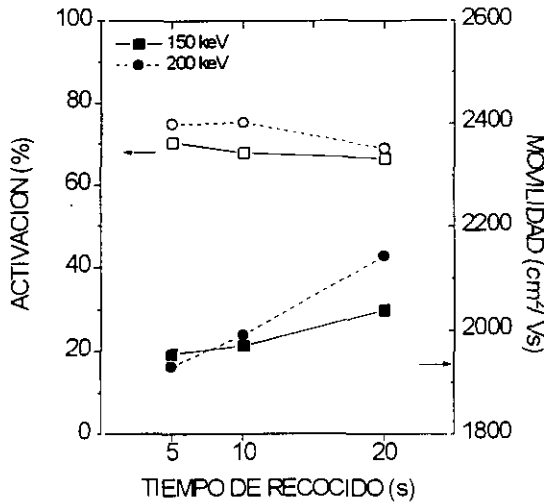
A continuación se presenta la influencia de las variables del ciclo de recocido, temperatura y tiempo. Como se ha visto en las figuras anteriores, el efecto de la variación en la temperatura entre 850 y 875 °C fué muy pequeño en cuanto a la activación eléctrica de las implantaciones, aunque resultó más claro en los valores de movilidad, más elevados para los recocidos a 875 °C a pesar de la pequeña diferencia de temperaturas. Esto indica que el principal efecto de la temperatura de recocido fué la mejora en la calidad cristalina



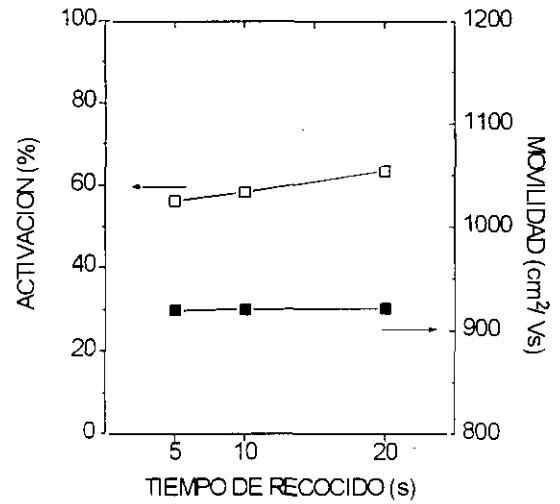
**Figura 4.8:** Activación eléctrica (símbolos huecos) y movilidad de hoja (símbolos rellenos) en función de la temperatura de RTA para implantaciones de Si en InP a 100 ó 150 keV con  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$ .

del material. La Figura 4.8 muestra la activación y la movilidad de implantaciones con  $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  a dos energías diferentes (100 y 150 keV), para recocidos de 5 s a 800 u 875 °C. Tanto la activación como la movilidad resultaron mucho menores para el recocido a 800 °C, lo que demuestra que la calidad cristalina de estas muestras es muy inferior a la de las recocidas a 875 °C, pues a pesar de que la concentración de portadores es menor (por la menor activación), la movilidad de éstos es también más baja. Como en el apartado 4.4.1 demostrarán las medidas de fotoluminiscencia, estos resultados se pueden explicar por la formación de un complejo de Si actuando como aceptor, que desaparece tras los recocidos a temperaturas superiores.

El efecto del tiempo de recocido se presenta en la Figura 4.9 para implantaciones con  $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  a 150 ó 200 keV. El principal efecto fué el de mejora de la calidad cristalina del material, ya que permaneciendo la activación a La co-implantación de P ha sido utilizada por algunos autores para aumentar la activación eléctrica de las implantaciones de Si con dosis elevadas. Para investigar este efecto en este trabajo, se utilizaron dos dosis diferentes,  $10^{14}$  y  $2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ . Estas pruebas no se hicieron con la dosis de  $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  debido al intenso daño que sufre la red cristalina tras esta implantación, que se doblaría al hacer la co-implantación. La dosis empleada para las implantaciones de P fué idéntica a la de las correspondientes implantaciones de Si, mientras que la energía se eligió, utilizando los datos teóricos de la simulación TRIM-92, para que los perfiles correspondientes se solaparan, ya que los perfiles solapados con la



**Figura 4.9:** Activación eléctrica (símbolos huecos) y movilidad de hoja (símbolos rellenos) en función de la temperatura de RTA para implantaciones de Si en InP a 150 ó 200 keV con  $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ .



**Figura 4.10:** Activación eléctrica (símbolos huecos) y movilidad de hoja (símbolos rellenos) en función de la temperatura de RTA para implantaciones de Si en InP a 150 keV con  $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ .

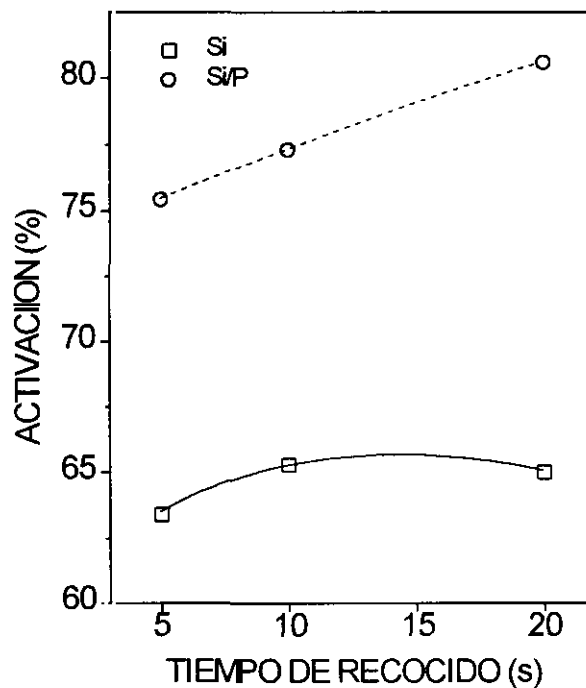
misma dosis han demostrado ser los más adecuados.<sup>18</sup> Las energías correspondientes para las implantaciones de P fueron, pues, de 60 keV (que solapa con la implantación de Si a 50 keV) y 175 keV (que corresponde a las implantaciones de Si a 150 keV). En la Tabla 4.II se muestran los resultados obtenidos, con los de las correspondientes implantaciones de Si. Se obtuvo en todos los casos una mejora en la activación eléctrica de las muestras co-implantadas con P respecto a las no co-implantadas, como se presenta gráficamente en la Figura 4.11 para la implantación con  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ , alcanzándose una activación del 80.6 % tras un recocido a  $875^\circ\text{C}$  durante 20 s. Las movilidades de las muestras co-implantadas fueron menores que las de las no co-implantadas, pues el daño adicional introducido por la implantación de P hace más complicada la recuperación cristalina. Las implantaciones a 50 keV (Tabla 4.II) tienen aplicación clara para la obtención de contactos óhmicos de baja resistencia, ya que crean una capa muy superficial, de espesor aproximado  $1000 \text{ \AA}$ , con un dopado superior a  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , que la co-implantación con P eleva aún más.

En la Tabla 4.III se muestran las características eléctricas de dos muestras implantadas con  $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  a 150 keV y recocidas a  $875^\circ\text{C}$  durante 10 s, una con el método habitual (apartado 3.2.2) y la otra utilizando una capa de  $\text{SiN}_x$  depositado por photo-CVD como encapsulante.<sup>23</sup> Aunque la activación de ambas implantaciones fué prácticamente igual, la muestra recocida con encapsulante presentó una movilidad muy inferior. La razón de esta menor calidad cristalina se debe a la tensión producida en la interfase entre el nitruro y el InP por el tratamiento térmico extremadamente duro que supone el recocido por RTA. Esta tensión se agrava por el hecho de que los coeficientes de expansión térmica de ambos materiales son muy diferentes ( $4.56 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  para el InP frente a  $3.9 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  para

Ión	Energía (keV)	Dosis ( $\times 10^{13}$ )	Recocido ( $^{\circ}\text{C}/\text{s}$ )	$R_{\text{S}}$ ( $\Omega/\square$ )	$\mu_{\text{S}}$ ( $\text{cm}^2/\text{Vs}$ )	Activació n (%)
$^{28}\text{Si}$	50	20	875/20	54.4	1005	57
$^{28}\text{Si}/\text{P}$	50/60	20/20	875/20	48.2	960	67.5
$^{28}\text{Si}$	150	10	875/10	63	1508	65.8
			875/5	61.6	1599	63.4
			875/10	62.8	1523	65.3
			875/20	59.4	1606	65
$^{28}\text{Si}/\text{P}$	150/175	10/10	850/10	63.6	1454	67.6
			875/5	55.8	1485	75.4
			875/10	52.5	1540	77.3
			875/20	51.7	1500	80.6

**Tabla 4.II:** Medidas de resistencia y movilidad de hoja para las implantaciones de Si/P en InP, junto con los datos de las correspondientes implantaciones de Si.

el  $\text{Si}_3\text{N}_4$ <sup>24</sup>), lo que puede influir en la difusión de los dopantes implantados e incluso dar lugar a la incorporación de átomos del encapsulante en el semiconductor,<sup>25</sup> efecto que las medidas de fotoluminiscencia apuntan como probable, como se comentará en el Apartado 4.4.



**Figura 4.11:** Activaciones eléctricas para implantaciones de Si ó Si/P a 150 keV con dosis  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ , en función del tiempo de RTA, para recocidos a  $875 \text{ }^{\circ}\text{C}$ .

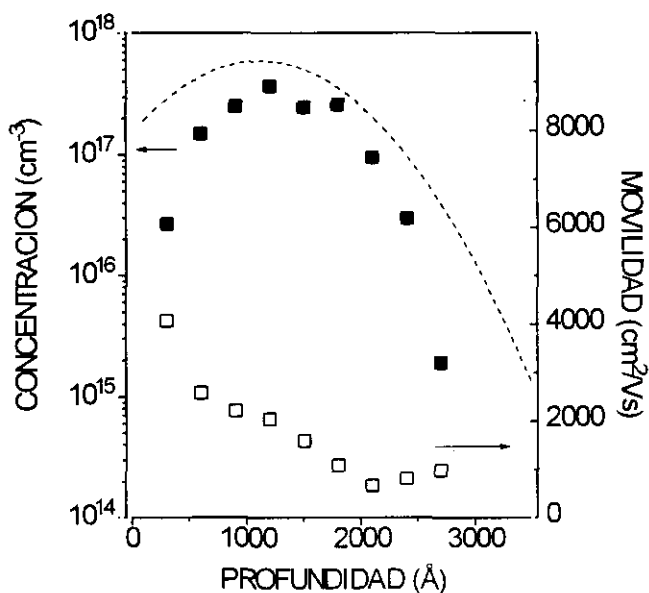


	$R_S$ ( $\Omega/\square$ )	$\mu_S$ ( $\text{cm}^2/\text{Vs}$ )	Activación (%)
Recocida con $\text{SiN}_x$	127	1325	74
Recocida sin $\text{SiN}_x$	91	1819	75.2

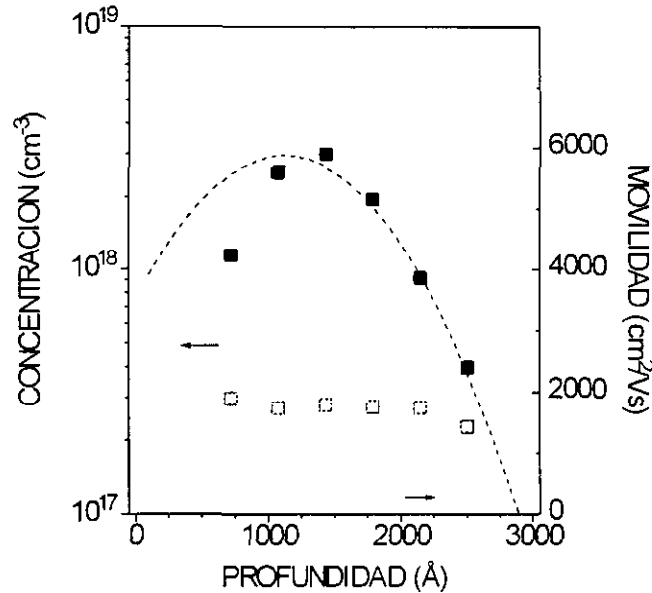
**Tabla 4.III:** Resistencia y movilidad de hoja para muestras implantadas con  $^{29}\text{Si}$  a 100 keV con  $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ , recocidas a 875 °C durante 10 s con y sin encapsulado de  $\text{SiN}_x$  depositado por photo-CVD.

### 4.3. PERFILES DE DOPADO

Los perfiles eléctricos obtenidos por medidas de efecto Hall diferencial para implantaciones de Si en InP con dosis de  $10^{13}$  y  $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  a 100 keV se muestran en las Figuras 4.12 y 4.13. Las líneas discontinuas son los perfiles teóricos calculados mediante TRIM-92. El acuerdo entre el perfil teórico y el de las medidas eléctricas es bastante bueno, aunque en la parte más profunda del perfil, la caída medida por efecto Hall diferencial resulta más brusca que la teórica debido al efecto de vaciamiento superficial de portadores,<sup>26</sup> explicado en el apartado 3.4.3.



**Figura 4.12:** Perfil de concentración de portadores y movilidad para una implantación de Si a 100 keV con  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$ , recocida a 875 °C durante 10 s. El perfil teórico obtenido por TRIM-92 se muestra también, como comparación.

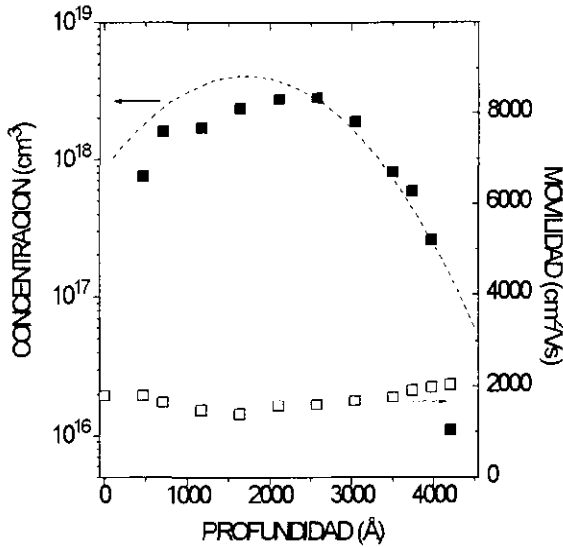


**Figura 4.13:** Perfil de concentración de portadores y movilidad para una implantación de Si a 100 keV con  $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ , recocida a 875 °C durante 10 s. El perfil teórico obtenido por TRIM-92 se muestra también, como comparación.

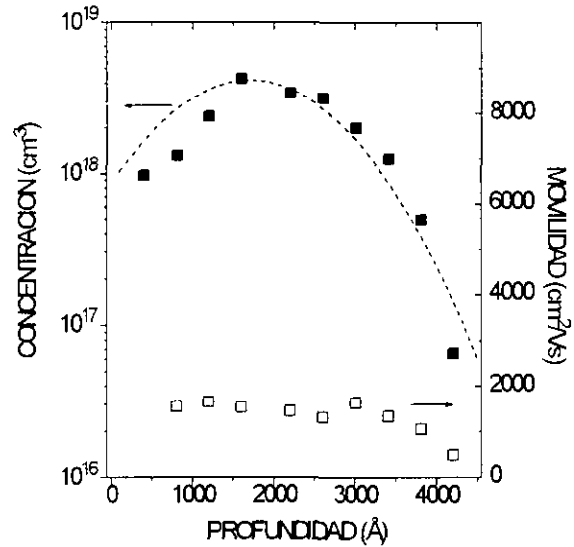
En las Figuras 4.14 y 4.15 se muestran los perfiles de portadores de las muestras implantadas con  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$  a 150 keV, sin y con co-implantación adicional de P ( $10^{14} \text{ cm}^{-2}$  a 175 keV), respectivamente. El efecto de la co-implantación de P en el caso de implantaciones de Si es muy diferente al obtenido en el caso de las implantaciones de Mg, como se verá en el próximo capítulo. Como se comentó en el apartado anterior, la co-implantación de P resulta en un ligero aumento de la activación eléctrica, que las medidas de los perfiles de portadores de ambas muestras confirman. El referido efecto de restauración de la estequiometría por la co-implantación de P es la explicación de la mayor concentración de portadores del perfil co-implantado en la zona cercana a la superficie.<sup>27</sup> Como puede verse en estas figuras, las concentraciones máximas de portadores en estas implantaciones fueron de entre 2 y  $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ , y ninguno de los perfiles mostró difusión hacia el interior ni efectos de creación de capas conductoras por redistribución del Fe, como los descritos por R. Kumar et al.<sup>28</sup> para implantaciones con idénticas dosis y energías.

Los perfiles de movilidad en función de la profundidad de las figuras anteriores muestran que la movilidad es menor en las zonas con más altas concentraciones de portadores, como corresponde por el mayor scattering por impurezas ionizadas.

En cuanto al efecto del recocido sobre los perfiles, las Figuras 4.16 y 4.17 presentan los perfiles obtenidos por SIMS para implantaciones de  $^{29}\text{Si}$  con  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$  a 225 keV, tras recocidos a 875 °C durante 5 ó 10 s, respectivamente. En ninguno de los casos existió



**Figura 4.14:** Perfil de concentración de portadores y movilidad para una implantación de Si a 150 keV con  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ , recocida a  $875 \text{ }^\circ\text{C}$  durante 10 s. El perfil teórico obtenido por TRIM-92 se muestra también, como comparación.



**Figura 4.15:** Perfil de concentración de portadores y movilidad para una implantación de Si a 150 keV con  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ , co-implantada con P a 175 keV con  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ , y recocida a  $875 \text{ }^\circ\text{C}$  durante 10 s. El perfil teórico obtenido por TRIM-92 se muestra también, como comparación.

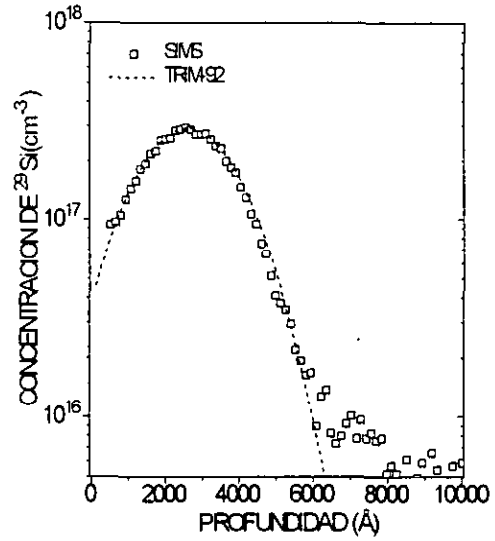
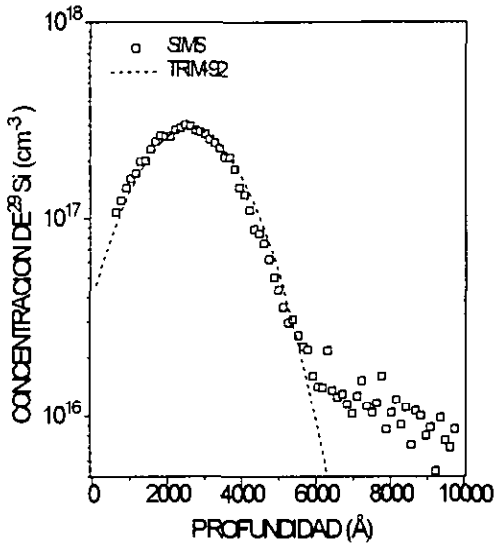
redistribución del Si implantado durante el tratamiento térmico, como lo demuestra la coincidencia de ambos perfiles tras el recocido con el perfil teórico obtenido por TRIM-92.

Para el caso de altas dosis de implantación, no se observó tampoco redistribución de los dopantes tras el tratamiento de RTA. En la Figura 4.18 se presentan, para una implantación de  $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  de Si a 150 keV, el perfil atómico de Si obtenido por SIMS antes del recocido junto con la medida de la concentración de portadores tras un recocido a  $875 \text{ }^\circ\text{C}$  durante 20 s. De nuevo, la redistribución del Si durante el recocido fué prácticamente nula, a pesar del alto gradiente de concentración que supone esta implantación (casi 4 órdenes de magnitud en  $2000 \text{ \AA}$ ). La concentración de pico de portadores para esta implantación fué de  $1.9 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , el valor más alto referido para implantaciones de Si sin co-implantación.<sup>17</sup>

## 4.4. CARACTERIZACION OPTICA

### 4.4.1. Medidas de Fotoluminiscencia

En este apartado se discutirá primero en profundidad el espectro de fotoluminis-

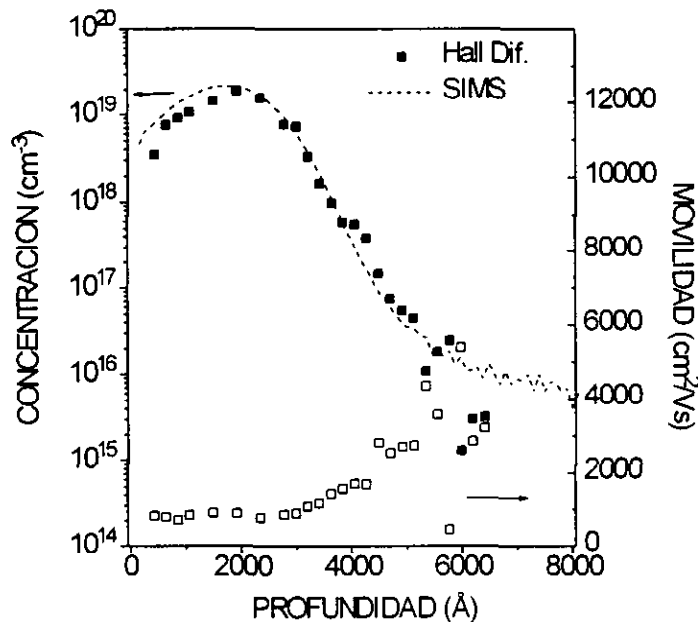


**Figura 4.16:** Perfil de concentración de  $^{29}\text{Si}$  en  $\text{InP}$  medido por SIMS para una implantación a 225 keV con  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$ , tras un recocido a 875 °C durante 5 s, junto con el correspondiente perfil teórico de TRIM-92.

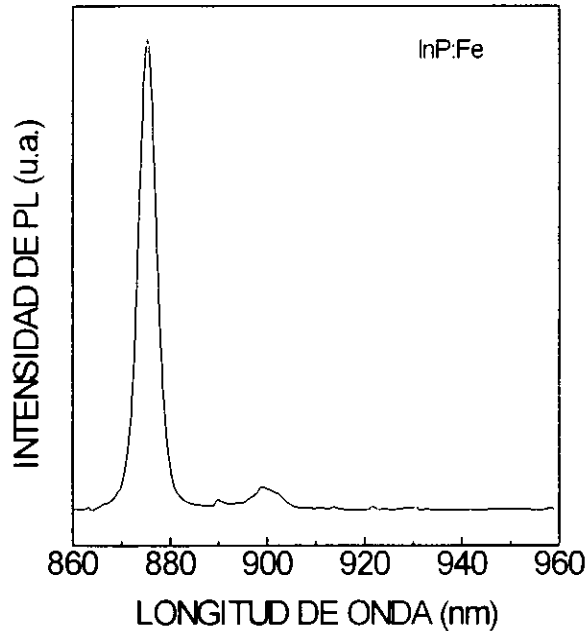
**Figura 4.17:** Perfil de concentración de  $^{29}\text{Si}$  en  $\text{InP}$  medido por SIMS para una implantación a 225 keV con  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$ , tras un recocido a 875 °C durante 10 s, junto con el correspondiente perfil teórico de TRIM-92.

cencia (PL) de  $\text{InP}$  virgen, para pasar luego al estudio del efecto de la implantación de Si.

El espectro de PL de  $\text{InP}$  dopado con Fe, el sustrato utilizado en estas implantaciones, se presenta en la Figura 4.19. La emisión dominante, centrada en 1.416 eV (876 nm), es la debida a transiciones banda a banda (B-B en adelante), siendo ésta la energía del



**Figura 4.18:** Perfiles de SIMS (previo al recocido) y de Hall diferencial para una implantación de Si a 150 keV con  $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ , tras un RTA a 875 °C durante 20 s.

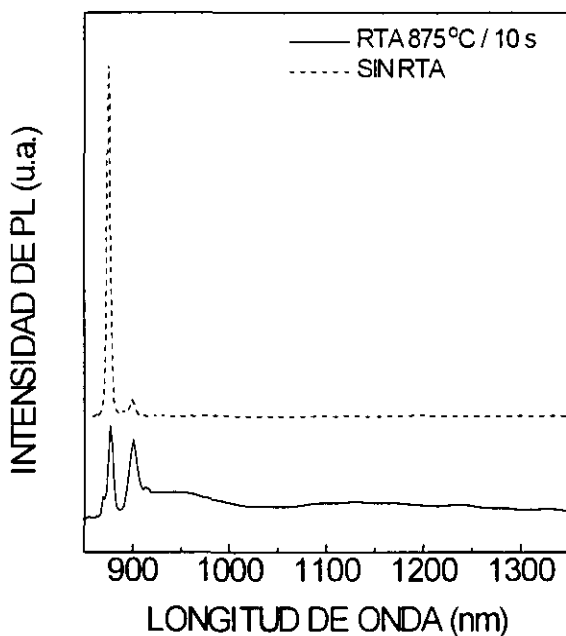


**Figura 4.19:** Espectro de PL de InP semi-aislante (dopado con Fe) virgen.

gap del InP a 14 K.<sup>29</sup> En cuanto al pequeño pico que aparece en 1.378 eV (900 nm) corresponde por su energía a una transición entre la banda de conducción y un nivel aceptor superficial a 38 meV de la banda de valencia (B-Ac en adelante). Este nivel aceptor puede provenir de impurezas residuales debidas al proceso de crecimiento del material, en el que impurificaciones con muy bajas cantidades (en el orden de ppm) de C, Zn y Mg son conocidas, que una técnica con la sensibilidad de la PL puede detectar.<sup>30,31</sup> Algunos autores han identificado el nivel debido al Zn (creciendo InP dopado con Zn) en 1.378 eV, lo que indica que muy probablemente sea este elemento el origen del nivel aceptor.<sup>32,33</sup>

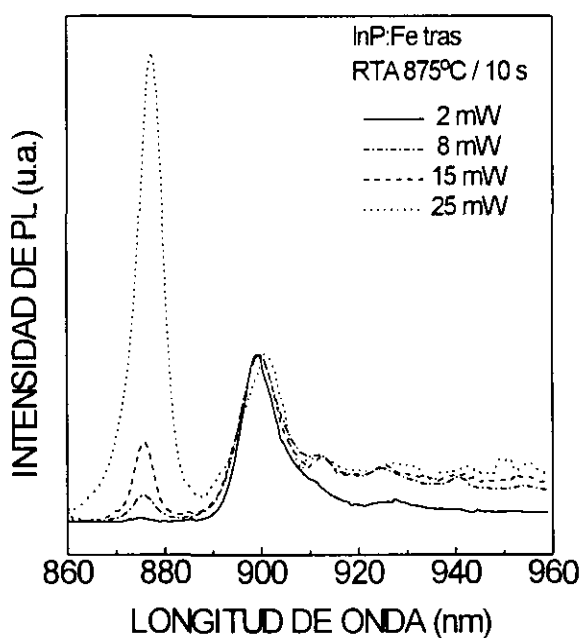
El efecto de un ciclo de recocido típico (875°C durante 10 s) sobre un sustrato de InP sin implantar se muestra en la Figura 4.20, junto con el espectro correspondiente del sustrato sin recocer. Como se vé, el tratamiento de RTA dió lugar a un claro incremento de intensidad de la emisión B-Ac debida a la impureza residual, así como a la aparición de dos bandas anchas de emisión, centradas en 1.29 eV (960 nm) y 1.07 eV (1150 nm). La razón del aumento de intensidad del pico en 1.378 eV es la difusión hacia la superficie de la impureza correspondiente durante el recocido.<sup>34</sup> Como se verá en los Capítulos 5 y 6, la difusión de dopantes como el Zn, Mg ó Fe durante los procesos de RTA es muy importante. Los campos eléctricos existentes en la superficie del material, asociados al vaciamiento superficial de portadores, parecen ser los responsables de la tendencia de éstos dopantes a difundirse en dirección a la superficie.<sup>35</sup>

Por lo que respecta a las nuevas emisiones creadas por el recocido, la de 1.29 eV tiene un origen incierto, y se discutirá con más detalle en el Capítulo 5. La emisión que



**Figura 4.20:** Espectro de PL de InP:Fe tras un tratamiento de RTA a 875 °C durante 10 s, junto con el correspondiente espectro del material virgen.

apareció en 1.07 eV ha sido ampliamente referida en la bibliografía, y parece estar originada por vacantes de fósforo ( $V_P$ )<sup>36</sup> o complejos de estas vacantes con Fe.<sup>37</sup> Esto resulta fácilmente explicable, ya que la pérdida de P es el proceso que se da con mayor probabilidad durante el tratamiento a alta temperatura, por lo que las  $V_P$  son los defectos más esperables en el material recocido.



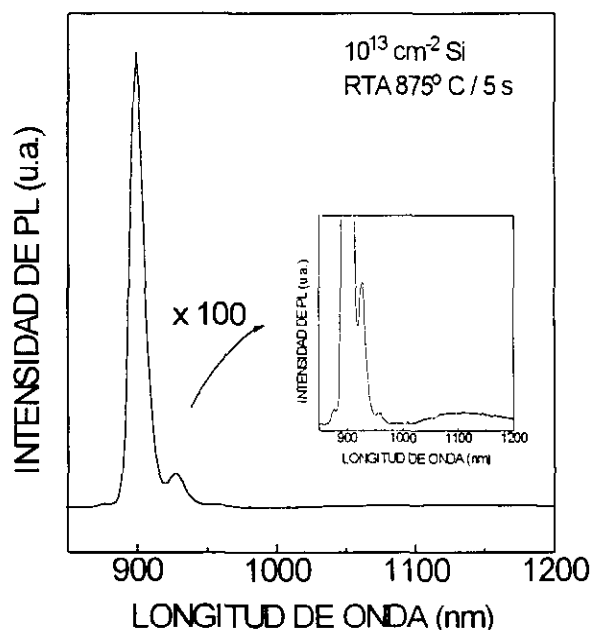
**Figura 4.21:** Espectro de PL de InP:Fe tras un tratamiento de RTA, medido utilizando diferentes potencias incidentes del láser.

La Figura 4.21 muestra el efecto de la intensidad del láser incidente sobre los picos cercanos a la energía del gap para la muestra recocida a 875 °C durante 10 s, donde los espectros correspondientes están normalizados a la intensidad del pico B-Ac. Resulta claro que para mayores intensidades del láser, el pico de B-B aumentó su intensidad frente al de B-Ac, lo que prueba que el origen de esta última emisión son desexcitaciones de banda a nivel que tienden a saturar su intensidad para altas potencias de excitación.<sup>38</sup>

La intensidad de PL emitida por las muestras antes de ser recocidas fué prácticamente despreciable para todas las dosis medidas (desde  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ), lo que demuestra la alta densidad de defectos creada por la implantación para cualquier dosis, que hace que las desexcitaciones se produzcan por caminos no radiativos.<sup>39,40</sup>

En la Figura 4.22 se puede ver el espectro de una implantación de Si con  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$  a 150 keV, tras un recocido a 875 °C durante 5 s, que se presenta también multiplicado por 10 para que se puedan apreciar con claridad todas las emisiones presentes. Las emisiones más intensas aparecieron en 1.379 eV (899 nm, B-Ac) y 1.336 eV (928 nm). Como en el caso de la muestra sin implantar, la emisión en 1.379 eV se debe a la difusión hacia la superficie de la correspondiente impureza residual, difusión que la implantación parece intensificar a juzgar por la mucha mayor intensidad de esta emisión frente a la de B-B en la muestra implantada.

La emisión en 1.336 eV es de mucha menor intensidad que la de 1.379 eV, apareciendo a una energía 43 meV menor que ésta, aproximadamente la energía de los fonones

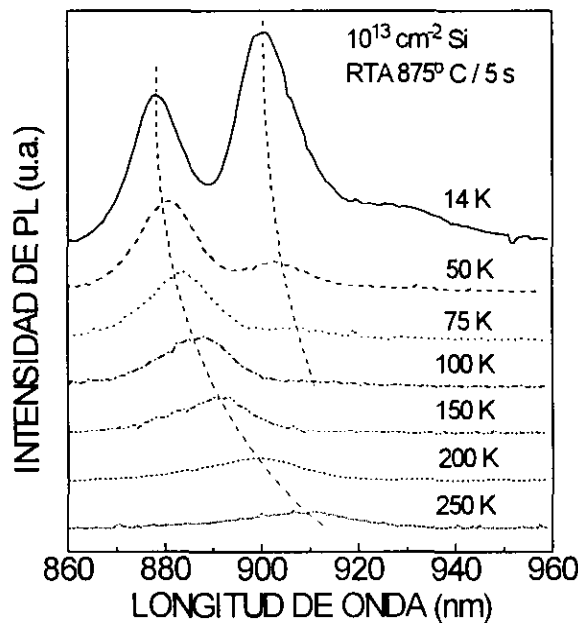


**Figura 4.22:** Espectro de PL de InP:Fe implantado con Si, a 150 keV con dosis  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$ , tras un tratamiento de RTA a 875 °C durante 5 s. La figura insertada muestra el mismo espectro multiplicado por 100.

ópticos en InP. Esto indica que el pico en 1.336 eV es la réplica fonón LO del pico en 1.379 eV. La aparición de esta emisión se debe a que la radiación de 1.379 eV, en su camino hacia la superficie, puede interactuar con la red creando fonones, perdiendo energía en el proceso y saliendo del material por tanto con una energía inferior. De entre los fonones que se pueden crear, tan sólo los longitudinales ópticos (LO) tienen una energía que las medidas de PL a estas temperaturas puedan separar (ya que los fonones acústicos son de mucha menor energía), y la emisión a 1.336 eV resulta ser la debida a la impureza residual (1.379 eV) tras la creación de un fonón LO, cuya energía según estas medidas es de 43 meV, un valor muy próximo al obtenido por medidas de espectroscopía Raman (que es de 42.9 meV).<sup>41</sup> Como la probabilidad de que se dé este proceso es relativamente baja, la intensidad del pico réplica LO es siempre mucho menor que la del pico original. Del mismo modo, el pico de bajísima intensidad que apareció en 1.293 eV (959 nm, en el gráfico insertado en la Figura 4.22), a 43 meV de la emisión en 1.336 eV, es la réplica fonón de éste, o lo que es lo mismo, la segunda réplica fonón del pico principal en 1.379 eV, cuyo origen es la creación de dos fonones LO en lugar de uno.

Aparte de la emisión B-B, B-Ac y sus réplicas fonón, en el gráfico insertado en la Figura 4.22 se puede observar la aparición de una banda de emisión centrada alrededor de 1.127 eV (1100 nm) de muy baja intensidad. El origen de esta nueva emisión se discutirá más adelante, a la vista de su comportamiento ante variaciones de la dosis implantada y el tiempo de recocido.

La Figura 4.23 presenta la variación frente a la temperatura de este espectro en el



**Figura 4.23:** Espectro de PL a diferentes temperaturas para InP:Fe implantado con Si.



rango 860 - 960 nm, para lo que se utilizó una potencia incidente de láser relativamente baja, 20 mW. El pico B-Ac desapareció aproximadamente a 100 K, temperatura a la cual los aceptores superficiales ya están ionizados,<sup>42</sup> reforzando aún más la asignación de su origen a transiciones entre la banda de conducción y un nivel aceptor. La intensidad en función de la temperatura para esta emisión se puede ver en la Figura 4.24. De la región de decaimiento rápido se obtuvo una energía de activación de unos 38 meV, que coincide perfectamente con la esperada para un nivel aceptor. En cuanto a la emisión B-B, sigue presente con relativamente alta intensidad a 250 K, lo que demuestra la excelente recuperación de la calidad cristalina del material implantado tras el recocido,<sup>43</sup> como se comentó con los datos de la movilidad. La variación de la posición del pico de emisión B-B frente a la temperatura se muestra en la Figura 4.25. Esta variación en la energía del pico se debe a la disminución del gap del material al aumentar la temperatura,<sup>44</sup> que sigue la ley empírica de Varshni

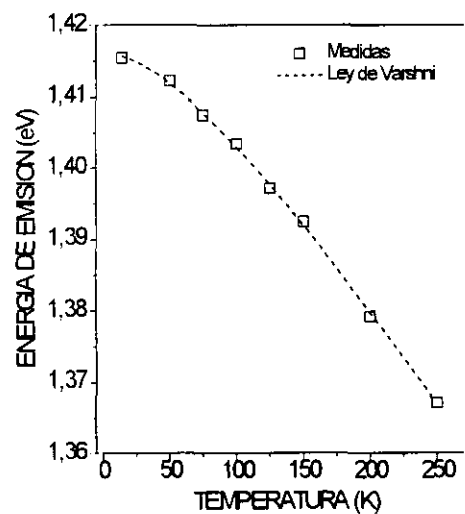
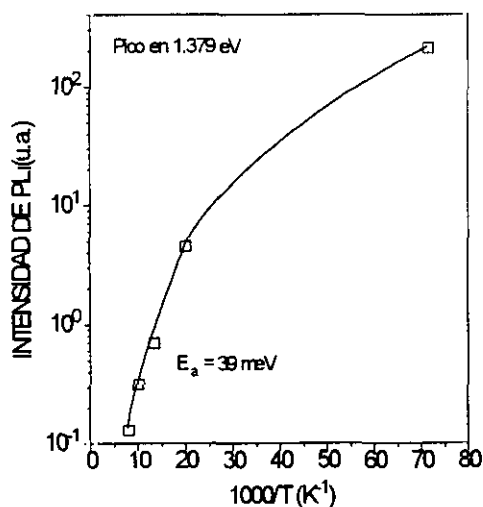
$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{aT^2}{b + T} \quad [4.1]$$

La línea discontinua de la Figura 4.25 representa el ajuste de los datos experimentales a esta expresión, de donde se obtuvieron los parámetros

$$a = 3 \times 10^{-4} \text{ eV/K}$$

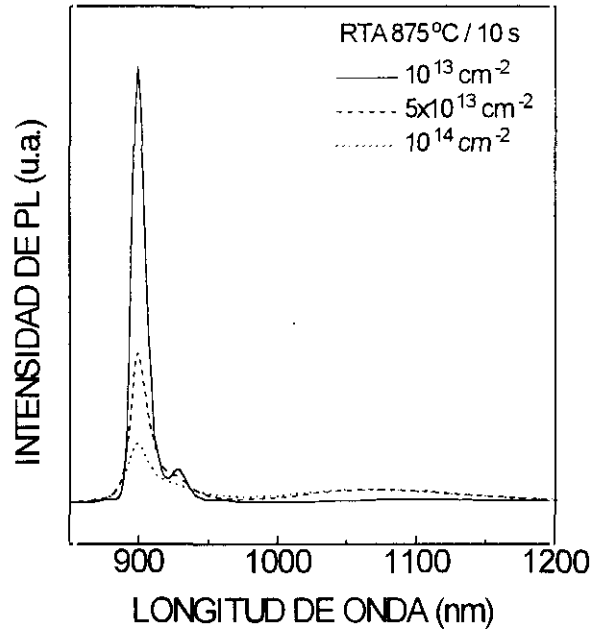
$$b = 126 \text{ K}$$

muy cercanos a los valores que se aceptan actualmente para estos parámetros, obtenidos por fotoreflectancia,<sup>45</sup> que son



**Figura 4.24:** Intensidad de la emisión B-Ac frente a la temperatura.

**Figura 4.25:** Variación de la posición de la emisión B-B frente a la temperatura. La línea discontinua representa el ajuste de los datos experimentales a la ley de Varshni.

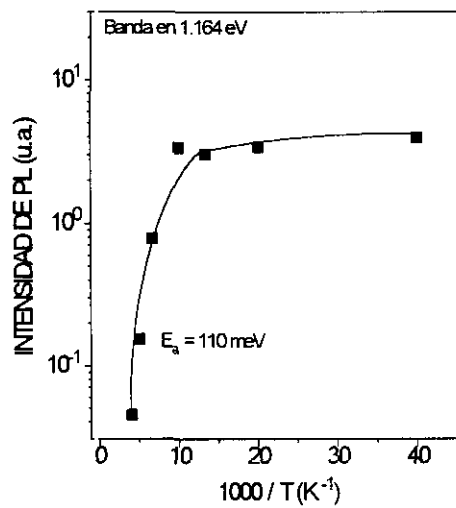


**Figura 4.26:** Espectro de PL para implantaciones de Si en InP:Fe a 150 keV con dosis  $10^{13}$ ,  $5 \times 10^{13}$  y  $10^{14}$   $\text{cm}^{-2}$ , tras tratamientos de RTA a  $875^\circ\text{C}$  durante 10 s.

$$a = 4 \times 10^{-4} \text{ eV/K}$$

$$b = 136 \text{ K}$$

El efecto de la dosis implantada de Si en el espectro de PL se puede ver en la Figura 4.26. Las diferencias de intensidad en la emisión B-Ac entre los espectros se deben a la mayor concentración de defectos para las dosis más elevadas, que actúan como centros de recombinación no radiativos. Aparte de esta emisión, se puede observar que la banda



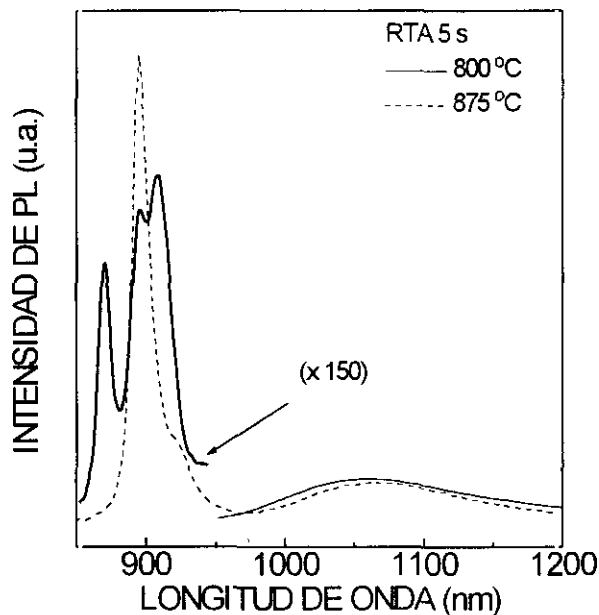
**Figura 4.27:** Intensidad de la banda de emisión centrada en 1.16 eV (1050 nm) frente a la temperatura.

que en el espectro de la implantación con  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$  aparecía en 1.127 eV, aumentó de intensidad para las dosis más elevadas, a pesar de la mayor cantidad de centros de recombinación. Junto a este aumento de intensidad, se observó un desplazamiento de su centro hacia energías más altas, quedando en 1.164 eV (1065 nm) para la dosis de  $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  y en 1.180 eV (1050 nm) para la implantación con  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ . Este comportamiento es típico de emisiones debidas a desexcitaciones donador a aceptor. En efecto, este tipo de emisiones tienen una energía<sup>38</sup>

$$h\nu = E_g - (E_A - E_D) + \frac{q^2}{\epsilon r} \quad [4.2]$$

donde  $\epsilon$  es la constante dieléctrica,  $q$  la carga del electrón y  $r$  la distancia entre el par donador-aceptor. El último término es el debido a la interacción electrostática entre donador y aceptor, y es el causante de que, cuando la concentración de estos centros aumenta, lo haga también la energía de la transición debido a la disminución en la distancia promedio  $r$ .

La aparición de esta emisión tras la implantación con Si y su dependencia con la dosis hacen pensar en que su origen pueda ser un complejo de Si. Para una emisión de parecidas características, Rao et al.<sup>46</sup> propusieron como origen un complejo  $V_{\text{In}}\text{-Si}_{\text{In}}$ . Sin embargo, parece mas lógico pensar en complejos con  $V_{\text{P}}$ , ya que aparte del recocido (durante el que se forman este tipo de vacantes), la propia implantación crea  $V_{\text{P}}$  en superficie, por los efectos de pérdida de la estequiometría comentados en el Capítulo 1.



**Figura 4.28:** Espectros de PL de implantaciones de Si en InP:Fe a 150 keV con dosis  $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ , tras tratamientos de RTA a 800 u 875 °C durante 5 s.

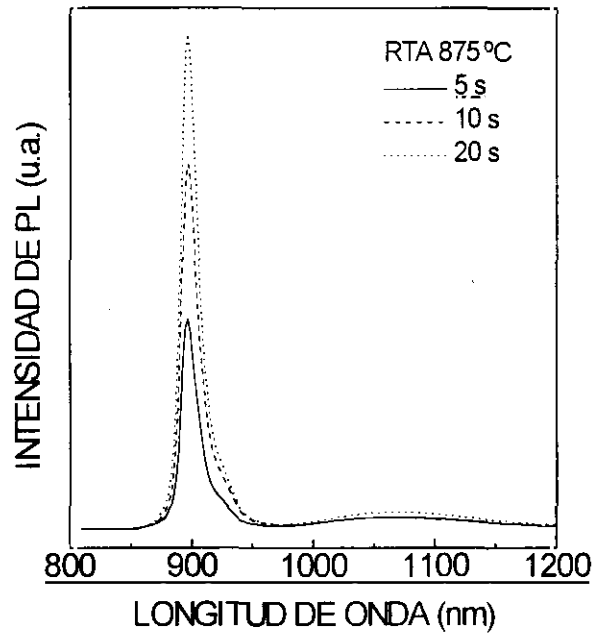
Además, Thompson et al.<sup>47</sup> constataron un aumento en la intensidad de esta emisión tras implantaciones de In, lo que se opondría claramente a un complejo con  $V_{In}$  como el propuesto por Rao et al. Como las  $V_P$  tienen comportamiento donador mientras que  $Si_P$  sería un aceptor profundo,<sup>48</sup> el complejo  $V_P-Si_P$  podría estar en el origen de esta emisión.<sup>49</sup> De hecho, ante mayores dosis implantadas de Si, la probabilidad de incorporación de Si en lugares de P es mas elevada, lo que explicaría el comportamiento con la dosis. La variación de la intensidad de esta emisión en función de la temperatura se muestra en la Figura 4.27, de donde se obtuvo una energía de activación de 110 meV.

En la Figura 4.28 se muestra el efecto de la temperatura de recocido sobre las emisiones de PL. Tras el recocido a 800 °C durante 5 s, apareció un pico en 1.359 eV (912 nm) que desapareció tras el recocido a la temperatura más elevada. M.V. Rao<sup>50,51</sup> encontró también esta emisión en muestras recocidas a 700 °C, y le asignó como origen un complejo  $In_P-Si_{In}$  actuando como aceptor profundo. Tal asignación explicaría la menor activación obtenida para las implantaciones recocidas a 800 °C frente a las recocidas a 875 °C, pues la formación de estos complejos tendería a compensar los donores introducidos por el Si. La recuperación cristalina fué muy superior en el caso de la implantación recocida a 875 °C, como lo demuestra el hecho de que en esta muestra las emisiones de PL de la zona banda a banda tengan una intensidad 150 veces superior. La intensidad de la banda en 1.18 eV (1050 nm) fué ligeramente superior en el caso de la muestra recocida a menor temperatura, lo que indica que la formación de estos complejos no es muy dependiente de la temperatura de recocido, al tiempo que demuestran una gran estabilidad, ya que no desaparecieron tras el recocido a mayor temperatura. El uso de una temperatura de recocido tan baja como 800 °C dió lugar, pues, a una recristalización de baja calidad y a la formación de diferentes defectos (las emisiones en 1.359 eV y en 1.18 eV) que limitaron la activación de la implantación, que en el caso de los de 1.359 eV desaparecieron utilizando temperaturas de recocido superiores.

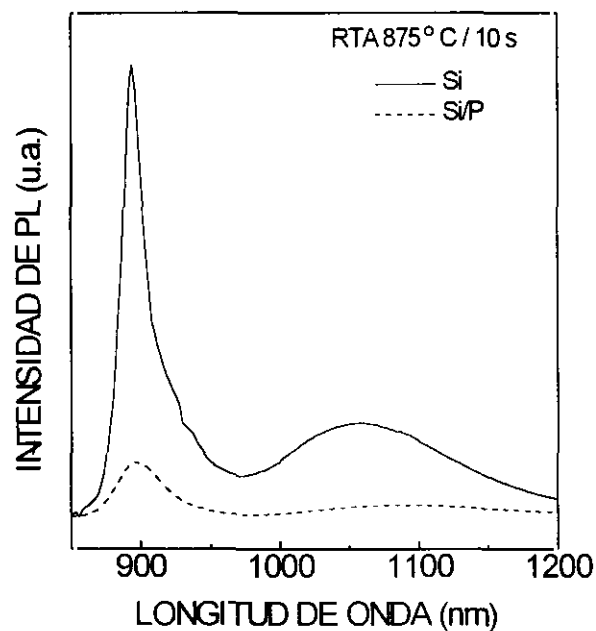
Otra prueba de la estabilidad del complejo  $V_P-Si_P$  se puede ver en la Figura 4.29, en donde se presenta el efecto del tiempo de recocido sobre el espectro de PL para una implantación a 150 keV con  $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ . La mejora de la calidad cristalina del material al utilizar tiempos de recocido más largos, comentada al hilo del aumento del valor de la movilidad en el apartado 4.2, se puso más claramente de manifiesto con las medidas de PL, como se aprecia del progresivo aumento de intensidad del pico B-Ac. En cuanto a la emisión en 1.18 eV, la intensidad practicamente constante para todos los tiempos de recocido, lo que demuestra la gran estabilidad del complejo formado.

En la Figura 4.30 se muestran los espectros de PL de implantaciones con  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$  con y sin co-implantación de P. Aparte de la diferencia en intensidades, debida al mayor dañado creado por la co-implantación, el principal efecto de la implantación de P adicional fué la drástica disminución de la intensidad de la emisión en 1.180 eV, lo que es consis-

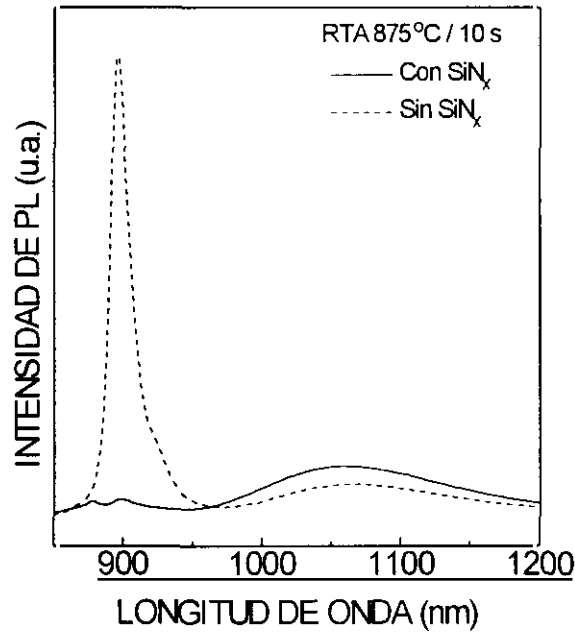
tente con la asignación del origen de esta emisión al complejo  $V_p-Si_p$ , ya que la co-implantación de P reduce tanto las vacantes de P como el número de posiciones sustitucionales de P disponibles en la red. Shen et al.<sup>52</sup> encontraron un comportamiento similar para una emisión a la que asignaron idéntico origen ( $V_p-Si_p$ ), aunque en sus medidas apareció a una energía de 1.26 eV.



**Figura 4.29:** Espectros de PL de implantaciones de Si en InP:Fe a 150 keV con dosis  $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ , tras tratamientos de RTA a 875 °C durante 5, 10 ó 20 s.



**Figura 4.30:** Espectros de PL de InP:Fe implantado con Si ó Si y P (150 keV,  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ), tras RTA a 875 °C durante 10 s.



**Figura 4.31:** Espectros de PL de InP:Fe implantado con Si a 100 keV con  $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ , y recocido con (línea continua) o sin (línea discontinua) encapsulante de  $\text{SiN}_x$ .

El uso de encapsulante en el recocido dió lugar a un claro descenso de la movilidad, como se comentó en el segundo apartado de este capítulo. En la Figura 4.31 se pueden ver los espectros de dos muestras implantadas con  $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  a 100 keV, recocidas con y sin encapsulante. La peor calidad cristalina de la primera se puede comprobar por la baja intensidad de las emisiones B-B y B-Ac. La otra diferencia importante entre ambos espectros es la mucho mayor intensidad de la emisión en 1.18 eV para el caso de la muestra recocida con encapsulante. Muy probablemente, debido a la tensión en la interfase entre ambos materiales durante el recocido, se produjo una incorporación de Si proveniente del encapsulante en el InP. Esto incrementaría la concentración de defectos tipo  $\text{Si}_i$  en superficie, lo que explicaría esta diferencia.

Como resumen de este apartado, habría que decir que el espectro de PL de implantaciones de Si en InP se compone de emisiones cercanas a la banda, B-B y B-Ac, junto con otras más profundas debidas a complejos de Si con defectos intrínsecos. Entre ellos, el más importante por su estabilidad es el que se asignó en este trabajo a  $V_p\text{-Si}_i$ , centrado entre 1.16 y 1.18 eV. Este complejo se encontró presente en todos los espectros, aún en el caso de las implantaciones con dosis más baja, y desapareció sólo tras una co-implantación con P. Debido a esta estabilidad, la intensidad relativa entre esta banda y la emisión B-Ac se podría tomar como una indicación de la calidad cristalina del material, que será mejor cuanto mayor sea la intensidad del pico B-Ac frente a la de la banda en 1.18 eV. La Tabla 4.IV muestra las diferentes emisiones encontradas en estas muestras, junto con los orígenes asignados a cada una.

Longitud de onda (nm)	Energía (eV)	Origen
876	1.416	Banda a banda
900	1.378	Banda a aceptor (probablemente Zn)
912	1.359	Banda a aceptor In <sub>p</sub> -Si <sub>in</sub>
928	1.336	Réplica LO de 1.378 eV
959	1.293	Réplica LO2 de 1.378 eV
960	1.29	Desconocido
1050	1.180	Donor a aceptor V <sub>p</sub> -Si <sub>p</sub>
1150	1.07	Complejos con VP

**Tabla 4.IV:** Posición en longitud de onda y energía de las emisiones de fotoluminiscencia en InP implantado con Si, con los posibles orígenes asignados a cada una.

#### 4.4.2. Medidas de Raman

La Figura 4.32 muestra el espectro Raman de InP implantado con dosis crecientes de Si entre  $10^{12}$  y  $10^{14}$  cm<sup>-2</sup>, antes del recocido, siempre a 150 keV. En esta figura se puede seguir con gran claridad el progresivo dañado que la implantación causa en la red cristalina. En primer lugar, el rango del espectro entre 50 y 200 cm<sup>-1</sup> muestra la progresiva aparición de emisiones anchas (2 bandas) relacionadas con fonones acústicos, y que en el material virgen con orientación (100), son prohibidas debido a la ley de conservación del momento. El creciente deterioro de la red cristalina al aumentar la dosis implantada hace que aparezcan zonas en el material con orientaciones diferentes de la (100), de modo que se pueden ver estas emisiones, que se denominan por ello modos activados por el desorden (DATA y DALA, es decir, disorder activated transversal acoustic y longitudinal acoustic, respectivamente, según su origen).<sup>53,54</sup> Igual ocurre con el pico en 306.9 cm<sup>-1</sup>, debido al fonón transversal óptico. Esta emisión es prohibida para el material con orientación (100),<sup>55</sup> y tan sólo se ve como un pequeño pico en el espectro del material virgen. Sin embargo, con el progresivo deterioro de la red cristalina aparece cada vez con mayor intensidad, hasta que para el caso de la máxima dosis las emisiones de los fonones TO y LO se convierten en una única banda. En el rango de 600 a 700 cm<sup>-1</sup>, en el que se encuentra la emisión Raman de segundo orden (y que se presenta con más detalle en la Figura 4.33), se puede ver una sucesiva disminución de la intensidad, y para  $10^{14}$  cm<sup>-2</sup> la ya completa desaparición de estas emisiones. Esto indica que la dosis de amorfización de InP por implan-

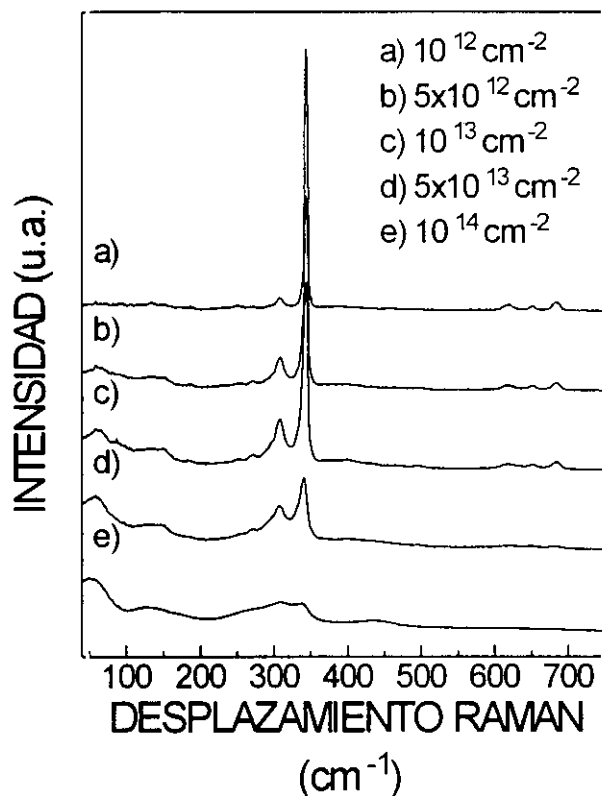


Figura 4.32: Espectro Raman de InP:Fe implantado con dosis crecientes de Si, desde  $10^{12}$  hasta  $10^{14}$  cm<sup>-2</sup>, antes del recocido.

taciones de Si a 150 keV se encuentra aproximadamente en  $10^{14}$  cm<sup>-2</sup>, como ya se ha demostrado por medidas de Rutherford Backscattering y microscopía electrónica.<sup>56,57</sup>

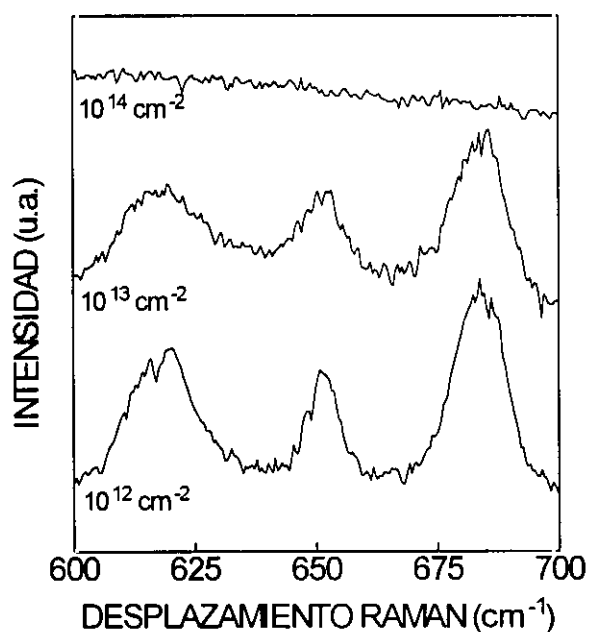
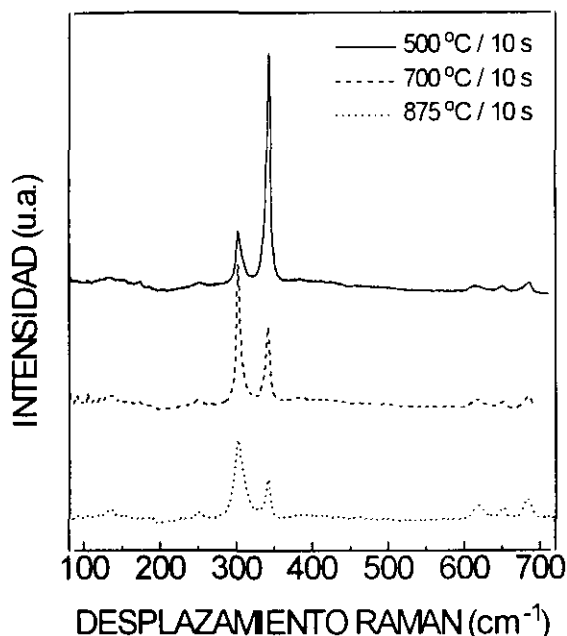


Figura 4.33: Detalle de las emisiones Raman de segundo orden de InP:Fe implantado con diferentes dosis de Si.

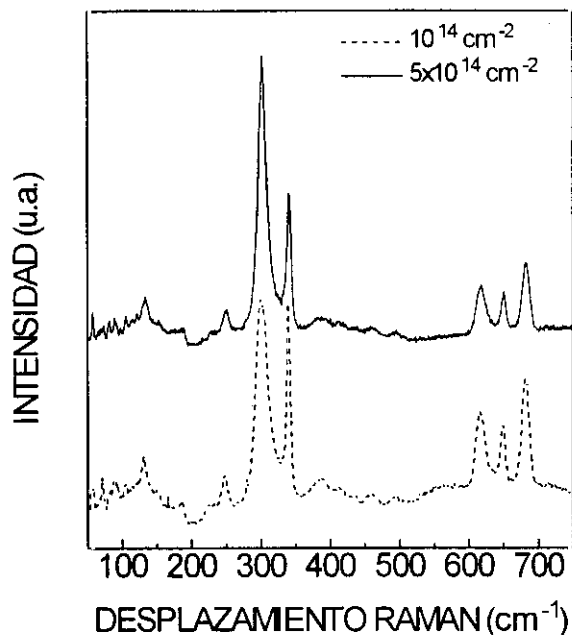




**Figura 4.34:** Espectros Raman de una implantación de Si a 150 keV con  $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ , tras recocidos de 10 s a 500, 700 u 875 °C.

La recuperación de la calidad cristalina del material durante el recocido se realiza a temperaturas tan bajas como 500 °C, como puede verse en la Figura 4.34, donde se muestran los espectros de Raman para las implantaciones de Si a 150 keV con  $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  recocidas a 500, 700 y 875 °C durante 10 s. La calidad cristalina del material es ya muy aceptable tras el recocido a 500 °C (y para un tiempo de tan sólo 10 s), pues los modos activados por el desorden prácticamente han desaparecido, el pico debido al fonón LO ( $344.6 \text{ cm}^{-1}$ ) es mucho más intenso que el debido al fonón TO, y se ha recuperado la emisión de segundo orden. Con el aumento de temperatura de recocido, la emisión de segundo orden se hace cada vez más intensa y se intensifica (y desplaza hacia energías más bajas) el pico en el entorno de  $300 \text{ cm}^{-1}$ . Este comportamiento parece indicar que este pico tiene su origen en el acoplamiento fonón-plasmón entre el fonón LO y los plasmones que aparecen debido a la alta concentración de portadores del material ya activado. Hay que destacar que la recuperación de estas emisiones de segundo orden con una intensidad prácticamente igual a la de la muestra virgen no había sido observada nunca, incluso tras recocidos en horno convencional,<sup>58</sup> lo que es una prueba clara de la alta calidad de la recristalización obtenida tras el tratamiento de RTA.

En la Figura 4.35 se muestran los espectros Raman de las implantaciones de Si a 150 keV con dosis más elevadas,  $10^{14}$  y  $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  tras un recocido a 875 °C durante 10 s. La recuperación de las emisiones de segundo orden en ambos espectros es muy clara, siendo éstas de mayor intensidad para el caso de la dosis menor, lo que demuestra la mejor calidad cristalina de esta muestra. En el rango de 50 a  $400 \text{ cm}^{-1}$ , aparte de las ya comenta-



**Figura 4.35:** Espectros Raman de InP:Fe implantado con Si a 150 keV con dosis  $10^{14}$  ó  $5 \times 10^{14}$   $\text{cm}^{-2}$ , tras un recocido a  $875^\circ\text{C}$  durante 10 s.

das desaparición de los modos activados por el desorden y aparición de la emisión debida al fonón LO, se puede observar que el pico en el entorno de  $300\text{ cm}^{-1}$  resulta más intenso para la muestra implantada con  $5 \times 10^{14}\text{ cm}^{-2}$ . La aparición de este pico tiene dos posibles explicaciones: en primer lugar, una deficiente recristalización del material, que diera lugar a "islas" de material con orientaciones diferentes de la (100) y por tanto a la posibilidad de observar el fonón TO. Sin embargo, la excelente calidad cristalina que refleja la recuperación de las emisiones Raman de segundo orden parece no adecuarse a esta explicación. El otro posible origen, más plausible y ya adelantado en el comentario a la figura anterior, es que este pico se deba a la interacción del fonón LO con plasmones,<sup>59</sup> puesto que tras el recocido el material tiene una concentración de portadores (como demostraron las medidas eléctricas) en el rango de  $10^{18}$  a  $10^{19}\text{ cm}^{-3}$ . Tales interacciones ya han sido referidas para el InP en la literatura,<sup>60,61</sup> y los ligeros desplazamientos de este pico para las diferentes dosis de implantación parecen estar de acuerdo con esta adscripción. De hecho, los espectros Raman de las implantaciones de Mg (Apartado 5.5.2) probarán este origen de una manera muy clara.

#### 4.5. IMPLANTACION EN InP CON ORIENTACIONES DIFERENTES DE LA (100)

El crecimiento de capas epitaxiales en InP (y GaAs) con orientaciones diferentes de la habitual (100) ha recibido un interés creciente en los últimos años. Esto es debido a la aparición de nuevos efectos eléctricos y ópticos, como campos eléctricos internos que pueden afectar a las propiedades finales de ciertos dispositivos: el crecimiento en la orientación (111) origina efectos piezoeléctricos y de campos eléctricos en la interfase.<sup>62,63,64</sup> Por otra parte, en condiciones de alta temperatura de crecimiento por MBE y utilizando substratos de orientaciones (x11) con  $x < 4$ , se ha encontrado que el Si da lugar a capas tipo p de hasta  $4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ .<sup>60,65</sup>

Para comprobar los posibles efectos en la activación eléctrica al utilizar substratos con diferentes orientaciones, se hicieron implantaciones de Si y Ge (otro dopante típico de tipo n en InP) en InP con diferentes orientaciones. Las implantaciones de Ge se hicieron para comprobar una posible influencia del dopante. Las implantaciones de Si se hicieron a 200 keV con dosis  $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ , y las de Ge a 200 keV con  $3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ , utilizándose esquemas de recocido de 850 °C durante 7 s en todos los casos. Estos experimentos se realizaron en el Naval Research Laboratory, en Washington D.C.

Los datos de resistencia de hoja, movilidad y activación eléctrica obtenidos para los diferentes substratos utilizados se muestran en las Tablas 4.V y 4.VI. Como puede verse, en ningún caso se obtuvo comportamiento diferente del tipo n para ambos dopantes, siendo las activaciones muy semejantes en todos los cristales. Como dato algo sorprendente, cabe destacar la alta activación obtenida para las implantaciones de Ge, que contrasta con las referidas en la literatura para material (100), del orden del 50 - 60 %.<sup>3,66</sup>

Los resultados anteriores indican que la recrystalización que se produce en el InP durante el proceso de RTA no es críticamente dependiente de la orientación cristalina del

Orientación	$R_S$ ( $\Omega/\square$ )	$\mu_S$ ( $\text{cm}^2/\text{Vs}$ )	Activación (%)
(100)	95	1780	74
(111)	101	1680	74
(211)	117	1890	56
(221)	113	1860	59
(311)	97	1568	82
(411)	99	1830	70

**Tabla 4.V:** Resistividad y movilidad de hoja para las implantaciones de Si a 200 keV con  $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  en InP con diferentes orientaciones cristalinas, recocidas por RTA a 850 °C durante 7 s.

Orientación	$R_s$ ( $\Omega/\square$ )	$\mu_s$ ( $\text{cm}^2/\text{Vs}$ )	Activación (%)
(110)	172	1340	90
(111)	213	1000	98
(211)	181	1160	100
(311)	186	1230	91
(411)	174	1210	100

**Tabla 4.VI:** Resistividad y movilidad de hoja para las implantaciones de Ge a 200 keV con  $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  en InP con diferentes orientaciones cristalinas, recocidas por RTA a 850 °C durante 7 s.

substrato. Este tipo de efectos en la velocidad de recristalización y el grado de recuperación de la calidad del material tras el recocido han sido sin embargo observados en Si.<sup>67</sup> Recientemente, ha sido publicado un estudio de estas implantaciones por SIMS y fotoluminiscencia.<sup>68</sup>

#### 4.6. REFERENCIAS

- [1] H. Shen, G. Yang, Z. Zhou, C. Lin y S. Zou, IEEE Trans. Electron Devices 39, 209 (1992).
- [2] J. Vellanki, R.K. Nadella y M.V. Rao, J. Electron. Mater. 22, 73 (1993).
- [3] J.P. Donnelly y G.A. Ferrante, Solid-State Electron. 23, 1151 (1980).
- [4] D.E. Davies, J.P. Lorenzo y T.G. Ryan, Solid-State Electron. 21, 981 (1978).
- [5] T. Inada, S. Taka y Y. Yamamoto, J. Appl. Phys. 52, 4863 (1981).
- [6] P. Zhen, M.O. Ruault, M.F. Denanot, B. Descouts y P. Krauz, J. Appl. Phys. 69, 197 (1991).
- [7] P. Zhen, M.O. Ruault, M. Pitaval, B. Descouts, P. Krauz, M. Gasgnier y J. Crestou, Appl. Phys. Lett. 59, 1594 (1991).
- [8] P. Auvray, A. Guivarc'h, H. L'Haridon, G. Pelous, M. Salvi y P. Henoc, J. Appl. Phys. 53, 6202 (1982).
- [9] S.J. Pearton, B. Jalali, C.R. Abernathy, W.S. Hobson, J.D. Fox, K.W. Kemper y D.E. Roa, J. Appl. Phys. 71, 2663 (1992).
- [10] B. Molnar, Appl. Phys. Lett. 36, 927 (1980).
- [11] A. Dodabalapur, C.W. Farley, S.D. Lester, T.S. Kim y B.G. Streetman, J. Electron. Mater. 16, 283 (1987).

- [12] M.V. Rao, M.P. Keating y P.E. Thompson, *J. Electron. Mater.* 17, 315 (1988).
- [13] D.E. Davies, J.P. Lorenzo, T.G. Ryan y J.J. Fitzgerald, *Appl. Phys. Lett.* 35, 631 (1979).
- [14] J.P. Donnelly y C.E. Hurwitz, *Appl. Phys. Lett.* 31, 418 (1977).
- [15] M.V. Rao y P.E. Thompson, *Appl. Phys. Lett.* 50, 1444 (1987).
- [16] H. Shen, G. Yang, Z. Zhou y S. Zou, *Appl. Phys. Lett.* 56, 463 (1990).
- [17] H. Shen, G. Yang, Z. Zhou y S. Zou, *Semicond. Sci. Technol.* 4, 951 (1989).
- [18] A. Dodabalapur y B.G. Streetman, *J. Electron. Mater.* 18, 65 (1989).
- [19] C.R. Zeisse y R.E. Reedy, *J. Appl. Phys.* 52, 3353 (1981).
- [20] W. Walukiewicz, J. Lagowski, L. Jastrzebski, P. Rava, M. Lichtensteiger, C.H. Gatos y H.C. Gatos, *J. Appl. Phys.* 51, 2659 (1980).
- [21] P. Saunier, R. Nguyen, L.J. Messick y M.A. Khatibzadeh, *IEEE Electron Device Lett.* 11, 48 (1990).
- [22] J.B. Boos, W. Kruppa y B. Molnar, *IEEE Electron Device Lett.* 10, 79 (1989).
- [23] J.M. Martín, S. García, I. Mártel y G. González-Díaz, *Anales de Física* 90, 39 (1994).
- [24] H. Ryssel e I. Ruge, "Ion implantation", Wiley (Chichester, 1986).
- [25] J.D. Oberstar y B.G. Streetman, *Thin Solid Films* 103, 17 (1983).
- [26] A. Chandra, C.E.C. Wood, D.W. Woodward y L.F. Eastman, *Solid-State Electron.* 22, 645 (1979).
- [27] L.A. Christel y J.F. Gibbons, *J. Appl. Phys.* 52, 5050 (1981).
- [28] R. Kumar, R. Nath, M.B. Dutt, A. Dhau, Y.P. Khosla y B.L. Sharma, *Semicond. Sci. Technol.* 8, 1679 (1993).
- [29] L.D. Zhu, K.T. Chan, D.K. Wagner y J.M. Ballantyne, *J. Appl. Phys.* 57, 5486 (1985).
- [30] E.W. Williams, W. Elder, M.G. Astles, M. Webb, J.B. Mullin, B. Straughan y P.J. Tufton, *J. Electrochem. Soc.* 120, 1741 (1973).
- [31] B.J. Skromme, G.E. Stillman, J.D. Oberstar y S.S. Chan, *Appl. Phys. Lett.* 44, 319 (1984).
- [32] J.B. Mullin, A. Royle, B.W. Straughan, P.J. Tufton y E.W. Williams, *J. Crystal Growth* 123, 640 (1972).
- [33] E. Kubota, Y. Ohmori y K. Sugii, *J. Appl. Phys.* 55, 3779 (1984).
- [34] M. Gauneau, R. Chaplain, H. L'Haridon, M. Salvi y N. Duhamel, *Nucl. Instrum. and Meth. B* 19/20, 418 (1987).
- [35] J. Vellanki, R.K. Nadella, M.V. Rao, O.W. Holland, D.S. Simons y P.H. Chi, *J. Appl. Phys.* 73, 1126 (1993).
- [36] C.S. Ma, P.W. Chan, V.C. Lo, C.W. Ong y S.P. Wong, *J. Electron. Mater.* 23, 459 (1994).
- [37] P. Won Yu, *Solid State Commun.* 34, 183 (1980).

- [38] V. Swaminathan y A.T. Macrander, "Materials aspects of GaAs and InP based structures", Prentice Hall (Englewood Cliffs, 1991).
- [39] R. Chang, D.L. Lile, S. Singh y T. Hwang, *J. Appl. Phys.* 66, 3753 (1989).
- [40] H. L'Haridon, P.N. Favennec y M. Salvi, *Semicond. Sci. Technol.* 7, A32 (1992).
- [41] L. Artús, R. Cuscó, J.M. Martín y G. González-Díaz, *Phys. Rev. B* ..... ..
- [42] S.M. Sze, "Physics of semiconductor devices", Wiley (New York, 1981).
- [43] D. Kirillov, J.L. Merz, R. Kalish y A. Ron, *Appl. Phys. Lett.* 44, 609 (1984).
- [44] S. Zollner, S. Gopalan y M. Cardona, *Solid State Commun.* 77, 485 (1991).
- [45] Z. Hang, H. Shen y F.H. Pollak, *Solid State Commun.* 73, 15 (1990).
- [46] M.V. Rao, O.A. Aina, A. Fathimulla y P.E. Thompson, *J. Appl. Phys.* 64, 2426 (1988).
- [47] T.D. Thompson, J. Barbara y M.C. Ridgway, *J. Appl. Phys.* 71, 6073 (1992).
- [48] R.W. Jansen, *Phys. Rev. B* 41, 7666 (1990).
- [49] J.M. Martín, S. García, I. Mártil, G. González-Díaz, R. Cuscó y L. Artús, ..... art. de Barcelona .....
- [50] M.V. Rao, *Appl. Phys. Lett.* 48, 1522 (1986).
- [51] M.V. Rao, *J. Appl. Phys.* 61, 337 (1987).
- [52] H. Shen, G. Yang, Z. Zhou, W. Huang y S. Zou, *Appl. Phys. Lett.* 68, 4894 (1990).
- [53] C.S. Rama Rao, S. Sundaram, R.L. Schmidt y J. Comas, *J. Appl. Phys.* 54, 1808 (1983).
- [54] S.J. Yu, H. Asahi, S. Emura, H. Sumida, S. Gonda y H. Tanoue, *J. Appl. Phys.* 66, 856 (1989).
- [55] S. Perkowitz, "Optical characterization of semiconductors", Academic Press (Londres, 1993)
- [56] E.F. Kennedy, *Appl. Phys. Lett.* 38, 375 (1981).
- [57] L. Artus, R. Cusco, J.M. Martín y G. González-Díaz, ..... MRS fall meeting 94 .....
- [58] E. Bedel, G. Landa, R. Carles, J.B. Renucci, J.M. Roquais y P.N. Scavennec, *J. Appl. Phys.* 60, 1980 (1986).
- [59] B.H. Bairamov, I.P. Ipatova, V.A. Milorava, V.V. Toporov, K. Naukkarinen, T. Tuomi, G. Irmer y J. Monecke, *Phys. Rev. B* 38, 5722 (1988).
- [60] D.J. Olego y H.B. Serreze, *J. Appl. Phys.* 58, 1979 (1985).
- [61] B. Boudart, B. Mari y B. Prevot, *Mater. Sci. Eng. B* 20, 109 (1993).
- [62] W.I. Wang, E.E. Mendez, T.S. Kuan y L. Esaki, *Appl. Phys. Lett.* 47, 826 (1985).
- [63] H.P. Meier, R.F. Broom, P.W. Epperlein, E. van Gieson, Ch. Harder, H. Jackel, W. Walter y D.J. Webb, *J. Vac. Sci. Technol. B* 6, 692 (1988).
- [64] E.A. Caridi, T.Y. Chang, K.W. Goosen y L.F. Eastman, *Appl. Phys. Lett.* 56, 659 (1990).

- [65] W.Q. Li, P.K. Bhattacharya, S.H. Kwok y R. Merlin, *J. Appl. Phys.* 72, 3129 (1992).
- [66] P. Kringhoj, V.V. Gribkovskii y A. Nylandsted Larsen, *Appl. Phys. Lett.* 57, 1514 (1990).
- [67] J. Gyulai, "Damage annealing in silicon and electrical activity" en "Ion implantation science and technology", J.F. Ziegler, ed. Academic Press (Londres, 1984).
- [68] M.V. Rao, H.B. Dietrich, P.B. Klein, A. Fathimulla, D.S. Simons y P.H. Chi, *J. Appl. Phys.* 75, 7774 (1994).

## **CAPÍTULO 5**

### ***OBTENCIÓN DE CAPAS TIPO P***





## 5.1. INTRODUCCION

El interés de las capas con conductividad tipo p para aplicaciones en dispositivos se centra especialmente en la obtención de contactos óhmicos de baja resistencia específica y la formación de puertas en transistores de unión.<sup>1</sup> Ambas aplicaciones requieren capas superficiales con dopados elevados, para lo que son necesarias implantaciones con bajas energías y dosis moderadamente altas. Sin embargo, como ya se ha citado en la introducción a esta tesis, la obtención de capas tipo p por implantación en InP resulta más problemática que la de zonas tipo n (contrariamente al caso del GaAs), ya que el carácter n del dañado que produce la implantación hace que las activaciones típicas de los dopantes tipo p esten por debajo del 50 %.<sup>2,3,4</sup>

Aparte del efecto del dañado, hay otros problemas específicos de los dopantes tipo p del InP que hacen que la obtención de capas con altos dopados y perfiles muy abruptos sea complicada. Estos problemas son, esencialmente, los bajos límites de solubilidad en InP de estos dopantes y su difusión durante el recocido, y hacen que las máximas concentraciones de huecos obtenidas por implantación en InP referidas en la bibliografía se situen tan sólo en torno a  $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .

Al ser un proceso que se realiza fuera del equilibrio termodinámico, la implantación iónica permite introducir dopantes en un material más allá del límite de solubilidad. Sin embargo, durante el proceso de recocido, la incorporación a la red cristalina de estos dopantes se rige ya por las leyes de la termodinámica, que impiden una incorporación superior a la del límite de solubilidad, de manera que los átomos en exceso quedan eléctricamente inactivos.<sup>5</sup> Como el límite de solubilidad de estos dopantes parece estar en el rango de  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,<sup>6</sup> no es posible obtener dopados por encima de este valor, y los átomos que no se han podido incorporar a la red quedan en posiciones intersticiales que favorecen la difusión. Además, la implantación de dosis excesivamente altas puede dar lugar a la segregación de pequeños conglomerados de los dopantes, lo que resulta muy perjudicial para las aplicaciones microelectrónicas de esas capas.<sup>5</sup>

En cuanto a la difusión durante el recocido, muchos autores han encontrado efectos de difusión anómala para estos dopantes, con dobles frentes de difusión, uno de los cuales avanzaba dejando una meseta con concentración casi constante.<sup>7</sup> Tal efecto parece deberse a la formación de complejos con muy elevada difusividad entre átomos de los dopantes implantados que se encuentran en posiciones intersticiales y dopantes del substrato (como el Fe en el caso de material semi-aislante).<sup>8</sup> Esta difusión es muy importante cuando la activación de las implantaciones se realiza utilizando hornos convencionales, debido a los largos tiempos necesarios (de entre 20 y 30 minutos), por lo que el uso de recocidos por RTA es imprescindible para minimizar este efecto. Por otra parte, la difusión en dirección

a la superficie da lugar a otros dos efectos importantes, que se pueden observar en muchos de estos dopantes: el apilamiento en superficie y la pérdida (por evaporación desde la superficie del InP) de parte del dopante implantado durante el recocido. Este último caso se da en dopantes con elevada presión de vapor (como el Mg) siempre que las dosis implantadas sean elevadas, ya que se produce un apilamiento superficial muy importante que favorece la evaporación del dopante.<sup>9</sup> Para casos extremos (con perfiles de implantación muy superficiales y con altos dopados), algunos autores han llegado a medir pérdidas del 80 % de la dosis implantada.<sup>10</sup>

Junto con la técnica de RTA, la co-implantación de P ha sido utilizada por algunos autores para tratar de evitar la difusión y aumentar la activación eléctrica de estos dopantes. Los desbalances estequiométricos causados en el InP por la implantación<sup>11</sup> (Apartado 1.3.1) hacen que en la zona más cercana a la superficie haya un exceso de átomos de In y, por tanto, baja concentración de  $V_{In}$ . Como el comportamiento tipo p se obtiene cuando los dopantes entran en la red en posiciones sustitucionales de In, la baja concentración de  $V_{In}$  da lugar a menores activaciones. Tratando de evitar esto mediante la recuperación del equilibrio estequiométrico, algunos autores emplearon la co-implantación de P para aumentar las  $V_{In}$  en superficie, encontrando una cierta mejora en la activación y además una menor difusión de los dopantes, que resultó en perfiles de implantación más abruptos.<sup>12</sup> La co-implantación de especies eléctricamente inactivas en InP (como Ar) demostró que, para el caso del Be, el efecto principal de la co-implantación era el de la creación de daño que actuaba como barrera de difusión, siendo el efecto estequiométrico de menor importancia.<sup>13</sup>

Los elementos utilizados en la bibliografía para obtener capas tipo p en InP han sido Be,<sup>14</sup> Mg, Zn,<sup>15,16</sup> Cd<sup>17,18</sup> y Hg,<sup>19</sup> entre los que los más estudiados han sido Be y Mg. Aunque, en principio, los dopantes de masa más alta (Zn, Cd y Hg) serían los más indicados para la obtención de capas superficiales, todos ellos han demostrado sufrir una difusión muy importante, dando como resultado perfiles muy planos tras el recocido. En el caso de capas tipo p obtenidas por implantación de Hg, aparte de una elevada difusión y un importante apilamiento superficial, fué muy complicada la obtención de contactos óhmicos.<sup>20</sup> En cuanto a Be y Mg, ambos han resultado en activaciones y concentraciones de huecos semejantes, y aunque presentan problemas de difusión, estos problemas son menores que los de los dopantes comentados antes. Al ser el Mg el de masa más alta, resulta más interesante para la obtención de capas superficiales, por lo que se ha utilizado en este trabajo. Además, el Mg no presenta los problemas de toxicidad del Be (que, en forma metálica, como muchos de sus compuestos, es fuertemente cancerígeno<sup>21</sup>), y es de manejo muy sencillo.

Entre los trabajos existentes sobre implantaciones de Mg en InP, la mayoría han tratado de implantaciones con energías entre 100 y 200 keV y dosis elevadas. Los efectos

de difusión hacia el exterior han sido estudiados por Van Berlo et al. utilizando dosis de hasta  $3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  y energías de 200 keV o mayores.<sup>6,9</sup> Shen et al.<sup>22,23</sup> han estudiado los efectos de difusión hacia el interior del material, así como los de co-implantación de P para la obtención de altas concentraciones de huecos, con implantaciones a 125 keV y dosis de hasta  $10^{15} \text{ cm}^{-2}$ . Donnelly y Hurwitz<sup>17,18</sup> han publicado datos de implantaciones con dosis intermedias ( $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ) a 150 keV, y tan sólo Krauz et al.<sup>10</sup> han estudiado implantaciones de Mg con energías menores de 100 keV (en concreto 30 keV), aunque tan sólo para una única dosis. En cuanto a medidas de fotoluminiscencia de las correspondientes capas implantadas, únicamente Krauz et al.<sup>10</sup> han publicado datos para material recocido por RTA, y sólo hasta 1000 nm.

En este capítulo, se estudiarán los resultados de implantaciones de Mg realizadas para obtener capas superficiales tipo p en InP con altos dopados. La energía utilizada fue de 80 keV ( $R_p = 1055 \text{ \AA}$  y  $\Delta R_p = 685 \text{ \AA}$ ), y se utilizaron dosis entre  $10^{13}$  y  $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ . Los ciclos de recocido utilizados fueron de 850 °C durante 10 s u 875 °C durante 5 ó 10 s, ya que los recocidos a temperaturas más bajas que están referidos en la bibliografía han resultado en activaciones eléctricas prácticamente nulas. El efecto de la co-implantación de P y de Ar (este último no referido en la bibliografía para implantaciones de Mg) se estudió, además, para el caso de la implantación con  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ .

En el siguiente apartado de este capítulo se comentarán los resultados obtenidos de activación y movilidad para las diferentes dosis y ciclos de recocido. En el tercer apartado, se mostrarán los perfiles de dopantes en profundidad medidos tanto por SIMS como por medidas eléctricas. El efecto de las co-implantaciones de P ó Ar en la activación eléctrica y en el perfil eléctrico en profundidad se comentará en el cuarto apartado de este capítulo. Se presentarán en el último apartado las medidas ópticas de estas capas implantadas, tanto por PL (hasta longitudes de onda de 1600 nm) como por Raman.

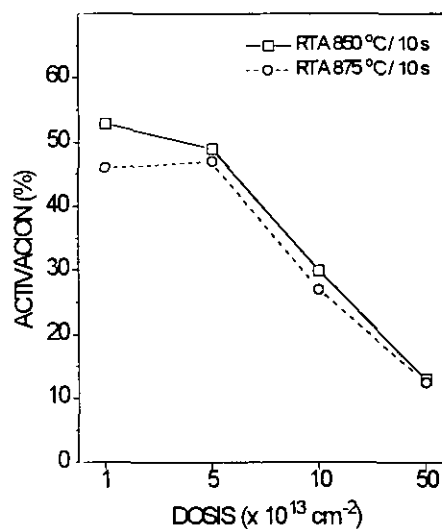
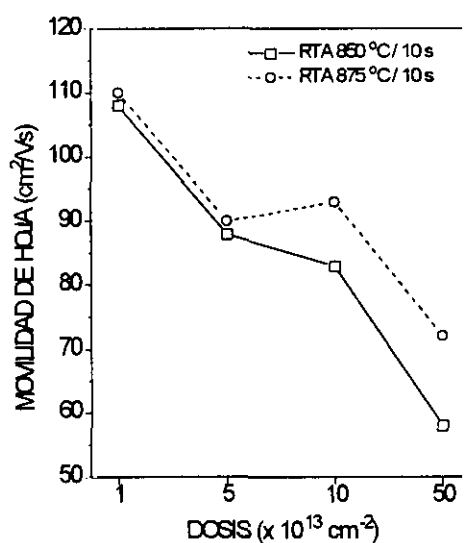
## 5.2. MEDIDAS DE RESISTIVIDAD Y EFECTO HALL

Los valores medidos de resistencia de hoja y movilidad junto con las correspondientes activaciones para las implantaciones de Mg realizadas se muestran en la Tabla 5.I. En las Figuras 5.1 y 5.2 se muestran gráficamente la movilidad y la activación en función de la dosis de implantación para las muestras recocidas a 850 °C u 875 °C durante 10 s. Como puede verse para ambos esquemas de recocido, al aumentar la dosis implantada la movilidad decrece, debido tanto al aumento del scattering por impurezas ionizadas (producido por la mayor incorporación de dopantes para dosis más altas), como al mayor daño del material. Para la dosis menor, se obtuvo una movilidad de  $108 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ , valor bastante alto para capas tipo p en InP, que indica una recuperación de la calidad cris-

Dosis ( $\times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ )	Recocido ( $^{\circ}\text{C/s}$ )	$R_s$ ( $\Omega/\square$ )	$\mu_s$ ( $\text{cm}^2/\text{Vs}$ )	Activacion (%)
1	850/10	10850	108	53
	875/5	16900	117	32
	875/10	12400	110	46
5	850/10	2905	88	49
	875/5	4720	94	28
	875/10	2975	90	47
10	850/10	2500	83	30
	875/5	2850	76	29
	875/10	2500	93	27
50	850/10	1670	58	13
	875/5	1850	63	11
	875/10	1388	72	12.5

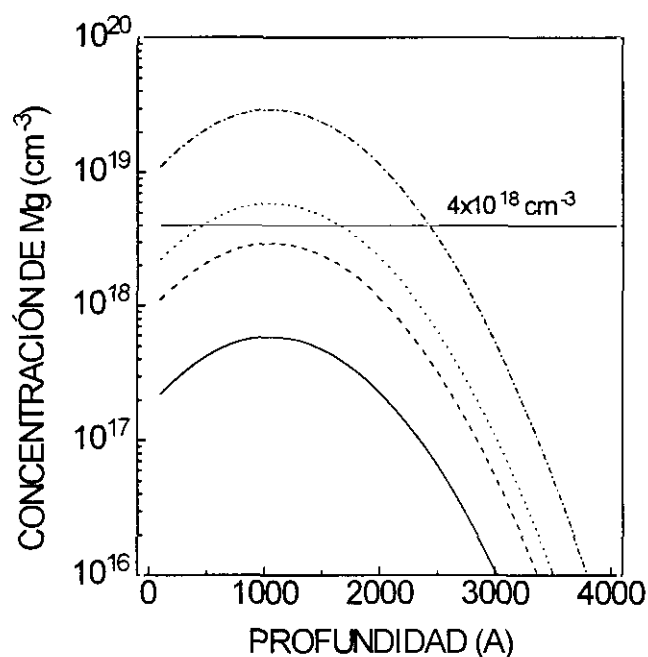
**Tabla 5.1:** Resistencia y movilidad de hoja, y activación de las implantaciones de Mg en InP a 80 keV, para las diferentes dosis de implantación y ciclos de RTA utilizados

talina del material muy buena. Los valores de la movilidad para las otras dosis, entre 60 y 95  $\text{cm}^2/\text{Vs}$ , son también altos en comparación con los referidos en la bibliografía para las concentraciones de huecos obtenidas, lo que indica que para todos los ciclos de RTA utilizados, la calidad cristalina del material tras el recocido es excelente.



**Figura 5.1:** Movilidad de hoja de las implantaciones de Mg en InP a 80 keV en función de la dosis, para dos ciclos de RTA diferentes.

**Figura 5.2:** Activación eléctrica de las implantaciones de Mg en InP a 80 keV en función de la dosis, para dos ciclos de RTA diferentes.



**Figura 5.3:** Perfiles teóricos obtenidos por la simulación TRIM-92 para implantaciones de Mg en InP a 80 keV con las diferentes dosis utilizadas en este estudio ( $10^{13}$ ,  $5 \times 10^{13}$ ,  $10^{14}$  y  $5 \times 10^{14}$   $\text{cm}^{-2}$ ). Se indica también con una línea el límite aproximado de solubilidad del Mg en InP.

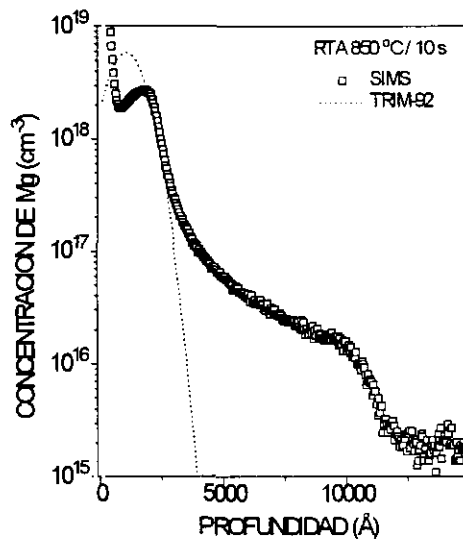
En cuanto a la activación, la Figura 5.2 muestra que para dosis menores de  $10^{14}$   $\text{cm}^{-2}$ , las activaciones se situaron en torno al 50 %, reduciéndose a un 30 % para las implantaciones con  $10^{14}$   $\text{cm}^{-2}$ , y a un 12 % para las de mayor dosis,  $5 \times 10^{14}$   $\text{cm}^{-2}$ . Este comportamiento puede explicarse por dos efectos: el límite de solubilidad del Mg en InP, que como se comentó en la introducción a este capítulo se sitúa alrededor de  $4 \cdot 5 \times 10^{18}$   $\text{cm}^{-3}$ , y la pérdida de parte del Mg implantado por un efecto de difusión al exterior durante el recocido, efectos que se comentan a continuación.

En la Figura 5.3 se muestran los perfiles obtenidos por la simulación TRIM-92 para implantaciones de Mg a 80 keV con las diferentes dosis utilizadas en este estudio. Se ha señalado también en este gráfico el valor aproximado del límite de solubilidad del Mg en InP. Como se puede apreciar, en el caso de las implantaciones con dosis  $10^{13}$  y  $5 \times 10^{13}$   $\text{cm}^{-2}$  la concentración máxima resultante es inferior al límite de solubilidad del Mg. Para estas implantaciones, con independencia de la dosis, la activación es del 50 %, un valor típico para implantaciones tipo p en InP.<sup>24</sup> En el caso de las dosis superiores, el perfil de dopado supera ya el límite de solubilidad del Mg en InP, de modo que en la zona en que esto ocurre hay una importante fracción de átomos de Mg que no pueden ocupar posiciones sustitucionales en la red. De hecho, en el caso de la implantación con  $5 \times 10^{14}$   $\text{cm}^{-2}$ , el valor de pico del perfil de implantación alcanza casi  $3 \times 10^{19}$   $\text{cm}^{-3}$ , excediendo más de 6 veces del límite de solubilidad. Este exceso de átomos de Mg sobre el límite de solubilidad

queda eléctricamente inactivo, lo que explica las menores activaciones obtenidas para estas implantaciones ( $30\%$  para  $10^{14}\text{ cm}^{-2}$ ) en comparación con las obtenidas para dosis menores. Además, la alta concentración de átomos de Mg intersticiales favorece (como se comentará en el siguiente apartado con más detalle) la redistribución de los dopantes durante el recocido.

Por otra parte, el análisis de los perfiles de SIMS (que se presentarán en el próximo apartado) demuestra una pérdida de Mg durante el recocido en el caso de las implantaciones con la dosis más alta ( $5 \times 10^{14}\text{ cm}^{-2}$ ), debido a la difusión al exterior.<sup>9</sup> Esta pérdida de Mg, de entre un  $10\%$  y un  $20\%$ , es también responsable de la menor activación obtenida para esta dosis. Los perfiles de las implantaciones con  $10^{14}\text{ cm}^{-2}$  revelan igualmente un apilamiento de Mg en superficie, aunque en este caso no se ha podido medir una pérdida clara de Mg.

Las activaciones obtenidas tras los recocidos a  $875^\circ\text{C}$  durante  $5\text{ s}$  fueron menores que las obtenidas tras  $10\text{ s}$  de recocido. En la Tabla 5.I puede comprobarse que, para las dosis menores, el efecto del tiempo de recocido es reducir la resistencia de hoja, aumentando el número de dopantes activados, y dejando la movilidad esencialmente constante. En el caso de las dosis superiores, en las que el daño estructural es ya muy cercano a la amorfización, el efecto esencial del tiempo de recocido es, aparte de incorporar dopantes a la red, mejorar la calidad cristalina del material, como se deduce del claro aumento de la movilidad.

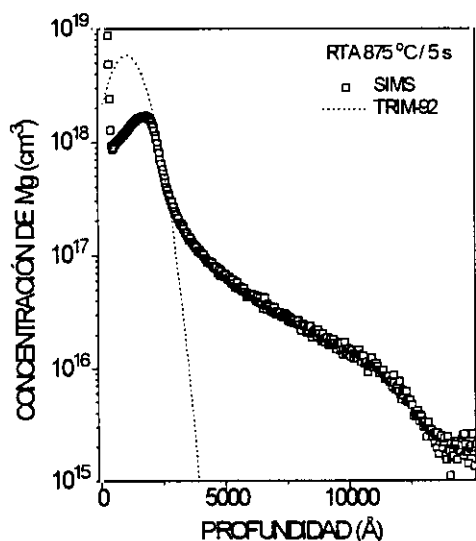


**Figura 5.4:** Perfil de concentración en profundidad de Mg medido por SIMS para una implantación a  $80\text{ keV}$  con una dosis de  $10^{14}\text{ cm}^{-2}$ , recocida a  $850^\circ\text{C}$  durante  $10\text{ s}$ . El perfil teórico de TRIM-92 se muestra también, como comparación.

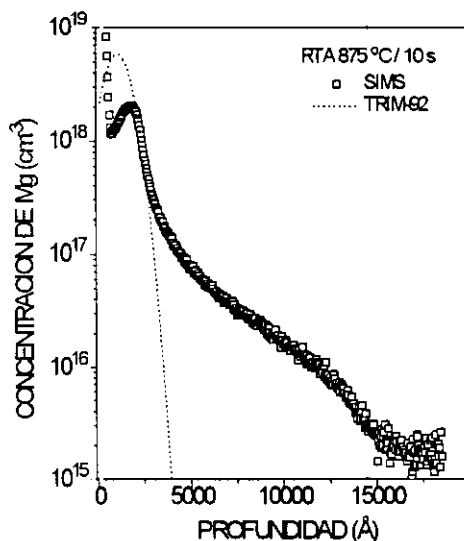
### 5.3. PERFILES DE DOPADO

En las Figuras 5.4 a 5.6 se muestran los perfiles atómicos de Mg en función de la profundidad medidos por SIMS, para las implantaciones con  $10^{14}$  cm $^{-2}$  (siempre con energía de implantación de 80 keV), para los diferentes ciclos de recocido utilizados en este trabajo. En todos los casos se muestra el perfil teórico obtenido con la simulación TRIM-92 como comparación. Hay que hacer notar que para fijar la escala de concentraciones se utilizaron los factores de sensibilidad relativa obtenidos de las medidas de los perfiles sin recocer, para tener en cuenta los efectos de difusión al exterior del Mg.

La fuerte difusión del Mg durante el recocido es la característica más importante de estos perfiles. Como puede apreciarse, para todos los ciclos de recocido se ha producido una importante difusión del Mg hacia el interior del material, así como un apilamiento en la superficie. La cola creada por la difusión se hace más profunda al aumentar la temperatura y el tiempo de recocido, como era de esperar. En la Figura 5.7 se muestran los perfiles de SIMS correspondientes a la implantación con la dosis más alta,  $5 \times 10^{14}$  cm $^{-3}$ , antes y después de un recocido a 875 °C durante 10 s. Comparando el perfil de esta figura con el correspondiente al de la Figura 5.6 (ambos con el mismo ciclo de RTA), se puede comprobar que en el caso de la dosis superior, el frente de difusión hacia el interior del Mg es más profundo, alcanzando casi las 2.2  $\mu$ m de profundidad frente a las 1.3  $\mu$ m en el caso de la implantación con  $10^{14}$  cm $^{-3}$ . La mayor profundidad del frente de difusión para la dosis

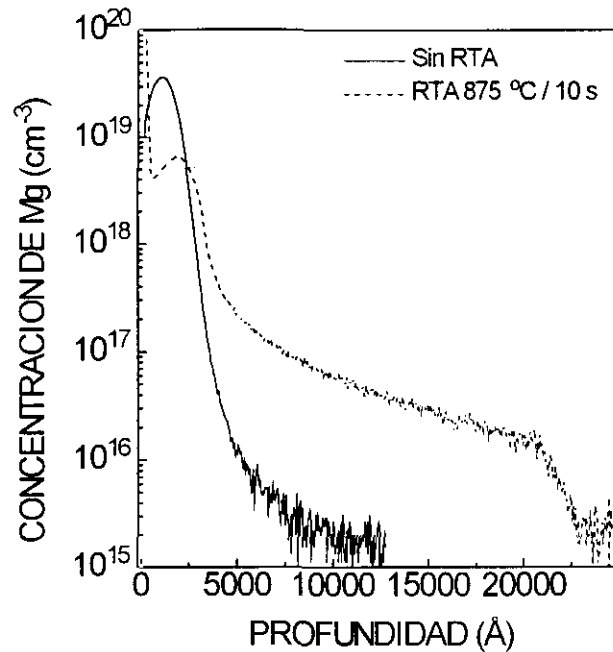


**Figura 5.5:** Perfil de concentración en profundidad de Mg medido por SIMS para una implantación a 80 keV con una dosis de  $10^{14}$  cm $^{-2}$ , recocida a 875 °C durante 5 s. El perfil teórico de TRIM-92 se muestra también, como comparación.



**Figura 5.6:** Perfil de concentración en profundidad de Mg medido por SIMS para una implantación a 80 keV con una dosis de  $10^{14}$  cm $^{-2}$ , recocida a 875 °C durante 10 s. El perfil teórico de TRIM-92 se muestra también, como comparación.





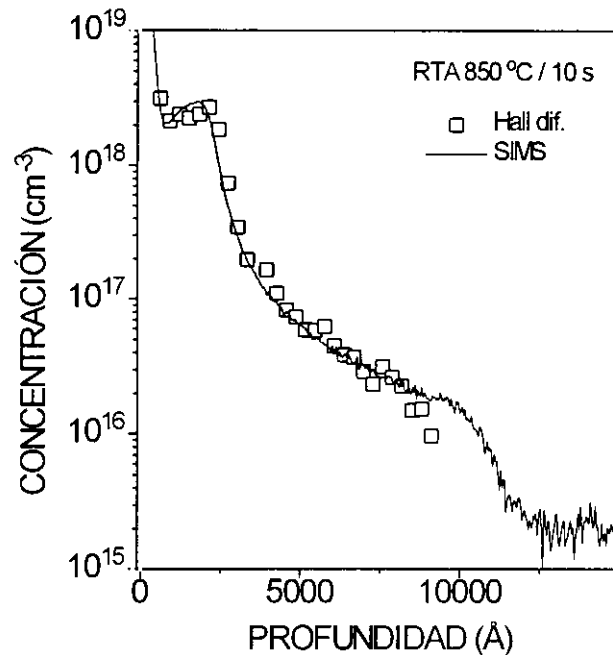
**Figura 5.7:** Perfiles atómicos en profundidad de Mg medidos por SIMS para una implantación a 80 keV con dosis de  $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ , antes y después de un tratamiento de RTA a 875 °C durante 10 s.

superior se debe a la mayor concentración de átomos de Mg intersticiales en la zona cercana al rango proyectado de la implantación, debido al efecto del límite de solubilidad del Mg en InP.

El efecto de difusión hacia el interior que muestran las figuras anteriores es muy perjudicial para el posible uso de estas capas tipo p en dispositivos ya que, aparte de la poca controlabilidad del proceso de redistribución, el perfil abrupto que se necesita para muchos dispositivos no puede conseguirse. La minimización de este efecto se conseguiría con tratamientos de RTA con menores tiempos, lo que tiene la desventaja de una peor calidad cristalina del material, como se comentó en el apartado anterior. Otra posible solución es el uso de la co-implantación, que será objeto de estudio en el siguiente apartado.

Como puede apreciarse en la Figura 5.8, en la que se muestran los perfiles de concentración de Mg (SIMS) y de huecos (Hall diferencial) para una implantación de  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$  de Mg recocida a 850 °C durante 10 s, y como ya se comentó en el apartado 3.4.3, los perfiles eléctricos medidos por efecto Hall diferencial siguen prácticamente a los perfiles de SIMS, excepto en la región final del perfil, debido al efecto de vaciamiento superficial de portadores ya comentado en los capítulos anteriores.

La difusión hacia el interior del Mg parece estar relacionada con una redistribución del Fe del sustrato durante el recocido. El Fe se utiliza como dopante del InP durante el crecimiento para conseguir material de alta resistividad, ya que el material no dopado presenta un comportamiento tipo n (con  $n \approx 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ). El Fe introduce un nivel aceptor que



**Figura 5.8:** Perfiles atómico (medido por SIMS) y eléctrico (medido por efecto Hall diferencial) de una implantación de Mg en InP a 80 keV con  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ , tras un recocido a 850 °C durante 10 s.

actúa como trampa de electrones, siendo las concentraciones típicas de Fe que se utilizan para conseguir material semi-aislante de  $1.5$  a  $7 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  (datos de Sumitomo). Sin embargo, se ha demostrado que durante los procesos de recocido el Fe se redistribuye muy fuertemente, siendo esta redistribución esencialmente de migración hacia la superficie (gettering).<sup>25,26</sup> Este efecto es similar al comentado para el Zn (impureza residual presente en InP dopado con Fe) en el capítulo anterior, que daba lugar a la aparición de un pico de luminiscencia en 1.378 eV. Desde el punto de vista de la depleción del Fe, un posible mecanismo de difusión para el Mg podría ser el siguiente:

1) Los átomos de Mg que se incorporan a la red quedan inmóviles, pero en las zonas en que la concentración de átomos de Mg sobrepasa el límite de solubilidad, hay átomos de Mg intersticiales con gran movilidad, con tendencia a moverse tanto hacia la superficie como hacia el interior del material.

2) Como muestran las medidas de efecto Hall diferencial presentadas en la Figura 5.8, en la cola de difusión los átomos de Mg se encuentran en posiciones sustitucionales, ya que son eléctricamente activos. Esto indica que deben encontrar  $V_{\text{In}}$  en esta zona, para incorporarse a la red con carácter aceptor, pero la tendencia del Fe a migrar hacia la superficie durante el recocido hace que aparezcan estas vacantes, como demostrarán más adelante las medidas de fotoluminiscencia.

3) De una manera simplificada (sin tener en cuenta los estados de carga de cada especie), las reacciones causantes de la difusión podrían ser, pues,



que, combinadas dan lugar a una reacción total

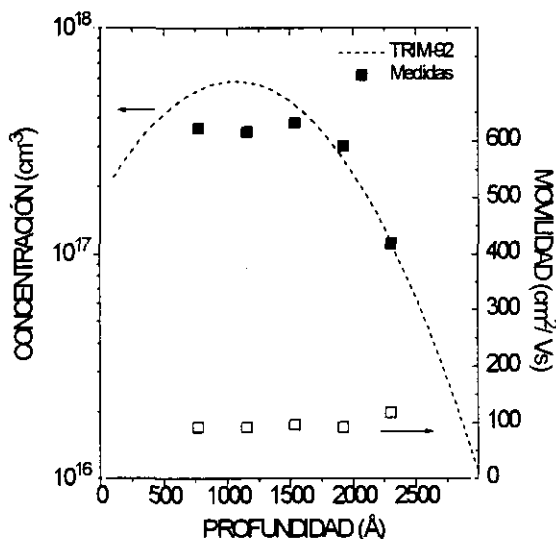


en que los subíndices *i* e *In* representan posiciones intersticiales y sustitucionales de *In*, respectivamente.

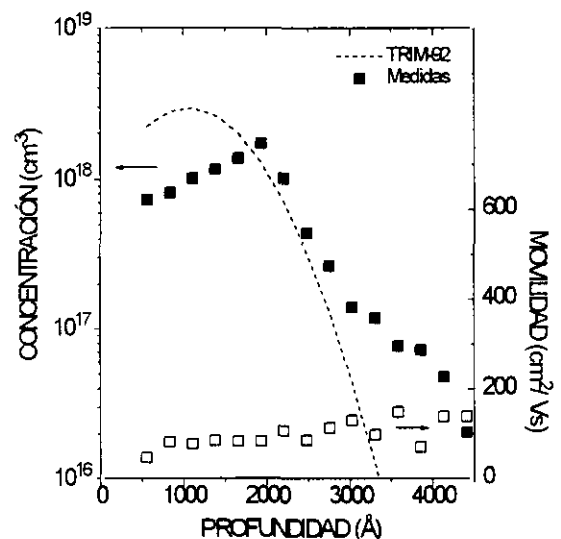
4) Mientras que el  $\text{Fe}_i$  tiende a migrar con rapidez hacia la superficie,<sup>27</sup> los átomos de  $\text{Mg}_i$  se difunden hacia el interior del material, ocupando las  $\text{V}_{\text{In}}$  dejadas por el Fe y quedando inmóviles y, por tanto, activos eléctricamente.

La participación de Mg en posiciones intersticiales en el mecanismo de difusión es clara, teniendo en cuenta que, para idénticos procesos de recocido, la comparación de las Figuras 5.5 y 5.7 muestra un frente de difusión más profundo para el caso de la implantación con dosis  $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , para la que la concentración de Mg intersticiales es mucho mayor. Por otra parte, el hecho de que con independencia de la profundidad que alcanza el frente de difusión, el nivel de concentración de Mg en la cola está en el orden de  $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , similar al de la concentración de Fe de la oblea base, indica también la participación del Fe en este efecto. Varios autores han detectado una depleción del Fe de la oblea base en la zona de la cola de difusión de implantaciones de  $\text{Mn}^{28}$  ó de  $\text{Be}^8$  en InP, lo que apoya este modelo de difusión. Un efecto similar ha sido referido por C. Blaauw et al.<sup>29</sup> al crecer por MOCVD InP dopado con Mg sobre substratos de InP dopado con Fe.

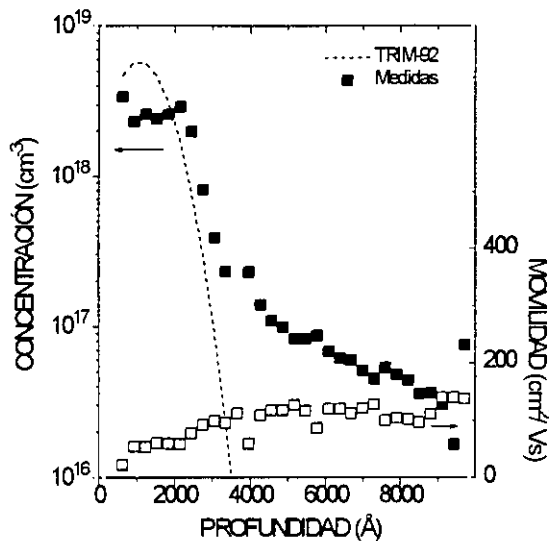
En cuanto al efecto de apilamiento superficial, éste se debe igualmente a la difu-



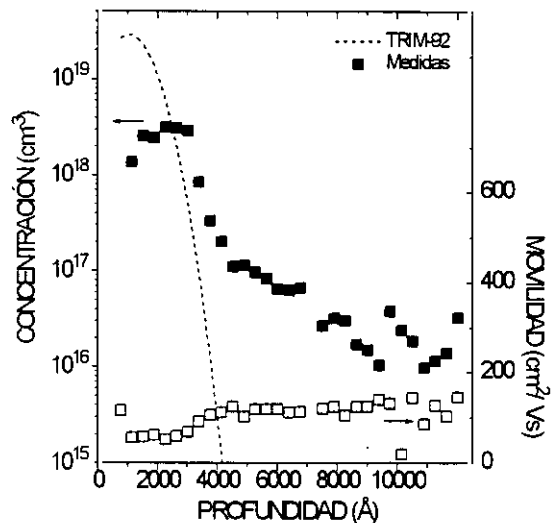
**Figura 5.9:** Perfiles en profundidad de portadores y movilidad medidos por efecto Hall diferencial para una implantación de Mg en InP a 80 keV con  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$ , tras un tratamiento de RTA a 850 °C durante 10 s.



**Figura 5.10:** Perfiles en profundidad de portadores y movilidad medidos por efecto Hall diferencial para una implantación de Mg en InP a 80 keV con  $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ , tras un tratamiento de RTA a 850 °C durante 10 s.



**Figura 5.11:** Perfiles en profundidad de portadores y movilidad medidos por efecto Hall diferencial para una implantación de Mg en InP a 80 keV con  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ , tras un tratamiento de RTA a 850 °C durante 10 s.



**Figura 5.12:** Perfiles en profundidad de portadores y movilidad medidos por efecto Hall diferencial para una implantación de Mg en InP a 80 keV con  $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ , tras un tratamiento de RTA a 850 °C durante 10 s.

sión de los átomos de Mg intersticiales, y es muy importante en el caso de las implantaciones con  $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ , llegándose a producir una pérdida de Mg de entre un 10 y un 20 %, lo que se midió integrando el perfil de SIMS tras el recocido.

Las Figuras 5.9 a 5.12 muestran los perfiles eléctricos de implantaciones de Mg con sucesivas dosis (de  $10^{13}$  a  $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ) recocidas a 850 °C durante 10 s. Se aprecia claramente como la cola de difusión hacia el interior del Mg aparece tan sólo para las dosis iguales o superiores a  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ . Para las dosis inferiores, en las que la concentración de átomos de Mg no supera la solubilidad, la presencia de Mg en posiciones intersticiales es mucho menor que para las dosis superiores, por lo que no se produce el mecanismo de difusión explicado en los párrafos anteriores.

Estas figuras muestran igualmente que en las dosis de  $10^{14}$  y  $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  se alcanza una saturación de la concentración de huecos, en un valor cercano a  $4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , debido al límite de solubilidad del Mg en InP. Esta concentración de huecos es una de las más altas de entre las referidas en la bibliografía para implantaciones en InP.

Una característica destacada del perfil eléctrico de la implantación con dosis más elevada es la baja concentración de huecos en superficie, como puede apreciarse en la Figura 5.12. De hecho, en los 500 Å superficiales se midió una conducción tipo n, lo que ya ha sido referido por algunos autores.<sup>15,23</sup> Esto se debe al alto grado de dañado superficial para esta dosis: en efecto, la implantación de una dosis de Mg tan alta como  $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  produce la amorfización del material en la zona implantada. Durante el recocido, la

recristalización comienza desde la zona más profunda del perfil implantado, en el límite entre la zona amorfizada y la cristalina, creciendo hacia la superficie. Sin embargo, en los semiconductores compuestos, la gran cantidad de defectos creados en una zona amorfizada es difícil de recuperar, acumulándose éstos en la zona más cercana a la superficie. Es conocido que en InP los defectos estructurales tienen un comportamiento eléctrico de tipo n (Apartado 1.3.2), lo que explica las medidas de la Figura 5.12.

La movilidad en función de la profundidad tiene el mismo comportamiento para todas las dosis implantadas, siendo menor en la zona de alta concentración de huecos, debido al mayor scattering por impurezas ionizadas en esta zona, y aumentando luego en la zona más profunda. La movilidad en las zonas más dopadas está en el orden de 60 a 90  $\text{cm}^2/\text{Vs}$ , mientras que en las menos dopadas se sitúa en torno a 150  $\text{cm}^2/\text{Vs}$ .

#### 5.4. EFECTO DE LAS CO-IMPLANTACIONES

La obtención de la máxima concentración de huecos posible ( $4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ), así como la buena calidad cristalina de las capas obtenidas (movilidades de 90  $\text{cm}^2/\text{Vs}$ ) hacen a la dosis de  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$  la más indicada para obtener capas altamente dopadas tipo p para aplicaciones en dispositivos. El efecto de las co-implantaciones con P ó Ar se estudió, pues, para esta dosis.

Mientras que en el caso de las implantaciones de Si (Apartado 4.3) el efecto más importante de la co-implantación de P es el de la creación de vacantes de In para que el Si se incorpore en ellas aumentando así su activación, en el caso de las implantaciones tipo p esto no es tan claro. De hecho, para el otro dopante tipo p más importante del InP, el Be, hay una importante bibliografía en que se demuestra que el efecto principal de la co-implantación es generar daño que actúe como barrera de difusión,<sup>13,30</sup> resultando así que los perfiles co-implantados sufren una difusión mucho menos severa que la mostrada en las figuras del apartado anterior para el Mg.

Para comprobar si en el caso del Mg la co-implantación tiene importancia como barrera de difusión o por su efecto estequiométrico, se realizaron co-implantaciones con P ó Ar. La implantación del primero influye en la estequiometría, aumentando las vacantes de In ( $V_{\text{In}}$ ), mientras que la del segundo, que es eléctricamente inactivo en InP, tan sólo crea daño. Las energías y dosis utilizadas fueron las necesarias para que los perfiles co-implantados se solaparan con los perfiles originales de Mg, de forma que se utilizaron dosis de  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$  y energías de 120 keV para el P, y 140 keV para el Ar. Los perfiles resultantes con estas energías, obtenidos por la simulación del TRIM-92, se muestran en las Figuras 5.13 y 5.14 comparándolos en cada caso con el correspondiente a la implantación de Mg. Las co-implantaciones con perfiles solapados con el del dopante de interés se han

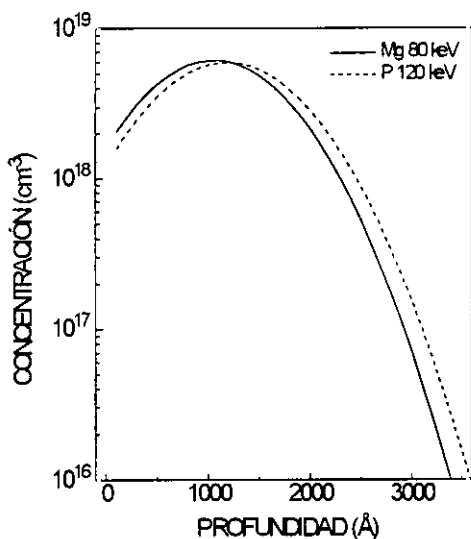


Figura 5.13: Perfiles teóricos obtenidos por TRIM-92 de implantaciones de Mg y P con idéntica dosis ( $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ) y energías 80 y 120 keV, respectivamente.

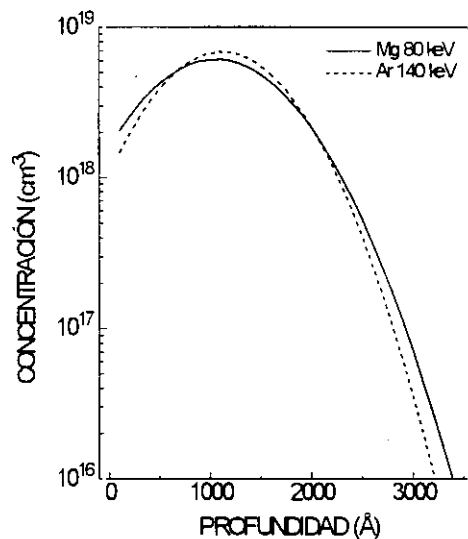


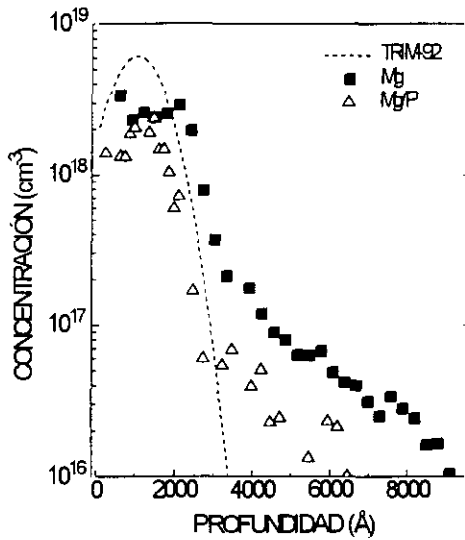
Figura 5.14: Perfiles teóricos obtenidos por TRIM-92 de implantaciones de Mg y Ar con idéntica dosis ( $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ) y energías 80 y 140 keV, respectivamente.

demostrado como las más adecuadas en el caso del Be, razón por la que se han hecho de este modo en el presente estudio.

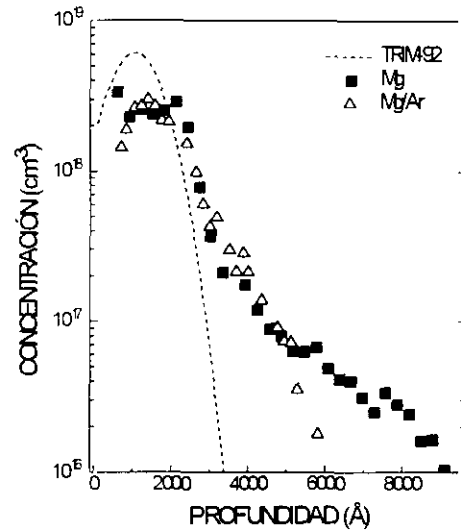
Las activaciones eléctricas, resistencias de hoja y movilidades obtenidas tras los diferentes ciclos de recocido para las muestras co-implantadas con P o Ar, junto con las de las correspondientes muestras sin co-implantar, se muestran en la Tabla 5.II. Como se ve, a pesar del mayor daño que supone la implantación adicional, las movilidades correspon-

Especies implantadas	Energías (keV)	Recocido (°C/s)	$R_S$ ( $\Omega / \square$ )	$\mu_S$ ( $\text{cm}^2/\text{Vs}$ )	Activación (%)
Mg	80	850/10	2500	83	30
		875/5	2850	76	29
		875/10	2500	93	27
Mg/P	80/120	850/10	2156	83	32
		875/5	2060	80	38
		875/10	1980	91	35
Mg/Ar	80/140	850/10	1954	88	36
		875/5	1915	92	35.5
		875/10	2003	92	34

Tabla 5.II: Resistencia y movilidad de hoja, y activación para las implantaciones de Mg/P y Mg/Ar, con los datos de las correspondientes implantaciones de Mg. La dosis de todas las implantaciones fué de  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ .



**Figura 5.15:** Perfiles eléctricos de implantaciones de Mg (80 keV,  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ) ó Mg/P (P a 120 keV con  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ) tras un tratamiento de RTA a 850 °C durante 10 s.

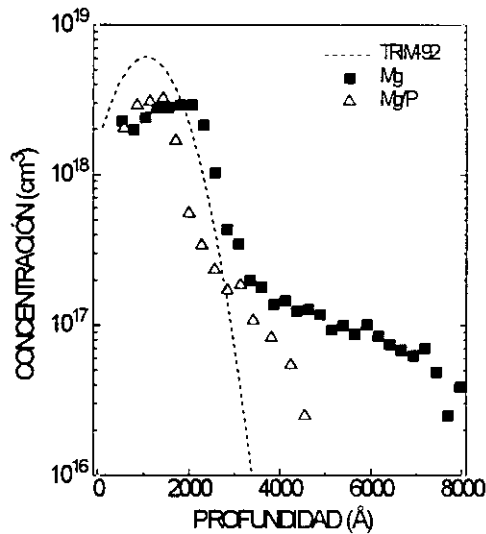


**Figura 5.16:** Perfiles eléctricos de implantaciones de Mg (80 keV,  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ) ó Mg/Ar (Ar a 140 keV con  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ) tras un tratamiento de RTA a 850 °C durante 10 s.

dientes a las muestras co-implantadas son semejantes a las no co-implantadas. Así, la principal diferencia en cuanto a las características eléctricas es una disminución de la resistencia de hoja en las muestras co-implantadas, lo que se traduce en un aumento (no muy importante) en la activación eléctrica, ligeramente mayor en el caso de las co-implantaciones con P que en el de las de Ar.

Los perfiles medidos por efecto Hall diferencial para las muestras co-implantadas con Mg y P ó Ar, recocidas a 850 °C durante 10 s se muestran en las Figuras 5.15 y 5.16, junto con el correspondiente a la implantación únicamente de Mg. En los perfiles co-implantados tanto con P como con Ar puede apreciarse una menor difusión del Mg comparado con la muestra no co-implantada. Esto demuestra que el principal efecto de la co-implantación es el de actuar de barrera de difusión, mientras que el efecto estequiométrico es de menor importancia, siendo probablemente el responsable de la ligeramente mayor activación eléctrica de las muestras co-implantadas con P frente a las de Ar. Desde el punto de vista del mecanismo de difusión comentado en el párrafo anterior, el efecto de las co-implantaciones es el de crear un mayor daño estructural que dificulta el movimiento de los átomos intersticiales de Mg, efecto que para el caso de la co-implantación con P resulta ser más importante que el de la creación de  $V_{\text{In}}$ .<sup>31</sup>

En la Figura 5.17 se muestran los perfiles para muestras con y sin co-implantación con P, recocidas con otro ciclo, 875 °C durante 10 s, que presenta unas características prácticamente idénticas a las de los perfiles ya comentados.



**Figura 5.16:** Perfiles eléctricos de implantaciones de Mg (80 keV,  $10^{14}$  cm $^{-2}$ ) ó Mg/P (P a 120 keV con  $10^{14}$  cm $^{-2}$ ) tras un tratamiento de RTA a 875 °C durante 10 s.

## 5.5. CARACTERIZACION OPTICA

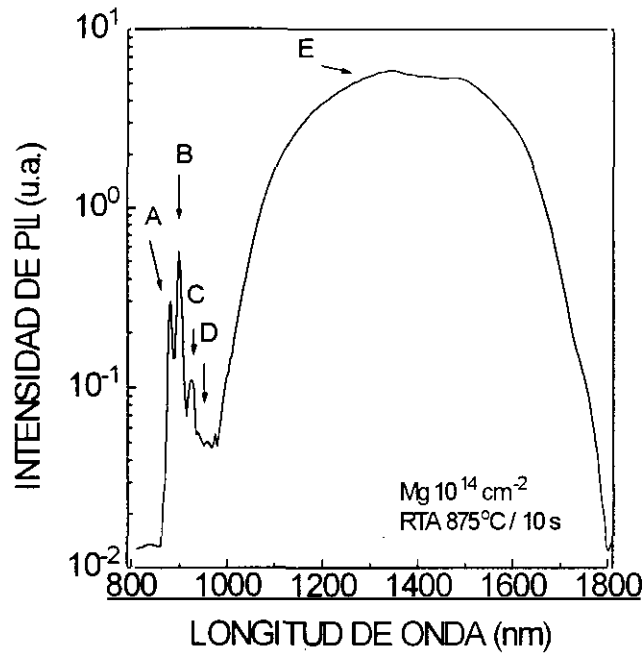
### 5.5.1. Medidas de Fotoluminiscencia

El espectro de fotoluminiscencia (PL) correspondiente a una muestra implantada con Mg con  $10^{14}$  cm $^{-2}$  y recocida a 875 °C durante 10 s se muestra en la Figura 5.18, donde hay que hacer notar la escala logarítmica de intensidades, elegida así para poner de manifiesto todas las emisiones. Las energías y longitudes de onda de las emisiones obtenidas, marcadas en la figura con letras de la A a la E, se muestran en la Tabla 5.III, y son esencialmente 3 picos, en la zona de bajas longitudes de onda (energías cercanas a la del gap), una banda de emisión también en esa zona, y una banda muy ancha centrada aproximadamente en 1400 nm.

La emisión A, en 1.415 eV, es el pico excitónico principal correspondiente a la emisión banda a banda, estudiado ya en las implantaciones de Si.<sup>32</sup> Debido a las bajas intensidades del laser excitador utilizadas en las medidas, la intensidad de esta emisión a bajas temperaturas es normalmente muy pequeña frente a la del pico B.

El pico señalado como B en 1.385 eV no se observa en el espectro del InP virgen (Apartado 4.4.1) ni en el del material implantado con Si. Debido al rango de energía en el que se encuentra (a 30 meV de una de las bandas, un valor típico para los niveles aceptores en InP) y a que aparece tras la implantación de Mg, es claro que se debe al nivel aceptor introducido por el Mg al incorporarse sustitucionalmente en la red del InP.<sup>32,33</sup> El nivel





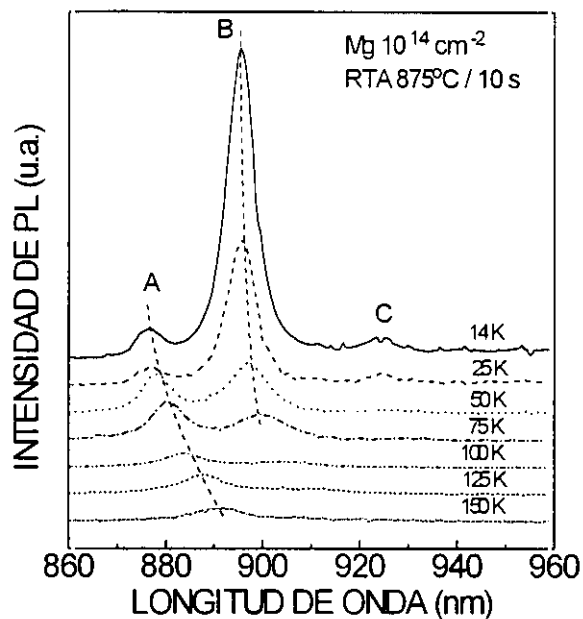
**Figura 5.18:** Espectro de fotoluminiscencia de InP implantado con Mg a 80 keV con dosis  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ , tras un tratamiento de recocido a  $875^\circ\text{C}$  durante 10 s.

aceptor introducido por el Mg en el InP está, por tanto, a 30 meV de la banda de valencia, lo que coincide con las medidas de A.A. Iliadis y S. Ovdia<sup>34</sup> en material dopado con Mg crecido por MBE.

La emisión C, en 1.342 eV, aparece siempre con una intensidad mucho menor que el pico B y a una energía 43 meV menor, lo que indica que es la réplica fonón de la emisión B. La energía del fonón LO sería pues de 43 meV, lo que está de acuerdo con los resultados comentados en el capítulo anterior y con las medidas directas de esta energía por Raman.

Emisión	Longitud de onda (nm)	Energía (eV)
A	880	1.415
B	895	1.385
C	925	1.342
D	960	1.3
E	1200-1600	0.87

**Tabla 5.III:** Posición de las emisiones más importantes obtenidas en InP implantado con Mg, en longitud de onda y energía.

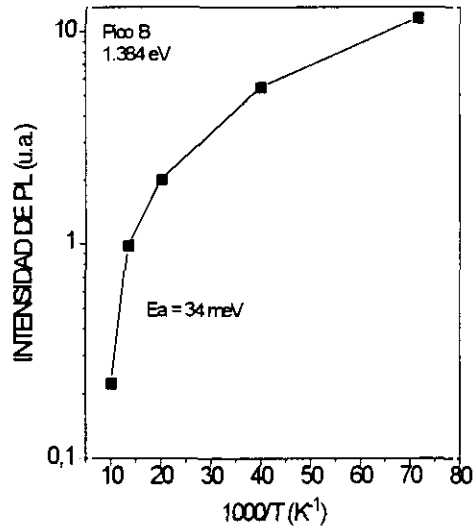


**Figura 5.19:** Evolución con la temperatura de las emisiones de PL cercanas a la banda para InP implantado con Mg.

La evolución de estas emisiones frente a la temperatura se muestra en la Figura 5.19 para una implantación con  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$  recocida a  $875^\circ\text{C}$  durante 10 s. Como se ve, la emisión B desaparece a unos 125 K, comportamiento típico de una emisión debida a desexcitaciones banda-nivel superficial.<sup>35</sup> La evolución de la intensidad de esta emisión frente a la temperatura se muestra en la Figura 5.20. De la zona de caída rápida de la intensidad se obtiene una energía de activación de 34 meV, que coincide bastante bien con la calculada para este nivel teniendo en cuenta la posición del pico, 30 meV. En cuanto al pico A, su posición se desplaza al variar la temperatura debido al estrechamiento del gap del material, como se estudió en el capítulo anterior.

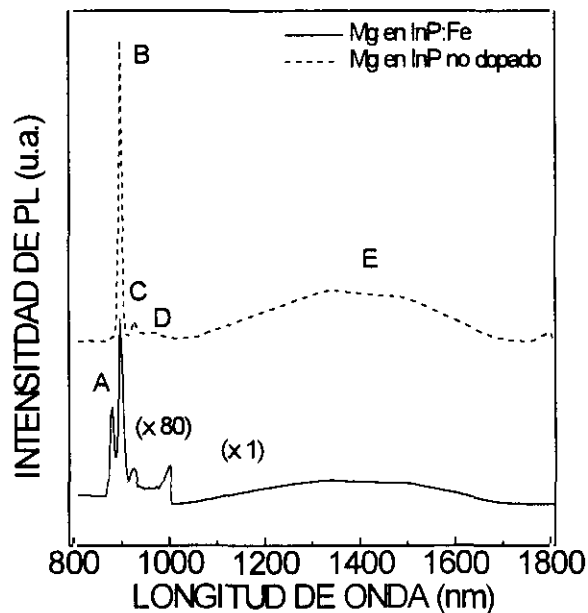
Las bandas marcadas como D y E han sido observadas por algunos autores en material implantado con Mg<sup>10,36</sup> ó crecido por diversas técnicas, aunque su origen no se ha estudiado nunca. Para tratar de esclarecer este origen se investigó la influencia de la dosis implantada de Mg, el efecto del tratamiento térmico, la posible influencia del Fe del material base y el efecto de las co-implantaciones de Mg y P en estas emisiones.

Como se demostró en los apartados anteriores, el Fe presente en el material base tiene importantes efectos sobre el perfil en profundidad de los dopantes implantados. Su posible influencia en los espectros de PL de muestras implantadas con Mg se estudió utilizando una muestra de InP dopado con Fe y otra de InP no dopado, implantando ambas con idéntica dosis de Mg,  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ , y utilizando el mismo esquema de recocido,  $875^\circ\text{C}$  durante 10 s. Los espectros de PL para estas muestras se presentan en la Figura 5.21. En ambos casos aparecen las 5 emisiones de la Tabla 5.III, lo que demuestra que las bandas D y

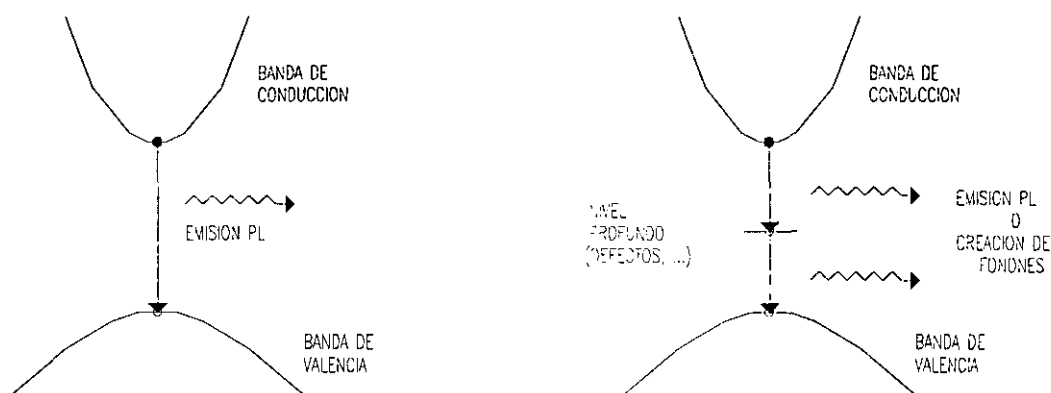


**Figura 5.20:** Evolución de la intensidad de la emisión B (en 1.384 eV) con la temperatura.

El no tener su origen en redistribuciones o complejos debidos al Fe. La notable diferencia en intensidades entre ambos espectros, principalmente en la zona de mayores energías, se debe a que el nivel profundo introducido por el Fe (así como su re-distribución hacia la superficie) es un centro de recombinación no radiativo que hace disminuir la intensidad de las emisiones de mayores energías, al ofrecer un camino de desexcitación más probable que el directo, como se explica gráficamente en la Figura 5.22.



**Figura 5.21:** Espectros de PL de implantaciones de Mg a 80 keV con dosis  $10^{14}$  cm<sup>-2</sup>, recocidas a 875 °C durante 10 s, en substratos de InP dopado con Fe ó no dopado.



**Figura 5.22:** Esquema explicativo del efecto de la presencia de centros profundos en el gap sobre la intensidad de las emisiones de PL.

Para ver el efecto del tratamiento térmico, que en el caso de las implantaciones de Si era el responsable de la aparición de un pico en 1.378 eV (debido a la re-distribución durante el recocido de una impureza aceptora hacia la superficie), se midió el espectro de PL de una muestra no implantada tras un tratamiento de RTA a 875°C durante 10 s, el ciclo más severo de los utilizados para las implantaciones de Mg. En la Figura 5.23 se muestra este espectro, junto con el de una muestra implantada con  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$  de Mg y recocida también a 875 °C durante 10 s. Se puede observar un gran parecido entre ambos espectros, incluida la aparición de la banda marcada como D en el espectro de la muestra no implantada, lo que relacionaría inicialmente el origen de D con el proceso de RTA, desvinculándolo del Mg implantado. En ambos espectros se puede apreciar también una emisión aproximadamente en 1150 nm, que no aparece en los espectros de las muestras implantadas con dosis superiores de Mg debido a su baja intensidad respecto a la banda E. Esta emisión ha sido identificada por otros autores como  $V_{\text{In}}^{37}$  y su aparición tras el tratamiento de RTA demuestra que, tal y como se comentaba durante la explicación del mecanismo de difusión del Mg, la redistribución durante el recocido del Fe crea  $V_{\text{In}}$ . Otra comparación que resulta interesante hacer entre ambos espectros es la de su intensidad total, muy semejante en ambos. Esto es indicativo de la alta calidad cristalina de la muestra implantada, lo que ya se había adelantado al comentar el alto valor de la movilidad obtenido para esta muestra.

El efecto de la co-implantación de P o Ar en la banda D se puede observar en la Figura 5.24, en la que las intensidades se han normalizado a la de la emisión B. Resulta claro que ambas especies hacen disminuir casi totalmente la intensidad de la banda D. Una posible explicación a este efecto, si se tiene en cuenta que la emisión no se debe al Mg implantado, sería que la co-implantación de P o Ar actúa como barrera de difusión al exterior de alguna impureza residual, como ocurre con el Mg. Sin embargo, la desaparición de la emisión también puede deberse a que las especies co-implantadas evitan la formación de algún complejo del Mg. Aparte de esto, hay que hacer notar las diferencias de in-

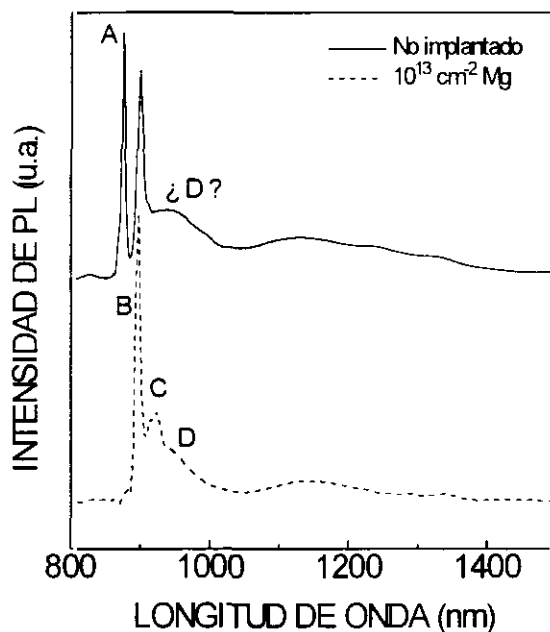


Figura 5.23: Espectros de PL de InP recocido por RTA a 875 °C durante 10 s sin implantar ó implantado con Mg ( $10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ).

tensidad entre las muestras, siendo la co-implantada con Ar la que presenta una intensidad de emisión en esta zona menor (como se deduce del factor multiplicativo empleado en la normalización). Esta diferencia se debe al mayor dañado producido por las co-implantaciones, en especial la de Ar, que crea defectos no-radiativos.

En la Figura 5.25 se muestra la influencia de la dosis implantada de Mg en esta

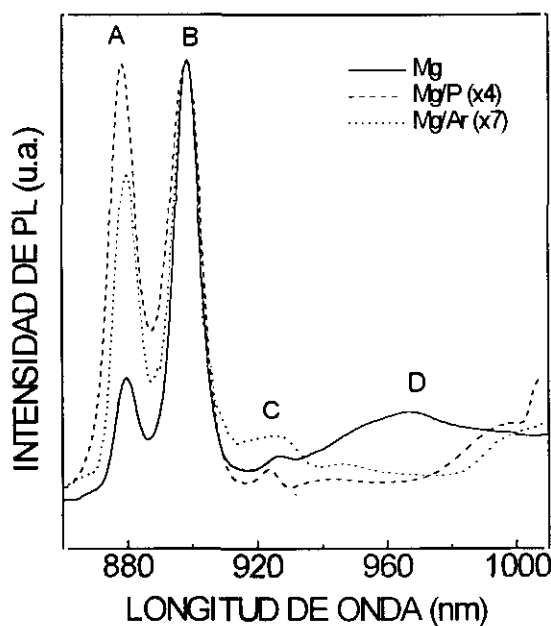
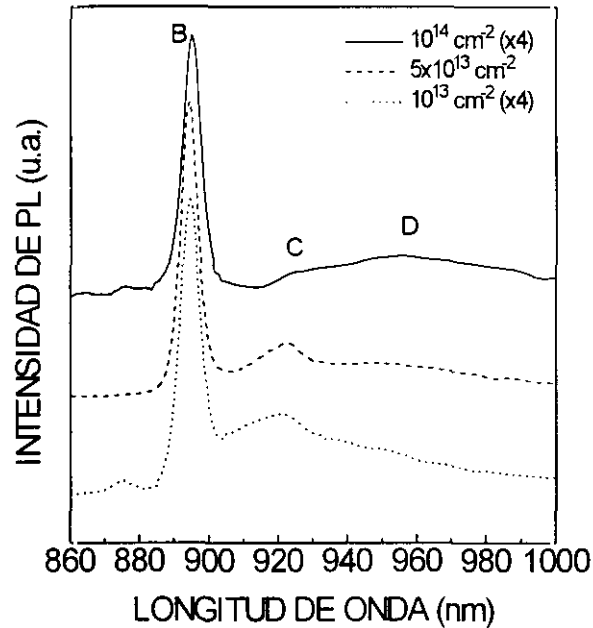


Figura 5.24: Espectros de PL de implantaciones de Mg, Mg/P ó Mg/Ar en InP:Fe recocidas a 875 °C durante 10 s.

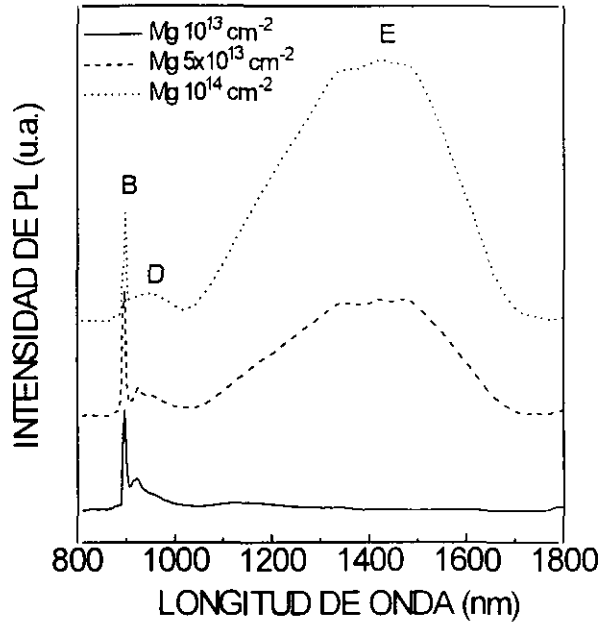


**Figura 5.25:** Efecto de la dosis de implantación de Mg sobre el espectro de PL de la zona cercana a la banda, para dosis de  $10^{13}$ ,  $5 \times 10^{13}$  y  $10^{14}$   $\text{cm}^{-2}$  recocidas por RTA a  $875^\circ\text{C}$  durante 5 s.

banda, donde puede verse que su posición sufre una ligera desviación hacia menores energías para dosis mayores, aunque la dosis no parece influir en su intensidad. Esto sería una nueva prueba de que el origen de esta banda no se debe al Mg implantado, sino al tratamiento de recocido. Sin embargo, algunos autores han encontrado esta emisión en InP dopado con Mg crecido por MBE<sup>38</sup> o por MOCVD,<sup>39</sup> lo que no podría explicarse con un origen debido a un tratamiento térmico. El origen real de esta emisión queda, pues, a la espera de mayores evidencias experimentales.

Con respecto al origen de la banda ancha de emisión E, centrada aproximadamente en 0.87 eV (alrededor de 1400 nm) la Figura 5.26 muestra los espectros de PL de muestras implantadas con diferentes dosis de Mg ( $10^{13}$ ,  $5 \times 10^{13}$  y  $10^{14}$   $\text{cm}^{-2}$ ) a 80 keV y recocidas a  $850^\circ\text{C}$  durante 10 s. Como la intensidad de la banda aumenta claramente con la dosis, su origen se puede relacionar con el Mg implantado. La Figura 5.27 muestra los espectros de PL de dos muestras de InP:Fe dopadas con idéntica dosis,  $5 \times 10^{13}$   $\text{cm}^{-2}$  en un caso de Mg y en el otro de Si, y recocidas con el mismo ciclo,  $875^\circ\text{C}$  durante 5 s, donde se puede ver que en el rango de la banda E la muestra implantada con Si no presenta ninguna emisión apreciable. Esto refuerza la hipótesis que liga a esta emisión con un defecto o complejo en el que interviene el Mg. Otra prueba más de esta afirmación sería que otros autores han encontrado una banda similar en InP dopado con Mg crecido por MOVPE,<sup>39</sup> aunque sólo en el caso de los mayores niveles de dopado.

La co-implantación tanto con P como con Ar hace aumentar la intensidad de la



**Figura 5.26:** Efecto de la dosis implantada de Mg sobre la banda de emisión de PL E (centrada en 0.87 eV), para implantaciones recocidas a 850 °C durante 10 s.

emisión, como se demuestra en la Figura 5.28. Algunos autores<sup>37</sup> relacionaron una emisión similar en implantaciones de Be en InP con complejos del dopante con vacantes de P ( $V_P$ ), lo que queda descartado en vista del resultado de la muestra co-implantada con P, pues la implantación de P adicional reduce las  $V_P$ , lo que debería hacer disminuir su intensidad en lugar de aumentarla. La razón del aumento de intensidad puede ser la menor difusión al interior del Mg en las muestras co-implantadas. La Figura 5.28 muestra también el posible origen múltiple de esta emisión,<sup>40</sup> ya que la co-implantación con P parece incrementar la intensidad de la zona alrededor de 1500 nm, mientras que la co-implantación de Ar aumenta la intensidad de la zona cercana a los 1300 nm.

El efecto del ciclo de recocido en esta banda, que se muestra en la Figura 5.29, no es muy importante, lo que indica que los complejos formados son bastante estables. En lo que sí influye claramente la temperatura de recocido es en el aumento de la intensidad de las emisiones cercanas a la banda respecto a la banda E. Esto es indicativo de una menor presencia de defectos no radiativos en la muestra recocida a la temperatura más alta, y manifiesta la mejor calidad cristalina del material recocido a 875 °C frente al recocido a 850 °C.

En la Figura 5.30 se puede ver la evolución con la temperatura de esta banda de emisión. Esta emisión resulta ser la dominante en el espectro hasta prácticamente 200 K. La intensidad correspondiente se puede ver en un plot de Arrhenius en la Figura 5.31. De la zona de caída rápida de la intensidad (a partir de 100 K) se puede obtener una energía de activación, que resulta ser de 70 meV. La gran diferencia que existe entre esta energía de

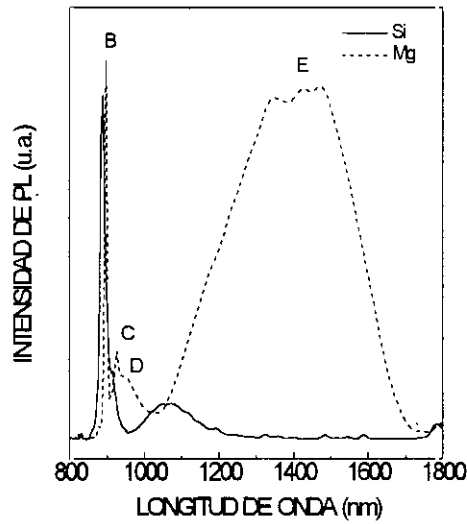


Figura 5.27: Espectros de PL de implantaciones de Si y Mg en InP, con idéntica dosis ( $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ) y tratamiento de RTA ( $875 \text{ }^\circ\text{C}$  5 s).

activación y la que se debía obtener teniendo en cuenta las medidas ópticas (como el nivel está aproximadamente centrado en 0.87 eV, sería de unos 0.545 eV) es un comportamiento típico de defectos complejos.<sup>32</sup>

Teniendo en cuenta la discusión previa, el origen de la emisión marcada como E puede asignarse a uno o varios complejos de Mg con defectos creados por la implantación, probablemente  $\text{P}_{\text{In}}$  ó  $\text{In}_i$ , cuyas energías de formación son muy bajas en InP tipo p.<sup>41</sup>

Como resumen de estos resultados, en la Tabla 5.IV se presentan las emisiones ob-

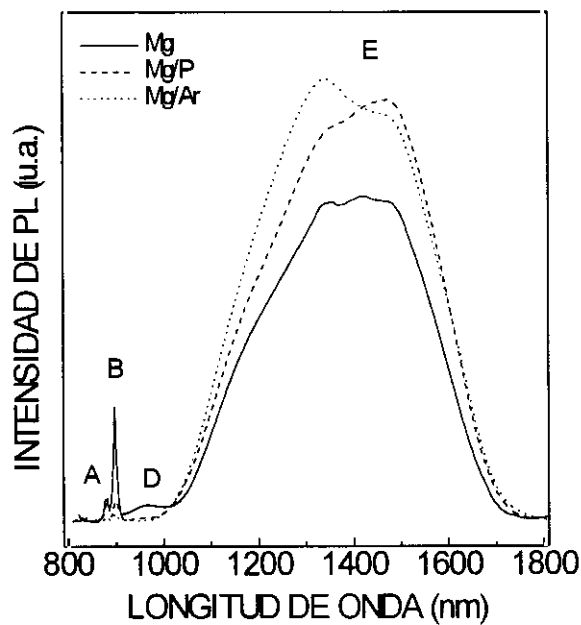
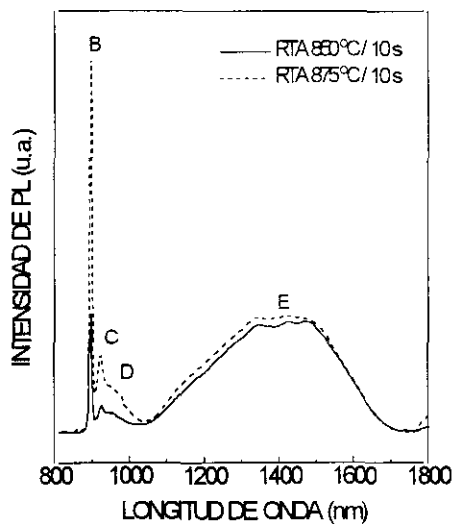


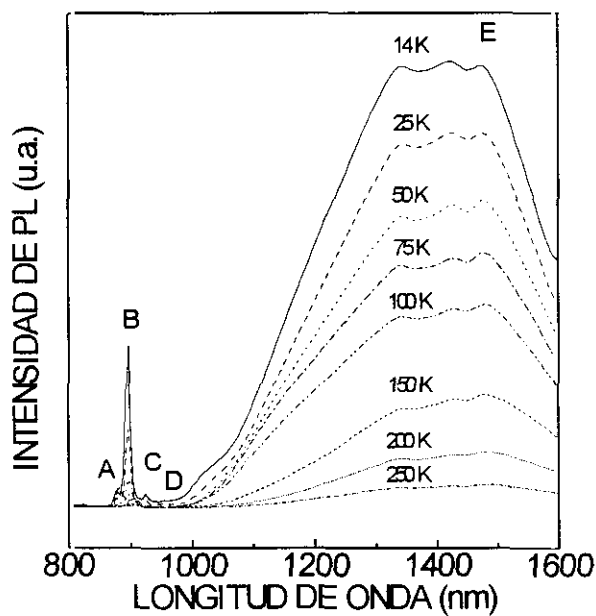
Figura 5.28: Efecto de la co-implantación de P ó Ar sobre la banda de emisión E centrada en 0.87 eV.



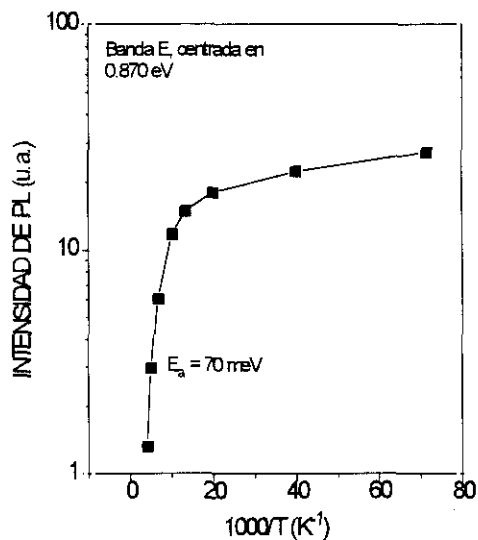


**Figura 5.29:** Espectros de PL de implantaciones de Mg en InP con  $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ , recocidas a 850 u 875 °C durante 10 s.

servadas en InP implantado con Mg, junto con los orígenes asignados a cada una.<sup>42</sup>



**Figura 5.30:** Evolución con la temperatura de la emisión E, centrada en 0.87 eV.



**Figura 5.31:** Evolución con la temperatura de la intensidad de la emisión E.

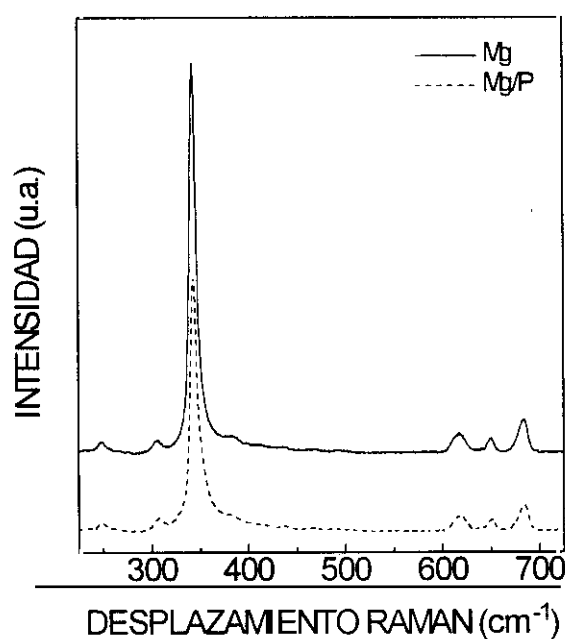
Emisión	Longitud de onda (nm)	Energía (eV)	Origen
A	880	1.415	Banda a banda
B	895	1.385	Banda a aceptor (Mg)
C	925	1.342	Réplica fonón LO de B
D	960	1.3	Indeterminado
E	1200-1600	0.87	Complejos con Mg

**Tabla 5.IV:** Posición de las emisiones más importantes obtenidas en InP implantado con Mg, en longitud de onda y energía, junto con los correspondientes orígenes propuestos para cada una.

### 5.5.2. Medidas de Raman

En la Figura 5.32 se presentan los espectros de Raman de implantaciones de Mg y Mg/P con dosis  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ , tras un recocido a  $850^\circ\text{C}$  durante 10 s. Ambos espectros resultan ser prácticamente idénticos al de InP virgen (ver la Figura 3.20), incluso en las emisiones de segundo orden (en el rango de  $600 - 700 \text{ cm}^{-1}$ ), que tienen una intensidad muy parecida a la del material sin implantar.<sup>43</sup> Esto evidencia una excelente calidad cristalina del material tras el recocido, incluso tras la co-implantación con P, corroborando así los resultados eléctricos (altas movilidades) y de fotoluminiscencia.

Comparando estos espectros con los correspondientes a las implantaciones de Si



**Figura 5.32:** Espectros Raman de InP implantado con Mg ó Mg/P, recocido a  $850^\circ\text{C}$  durante 10 s.

(Figuras 4.32 a 4.35), se evidencia la no aparición de la emisión en el entorno de  $300\text{ cm}^{-1}$ , que sí aparecía en el caso de las implantaciones de Si. Como las dosis de las implantaciones de Si y Mg fueron semejantes (y, por tanto, el dañado estructural debido a la implantación), esto evidencia que el origen de esa emisión no es la creciente desorientación del material tras la implantación y el recocido (con la consiguiente aparición del pico debido a los fonones TO), sino el acoplamiento fonón LO-plasmones, como ya se adelantó en el apartado 4.4.2. En el caso de las implantaciones con Mg, este acoplamiento no aparece, ya que los portadores libres en el material son ahora huecos que poseen una frecuencia de excitación muy alejada de la de los electrones y, por tanto, de la del fonón LO, por lo que tal acoplamiento no se produce.<sup>44,45</sup>

## 5.6 REFERENCIAS

- [1] W. Kruppa y J.P. Boos, *IEEE Electron Device Lett.* 8, 223 (1987).
- [2] K.G. Stephens, *Nucl. Instr. and Meth.* 209/210, 589 (1983).
- [3] B.L. Sharma, *Solid State Technol.* nov. 1989, 113.
- [4] B. Molnar, T.A. Kennedy, E.R. Glaser y H.B. Dietrich, *J. Appl. Phys.* 74, 3091 (1993).
- [5] J. Gyulai, "Damage annealing in silicon and electrical activity", en "Ion implantation science and technology", J.F. Ziegler, ed. Academic Press (Londres, 1984).
- [6] W.H. van Berlo y G. Landgren, *J. Appl. Phys.* 66, 3117 (1989).
- [7] M. Yamada, P.K. Tien, R.J. Martin, R.E. Nahory y A.A. Ballman, *Appl. Phys. Lett.* 43, 594 (1983).
- [8] M. Gauneau, R. Chaplain, H. L'Haridon, M. Salvi y N. Duhamel, *Nucl. Instr. Meth. B* 19, 418 (1987).
- [9] W.H. van Berlo, M. Ghaffari y G. Landgren, *J. Electron. Mater.* 21, 431 (1992).
- [10] P. Krauz, E.V.K. Rao, B. Descouts, Y. Gao y H. Thibierge, *Proc. de la III Intern. Conf. on InP and Related Materials, Cardiff U.K.* IEEE Catal. 91CH2950-4, p. 563 (1991).
- [11] L.A. Christel y J.F. Gibbons, *J. Appl. Phys.* 52, 5050 (1981).
- [12] K.W. Wang, *Appl. Phys. Lett.* 51, 2127 (1987).
- [13] M.V. Rao y R.K. Nadella, *J. Appl. Phys.* 67, 1761 (1990).
- [14] J.P. Donnelly y C.A. Armiento, *Appl. Phys. Lett.* 34, 96 (1979).
- [15] T. Inada, S. Taka e Y. Yamamoto, *J. Appl. Phys.* 52, 6623 (1981).
- [16] J.D. Woodhouse, M.C. Gaidis y J.P. Donnelly, *Solid-State Electron.* 33, 1089 (1990).
- [17] J.P. Donnelly y C.E. Hurwitz, *Appl. Phys. Lett.* 31, 418 (1977).
- [18] J.P. Donnelly y C.E. Hurwitz, *Solid-State Electron.* 23, 943 (1980).

- [19] J.H. Wilkie y B.J. Sealy, *Electron. Lett.* 22, 1309 (1986).
- [20] P.N. Favennec, H. L'Haridon, J.M. Roquais, M. Salvi, X. Le Cleach y L. Gouskov, *Appl. Phys. Lett.* 48, 154 (1986).
- [21] H. Ryssel y K. Habberger, "Ion implantation: safety and radiation considerations", en "Ion implantation science and technology", J.F. Ziegler, ed. Academic Press (Londres, 1984).
- [22] H. Shen, G. Yang, Z. Zhou, C. Lin y S. Zou, *IEEE Trans. Electro. Devices* 39, 209 (1992).
- [23] H. Shen, G. Yang, Z. Zhou y S. Zou, *Nucl. Instr. Meth. B* 55, 798 (1991).
- [24] S.J. Pearton y U.K. Chakrabarti, Capítulo 7 de "InP and related materials: processing, technology, and devices", A. Katz ed. Artech House (Boston, 1992).
- [25] M. Gauneau, R. Chaplain, A. Rupert, E.V.K. Rao y N. Duhamel, *J. Appl. Phys.* 57, 1029 (1985).
- [26] S.A. Schwarz, B. Schwartz, T.T. Sheng, S. Singh y B. Tell, *J. Appl. Phys.* 58, 1698 (1985).
- [27] E.W.A. Young, G.M. Fontiju, C.I. Vriezema y P.C. Zalm, *J. Appl. Phys.* 70, 3593 (1990).
- [28] R. Chaplain, M. Gauneau, H. L'Haridon y A. Rupert, *J. Appl. Phys.* 58, 1803 (1985).
- [29] C. Blaauw, R.A. Bruce, C.J. Miner, A.J. Howand, B. Emmerstorfer y A.J. Springthorpe, *J. Electron. Mater.* 18, 567 (1989).
- [30] C.O. Jeong, S.J. Kim y B.D. Choe, *J. Electron. Mater.* 21, 825 (1992).
- [31] J.M. Martin, S. Garcia, F. Calle, I. Mártil y G. González-Díaz, *Proc. de la VI Intern. Conf. on InP and Related Materials, Santa Barbara U.S.A. IEEE Catal.* 94CH3369-6, p. 182 (1994).
- [32] G.S. Pomrenke, Y.S. Park y R.L. Hengehold, *J. Appl. Phys.* 52, 969 (1981).
- [33] E. Kubota, Y. Ohmori y K. Sugii, *J. Appl. Phys.* 55, 3779 (1984).
- [34] A.A. Iliadis y S. Ovidia, *J. Appl. Phys.* 63, 5460 (1988).
- [35] V. Swaminathan y A.T. Macrander, "Materials aspects of GaAs and InP based structures", capítulo 5. Prentice Hall (Englewood Cliffs, 1991).
- [36] A. Yamada, Y. Makita, S. Kimura, H. Asakura, T. Matsumori, A.C. Beye y K.M. Mayer, *Mater. Sci. Engineer. B* 9, 319 (1991).
- [37] M.V. Rao, O.A. Aina, A. Fathimulla y P.E. Thompson, *J. Appl. Phys.* 64, 1416 (1988).
- [38] T.S. Cheng, V.M. Airaksinen y C.R. Stanley, *J. Appl. Phys.* 64, 6662 (1988).
- [39] F.R. Bacher y W.B. Leigh, *J. Crystal Growth* 80, 456 (1987).
- [40] A.N. Georgobiani, A.V. Mikulenok, V.N. Ravich, I.G. Stoyanova e I.M. Tiginyanu, *Sov. Phys. Semicond.* 17, 1391 (1983).

- [41] R.W. Jansen, *Phys. Rev. B* 41, 7666 (1990).
- [42] J.M. Martin, S. Garcia, F. Calle, I. Mártil y G. González-Díaz, *J. Electron. Mater.* 24, 59 (1995).
- [43] E. Bedel, G. Landa, R. Carles, J.B. Renucci, J.M. Roquais y P.N. Favennec, *J. Appl. Phys.* 60, 1980 (1986).
- [44] B.H. Bairamov, I.P. Ipatova, V.A. Milorava, V.V. Toporov, K. Naukkarinen, T. Tuomi, G. Irmer y J. Monecke, *Phys. Rev. B* 38, 5722 (1988).
- [45] S. Perkowitz, "Optical characterization of semiconductors", capítulo 6. Academic Press (Londres, 1993).

## **CAPÍTULO 6**

# ***OBTENCIÓN DE CAPAS DE ALTA RESISTIVIDAD***



## 6.1. INTRODUCCION

La obtención de capas de alta resistividad es útil en diferentes etapas de fabricación de dispositivos, como por ejemplo en la creación de capas enterradas para aislar del sustrato dispositivos superficiales,<sup>1</sup> para aislamiento vertical de diferentes dispositivos entre sí,<sup>2,3</sup> creación de zonas de confinamiento de corriente,<sup>4,5</sup> e incluso como capa activa en algunos dispositivos, como los diodos p-i-n. Las técnicas epitaxiales que se utilizan para realizar los dispositivos más importantes en los semiconductores III-V como el MBE o MOCVD son capaces de una extraordinaria resolución en la dirección de crecimiento de los dispositivos, pero habitualmente su capacidad para definir geometrías en superficie y separar los dispositivos crecidos entre sí es baja. La implantación iónica, unida a técnicas de fotolitografía, resulta ser una tecnología particularmente adecuada para estos objetivos.<sup>6</sup>

La obtención de zonas de alta resistividad por implantación iónica se puede conseguir por dos mecanismos muy diferentes: la creación de daño o la introducción de centros profundos.<sup>6</sup> Las ventajas e inconvenientes que presenta cada uno de estos mecanismos se analizarán brevemente a continuación.

El primer mecanismo (denominado físico o de daño) consiste en implantar el material, creando así un daño en la red cristalina. Este daño se compone de defectos como pares de Frenkel, intersticiales, vacantes, dislocaciones, etc., que introducen centros de scattering para los portadores, lo que disminuye mucho su movilidad y hace aumentar la resistividad del material resultante.<sup>7,8</sup> Algunos de estos defectos pueden crear igualmente niveles profundos en el gap que atrapan portadores.<sup>9,10</sup> Las especies más investigadas para obtener este tipo de efectos en InP han sido iones ligeros como H,<sup>11,12</sup> He<sup>13,14</sup> B,<sup>15</sup> N<sup>16</sup> y O,<sup>10,13,17</sup> aunque también se han hecho estudios con Ar.<sup>18</sup> La razón de utilizar elementos con masa pequeña es el mayor rango de profundidades que se puede conseguir aislar, debido a su alta penetración. El principal efecto de la implantación deja de ser en este caso el de introducción de impurezas, pasando a ser más importante el perfil de daño creado por la implantación. Este perfil se calcula con métodos numéricos teniendo en cuenta la energía depositada por los iones incidentes en función de la profundidad, y se toma como válida una aproximación de tipo gaussiano, con el máximo de la distribución aproximadamente en  $X_D = 0.8 R_p$ ,<sup>19,20</sup> siendo  $R_p$  el rango proyectado del perfil de dopantes de la implantación correspondiente, lo que intuitivamente resulta razonable, pues la zona de máximo daño debe ser más superficial que aquella donde han quedado en reposo el máximo número de iones (esto es,  $R_p$ ).<sup>21,22</sup>

La principal ventaja que presenta la creación de daño para conseguir capas de alta resistividad es la sencillez del proceso, que consiste únicamente en implantar la zona deseada con una energía tal que el daño creado por la implantación penetre hasta la



Temperatura de recocido	Efectos
Sin recocer	Dañado dependiente de dosis, corriente y temperatura de la implantación. Para temperaturas de implantación altas (> 180 °C), sólo se crean "loops". Ninguna activación eléctrica.
100 - 250 °C	Se eliminan los defectos simples. Permanecen "twins", "loops", dislocaciones. Activación eléctrica muy baja.
250 - 600 °C	Epitaxia en fase sólida, aceptable calidad cristalina. Desaparecen los defectos densos, permanecen los "loops". Cierta activación eléctrica
600 - 900 °C	Calidad cristalina semejante a la de la etapa anterior. Desaparecen gradualmente los "loops". Activación eléctrica de los dopantes.

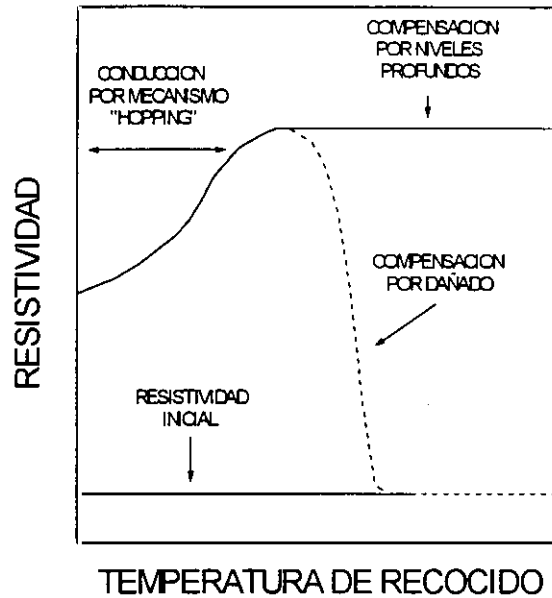
**Tabla 6.I:** Efectos de las diferentes temperaturas de recocido sobre el dañado presente en un material, así como en la posible activación eléctrica de dopantes implantados.

profundidad necesaria. Sin embargo, tiene algunos inconvenientes. En primer lugar, este tipo de capas no son aptas para su uso en zonas activas de dispositivos, debido a su mala calidad cristalina. En segundo lugar, no son estables térmicamente. En efecto, un tratamiento térmico a alta temperatura de estas zonas podría dar lugar al recocido de la implantación y la desaparición del dañado, con la consiguiente disminución de la resistividad. Las temperaturas a partir de las cuales sucede esto dependen del tipo de defectos creados, siendo mas altas las temperaturas necesarias para eliminar defectos estructurales mas importantes (o capas amorfizadas).<sup>23,24,25</sup> La Tabla 6.I presenta un esquema simplificado de los rangos de temperaturas en que se eliminan los diferentes defectos.<sup>26</sup>

Por otra parte, como ya se ha comentado en alguna ocasión en los capítulos anteriores, el dañado creado por implantación en InP tiene caracter n.<sup>27</sup> Esto hace que utilizando el mecanismo de dañado, la obtención de alta resistividad en InP sea complicada, pues si el dañado producido es demasiado intenso, la zona implantada resultante puede tener conducción tipo n. Esto hace además que la obtención de altas resistividades en material tipo p resulte ser algo mas sencilla que en material tipo n, ya que los defectos introducidos por el dañado tienden a compensar la conducción tipo p. Así, las máximas resistividades se han obtenido en material tipo p con valores cercanos a la resistividad intrínseca, mientras que en material tipo n las resistividades máximas conseguidas han estado siempre varios órdenes de magnitud por debajo, entre  $10^3$  y  $10^4 \Omega\text{cm}$ .<sup>6</sup>

El segundo mecanismo (se suele denominar químico o de compensación) se basa en implantar especies que, una vez incorporadas en la red cristalina, introduzcan un centro profundo en el gap que actúe como trampa de portadores, aumentando así la resistividad. Evidentemente, en este segundo caso es necesario un proceso de recocido para que el dopante implantado se incorpore a la red, lo que no ocurría en el primero, aunque ello hace que el material resultante tenga una calidad cristalina semejante a la del material original.<sup>6</sup>

En el caso del InP, las especies atómicas que introducen niveles profundos son los



**Figura 6.1:** Esquema de la variación de la resistividad de un material en función de la temperatura de recocido, en caso de compensación por dañado o por niveles profundos.

metales de transición, siendo los más investigados Fe<sup>28,29,30</sup> y Co.<sup>31</sup> Sin embargo, se ha demostrado que estos dopantes presentan una redistribución muy importante ante tratamientos térmicos.<sup>32,33</sup> La redistribución del Fe, ya comentada en los capítulos anteriores, es mucho más acusada en el caso de que se sobrepase la solubilidad del Fe en InP, en el entorno de  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ .<sup>34</sup> Los perfiles de implantación de estos dopantes tras el recocido presentan varios picos debido a "gettering" en las zonas más dañadas, alrededor de  $0.8 R_p$  y también en  $R_p + \Delta R_p$ , el límite de la zona dañada por la implantación.<sup>35,36</sup> Otro problema es la importante difusión al exterior, probablemente activada por el campo eléctrico existente en superficie debido a la zona de depleción superficial.<sup>33,36</sup> Estos problemas dan lugar a que el perfil en profundidad de estos dopantes sea prácticamente incontrolable, lo que ha hecho que se haya pasado a buscar otros metales de transición con mayor estabilidad térmica. Algunos autores han referido la estabilidad durante tratamientos térmicos del Ti al crecerse InP por la técnica LEC con este dopante,<sup>37,38</sup> estabilidad que fue comprobada también en el caso de implantaciones a baja energía por Ullrich et al.<sup>39</sup> El Ti se ha empezado recientemente a investigar como un elemento muy interesante para la obtención de capas de alta resistividad por implantación,<sup>40</sup> e incluso como sustituto del Fe en la obtención de InP semi-aislante.<sup>41,42</sup>

Como resumen de las explicaciones anteriores, la Figura 6.1 muestra gráficamente la resistividad en función de la temperatura para los dos mecanismos. Sin recocido o a bajas temperaturas de recocido, la resistividad se mantiene alta debido al dañado producido

en la red. Si este dañado es intenso, se puede dar una cierta conducción debido a saltos de los portadores entre defectos, la llamada conducción por saltos o mecanismo "hopping", en el que los portadores poseen una muy baja movilidad.<sup>43</sup> Al recocerse el material a temperaturas intermedias se puede dar un cierto aumento de la resistividad, pues se reduce ligeramente el número de defectos y se hace mas difícil la conducción por saltos. Pero cuando la temperatura es superior a la necesaria para recocer los defectos (típicamente unos 500 °C), en el caso de la introducción de dopantes creadores de centros profundos, la resistividad permanece alta, mientras que en el caso de la creación de dañado, se suele volver a la resistividad inicial del material.

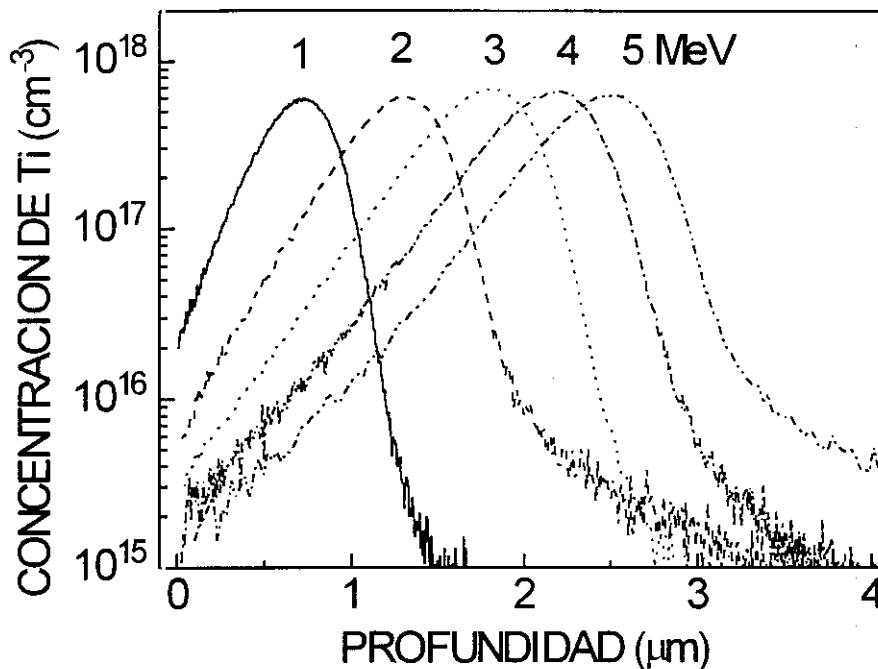
En este capítulo se presentarán los resultados de implantaciones de Ti y He para la obtención de capas de alta resistividad en InP. Las capas aislantes con buena cristalinidad para su uso en dispositivos suelen ser enterradas. Este es el caso de dispositivos como los p-i-n, mejoras en el perfil de capas conductoras obtenidas por implantación<sup>44</sup> (por ejemplo, de FETs) o posibilidades como la de construir dispositivos sobre obleas no aislantes,<sup>45</sup> similar a las técnicas de aislamiento de Si por óxido enterrado (SIMOX, en la que el óxido se obtiene por una implantación de O de alta dosis).<sup>46</sup> De este modo, el máximo interés de estas capas se obtiene para el caso de altas energías de implantación, del orden de MeV. Por ello, se estudiaron implantaciones de Ti a energías de MeV, que fueron hechas en el implantador de alta energía del Oak Ridge National Laboratory, para comprobar la estabilidad térmica de este dopante, la calidad cristalina del material final y su idoneidad para crear zonas de alta resistividad.<sup>47</sup> Se hicieron también pruebas con implantaciones de He para comprobar la obtención de alta resistividad por dañado.

## 6.2. IMPLANTACION DE Ti

En la Tabla 6.II se muestran las energías y dosis empleadas en este estudio, así

Energía (MeV)	Dosis ( $\times 10^{13}$ cm <sup>-2</sup> )	Concentración sustrato ( $\times 10^{15}$ cm <sup>-3</sup> )
1	3	5
2	4	5
3	5	5
4	5	5
5	5	5
3	2	5
3	60	300

**Tabla 6.II:** Energías, dosis y concentraciones de huecos de los sustratos utilizados en las implantaciones de Ti en InP.



**Figura 6.2:** Perfiles de concentración atómica de Ti en profundidad medidos por SIMS para las implantaciones de Ti en InP tipo p a diferentes energías.

como las concentraciones de portadores de los diferentes substratos utilizados. En todos los casos, los substratos fueron de InP dopado con Zn, con dos concentraciones diferentes, tipo p ( $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ) y p<sup>+</sup> ( $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ), este último para comprobar el grado de compensación que se podía conseguir en material fuertemente dopado. El uso de substratos tipo p se debe a que el Ti crea centros profundos donores, a 0.63 eV de la banda de valencia,<sup>48,49</sup> que por tanto sólo compensan material tipo p. Las dosis presentadas se escogieron para que el pico de dopado excediera, aunque no en mucho, del nivel de dopado de la oblea base, de modo que aunque la incorporación del Ti implantado a la red cristalina no fuera total se crearan centros suficientes para compensar los portadores presentes en el material, al tiempo que el daño producido por la implantación fuera el mínimo. La implantación de alta dosis ( $6 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ) en el material base mas dopado se realizó con el substrato a 200 °C, lo que evita la amorfización del material durante la implantación,<sup>50</sup> pues si ésta se produce se hace mas difícil una recristalización de buena calidad.<sup>51</sup>

Hay que señalar algunos aspectos de la parte experimental. Las medidas de SIMS de  $^{48}\text{Ti}^+$  se obtuvieron utilizando un haz de  $\text{O}_2^+$  a 8.0 keV, con 50 V de polarización del portasubstratos para evitar interferencias de  $^{48}\text{POH}^+$ , mientras que las de Zn se hicieron con un haz de  $\text{Cs}^+$  a 5.5 keV registrando la señal de  $^{197}\text{CsZn}^+$ . Para las medidas de RBS, se utilizó un haz de  $\text{He}^+$  a 4 MeV y un ángulo de detección de 160 °.

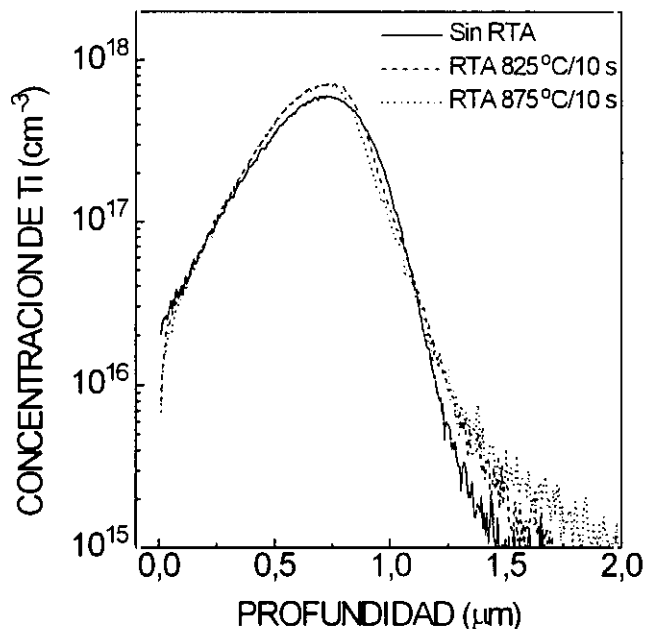
En la Figura 6.2 se muestran los perfiles obtenidos por SIMS de las implantaciones realizadas a las diferentes energías, de 1 a 5 MeV, antes del recocido. Los perfiles implan-

Energía (MeV)	$R_p$ ( $\mu\text{m}$ )	$\Delta R_p$ ( $\mu\text{m}$ )	$\gamma$	$\beta$	$R_p$ (TRIM-92)	$\Delta R_p$ (TRIM-92)
1	0.67	0.21	-0.36	3.10	0.67	0.21
2	1.21	0.30	-0.71	3.78	1.23	0.30
3	1.67	0.35	-0.93	4.57	1.65	0.34
4	2.04	0.38	-1.04	5.34	2.00	0.37
5	2.36	0.40	-1.05	5.37	2.30	0.39

**Tabla 6.III:** Valores de rango proyectado, straggling, sesgo ( $\gamma$ ) y curtosis ( $\beta$ ) obtenidos de las medidas de SIMS de las implantaciones de Ti en InP, junto con los datos teóricos obtenidos para las dos primeras por la simulación TRIM-92.

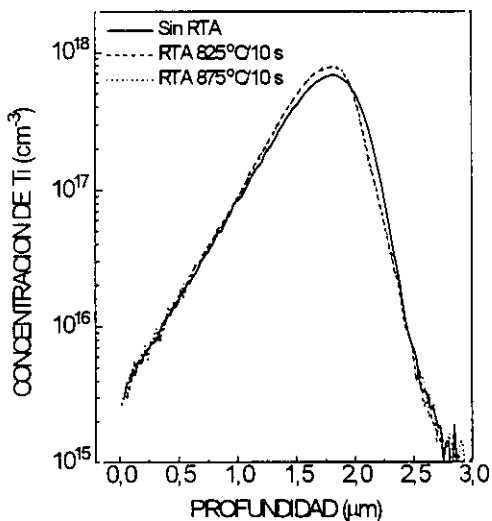
tados para el caso de altas energías no se pueden simular correctamente con distribuciones gaussianas, como en el caso de las energías mas bajas, siendo necesario acudir a distribuciones mas complejas, definidas por un mayor número de parámetros. Las distribuciones tipo Pearson, y en concreto las denominadas Pearson IV,<sup>52</sup> que se comentan en el Apéndice A, son las que mas correctamente definen este tipo de perfiles. De los perfiles experimentales de la Figura 6.2 se obtuvieron los momentos de las distribuciones correspondientes, que se reflejan en la Tabla 6.III. En esta misma tabla se presentan los resultados de la simulación TRIM-92. Las expresiones utilizadas para la obtención de los parámetros correspondientes a cada perfil se detallan en el Apéndice A. Como puede verse, los resultados experimentales confirman la excelente precisión de esta simulación aún en el caso de implantaciones a altas energías, ya que la desviación máxima entre los valores calculados y los experimentales es tan sólo del 3 %.

Las Figuras 6.3, 6.4 y 6.5 muestran los perfiles de implantaciones de Ti a 1 MeV, y a 3 MeV (en dos substratos con diferentes concentraciones de base), tanto antes como después de un recocido a 825 °C u 875 °C durante 10 s. Como puede verse en todos los casos, la redistribución del Ti implantado durante el recocido fué prácticamente nula, incluso en el caso de las implantaciones realizadas a 200 °C (Figura 6.5). Esto contrasta claramente con el comportamiento de especies como el Fe ó Co, utilizadas por otros autores para obtener capas aislantes, para las que la redistribución durante el recocido da lugar a perfiles con pronunciada difusión al exterior y varios picos,<sup>36</sup> principalmente en el caso de implantaciones a bajas energías.<sup>33,35</sup> Esta estabilidad del Ti durante el recocido se ha comprobado también en el caso de ternarios como el InAlAs, en el que el Fe resultó sufrir una muy importante difusión al exterior para el caso de idénticas energías de implantación.<sup>53</sup>

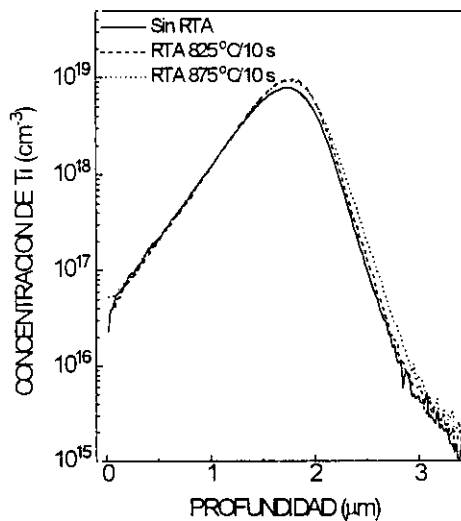


**Figura 6.3:** Perfiles atómicos de Ti para una implantación en InP tipo p a 1 MeV con dosis  $3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ , antes y después de un tratamiento de RTA a 825 u 875 °C durante 10 s.

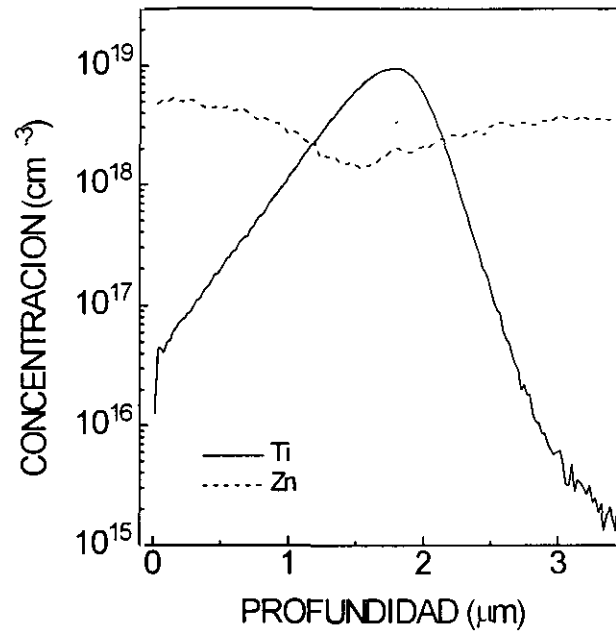
La posible redistribución del Zn de la oblea original durante el recocido, efecto que se ha observado tras la implantación de algunas especies,<sup>54,55</sup> se estudió para el caso de la implantación a alta dosis, lo que se presenta en la Figura 6.6, en donde pueden verse los perfiles de SIMS de Ti y Zn tras un recocido a 825 °C durante 10 s. El único efecto de re-



**Figura 6.4:** Perfiles atómicos de Ti para una implantación en InP tipo p a 3 MeV con dosis  $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ , antes y después de un tratamiento de RTA a 825 u 875 °C durante 10 s.



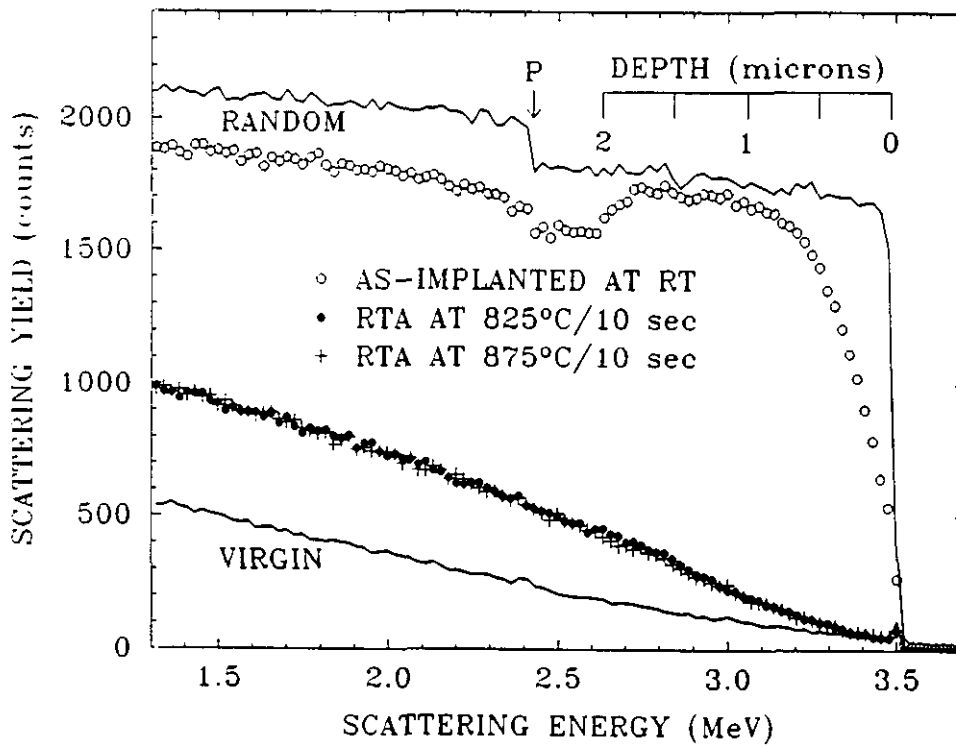
**Figura 6.5:** Perfiles atómicos de Ti para una implantación en InP tipo p<sup>+</sup> a 1 MeV con dosis  $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ , antes y después de RTA a 825 u 875 °C durante 10 s.



**Figura 6.6:** Perfiles atómicos de concentración de Ti y Zn (procedente del dopado del sustrato base,  $p = 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) para una implantación de Ti en InP a 3 MeV con dosis  $6 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ , realizada a  $200 \text{ }^\circ\text{C}$ , y recocida por RTA a  $825 \text{ }^\circ\text{C}$  durante 10 s.

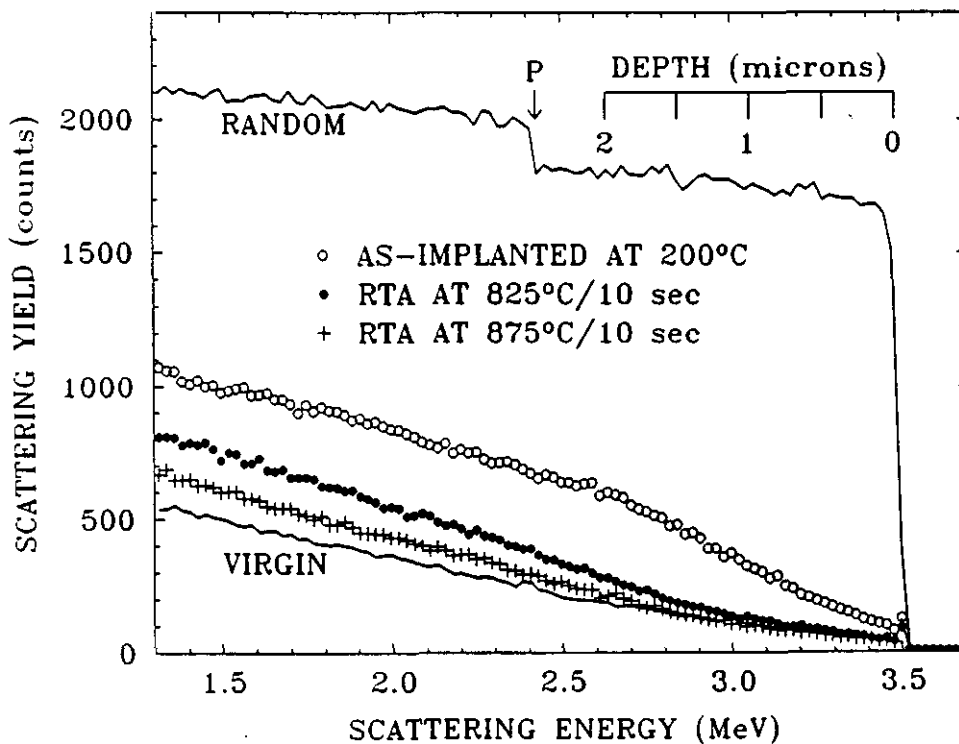
distribución del Zn fué un ligero vaciamiento de la zona de mayor dañado, que se encuentra aproximadamente a  $1.4 \mu\text{m}$  de profundidad ( $0.8 R_p$ ) y un apilamiento en superficie, aunque esta redistribución es prácticamente despreciable comparada con los efectos referidos de redistribución del Fe por ya comentados en capítulos anteriores.

La calidad cristalina del material implantado se estudió mediante medidas de Rutherford Backscattering (RBS). Las Figuras 6.7 y 6.8 muestran los espectros de RBS de muestras de InP implantadas a 3 MeV con diferentes dosis de Ti, antes y después del recocido con RTA a  $825$  u  $875 \text{ }^\circ\text{C}$  durante 10 s. En la primera figura se puede apreciar como tras la implantación con una dosis de  $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  el material quedó muy dañado, aunque sin llegar a amorfizarse por completo, hasta una profundidad de casi  $2 \mu\text{m}$ . Los espectros de RBS tras los dos ciclos de recocido utilizados demuestran sin embargo que la calidad cristalina se recuperó muy apreciablemente, quedando muy cercana a la del material virgen. En el caso de la implantación con una dosis mas alta,  $6 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ , la calidad cristalina del material incluso antes del recocido fué muy buena debido a que la implantación se realizó con la muestra a alta temperatura ( $200 \text{ }^\circ\text{C}$ ), lo que hace que los defectos producidos durante la implantación tengan la energía suficiente para acomodarse en la red, sin llegar a producir un dañado complejo. Tras los ciclos de recocido utilizados, la calidad cristalina del material mejoró claramente, comprobándose una recuperación de la cristalinidad ligeramente mayor para el caso del recocido a temperatura más alta.



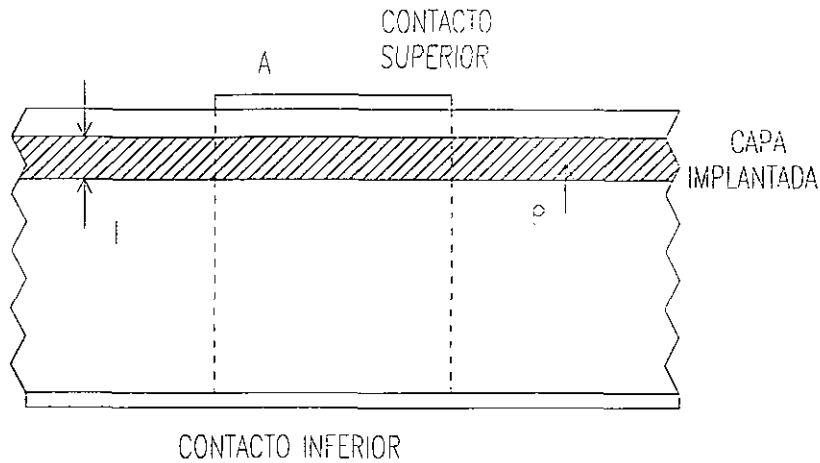
**Figura 6.7:** Espectro RBS de una implantación de Ti en InP tipo p ( $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ) a 3 MeV con dosis  $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ , antes del recocido y tras tratamientos de RTA a 825 u 875 °C durante 10 s.

La caracterización eléctrica de las muestras se hizo con medidas de dos puntas, explicado gráficamente en la Figura 6.9, pues la alta resistencia de las zonas implantadas permite despreciar las resistencias de cables y contactos. Para ello, se utilizaron contactos



**Figura 6.8:** Espectro RBS de una implantación de Ti en InP tipo p<sup>+</sup> ( $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) a 3 MeV con dosis  $3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ , antes del recocido y tras tratamientos de RTA a 825 u 875 °C durante 10 s.





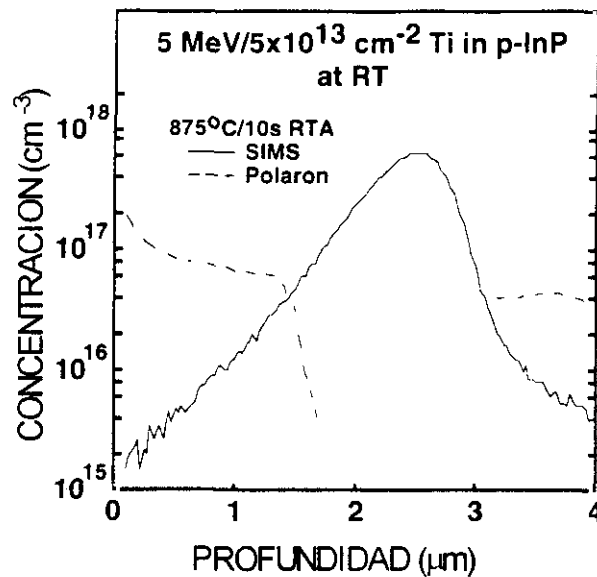
**Figura 6.9:** Esquema explicativo de las medidas de dos puntas utilizadas en este capítulo para medir la resistividad del material implantado.

óhmicos de AuZn/Au en ambos lados de la muestra, siendo en forma de dots de 0.5 mm de diámetro en su parte frontal. Para obtener la resistividad, se utilizó en los cálculos un grosor aproximado de  $3\Delta R_p$ . Con la notación de la Figura 6.9, la resistividad se obtiene como

$$\rho = R \frac{A}{l} \quad [6.1]$$

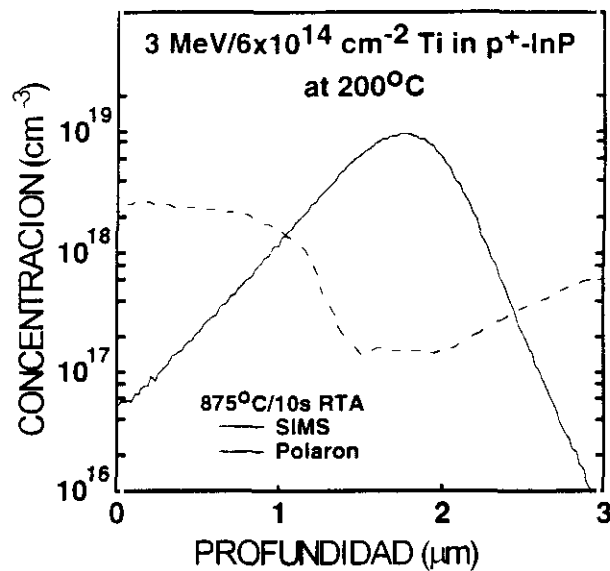
donde R es la resistencia medida, A el área del contacto superior y l el grosor de la capa de alta resistividad.

La resistividad obtenida para las implantaciones sobre sustratos p ( $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ ) fue en todos los casos superior a  $10^7 \Omega\text{cm}$  tanto antes como después del recocido, en el primer caso debido al daño creado por la implantación y en el segundo caso ya por el nivel profundo introducido por el Ti tras el tratamiento de RTA. En la Figura 6.10 se presenta el perfil eléctrico, obtenido por medidas electroquímicas C-V (Polaron), para una implantación de  $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  de Ti a 5 MeV recocida a 875 °C durante 10 s, donde se ha incluido también la medida del perfil atómico en profundidad de Ti obtenida por SIMS para esa misma implantación. El perfil eléctrico muestra una caída muy rápida en la concentración de portadores precisamente en la zona en que la concentración de Ti (medida por SIMS) supera a la concentración de huecos del sustrato,  $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , lo que crea una capa enterrada de alta resistividad de espesor aproximado 1.3  $\mu\text{m}$  centrada a una profundidad de 2.4  $\mu\text{m}$ . Hay que hacer notar que el espesor de la capa de alta resistividad está de acuerdo con la suposición de tomar  $3\Delta R_p$  (1.2  $\mu\text{m}$  para el caso de una implantación a 5 MeV) como estimación del espesor para el cálculo de la resistividad.



**Figura 6.10:** Perfil eléctrico obtenido por medidas C-V electrolíticas (Polaron) junto con el perfil atómico de la correspondiente implantación de Ti para una muestra de InP tipo p tras un recocido a 875 °C durante 10 s.

En el caso de las implantaciones en sustrato  $p^+$ , antes del recocido la resistividad medida para la capa implantada fué muy alta, pero tras el recocido, la resistividad bajó considerablemente. La explicación de este comportamiento resulta clara a la vista de la Figura 6.11, donde se muestran las medidas de SIMS y Polaron para una de estas implantaciones (la recocida a 875 °C durante 10 s). Como puede apreciarse, la concentración de portadores en la zona de alta concentración de Ti es aproximadamente un orden de magnitud menor que la de la oblea base, aunque no se llegan a compensar totalmente los portadores de esta región como en el caso de la implantación en el sustrato de menor concentración de huecos, mostrado en la figura anterior. Esto se debe al límite de solubilidad del Ti en InP. La explicación de las medidas eléctricas es que antes del recocido la alta resistividad se debe al dañado de la red. Pero tras el recocido, como los centros profundos sólo se crean cuando el Ti entra de modo sustitucional en la red del InP, el exceso de Ti sobre el límite de solubilidad en la zona mas dopada no tiene ninguna actividad eléctrica, y se crean centros profundos que compensan sólo parcialmente los portadores presentes y la resistividad disminuye tras el recocido al recuperarse el dañado. Las medidas presentadas en la Figura 6.11 sugieren que el límite de solubilidad para el Ti en InP estaría el entorno de  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .<sup>56</sup> Por otra parte, tras este resultado queda claro que el dañado por implantación es la única posibilidad de compensar zonas tipo  $p^+$  en InP.

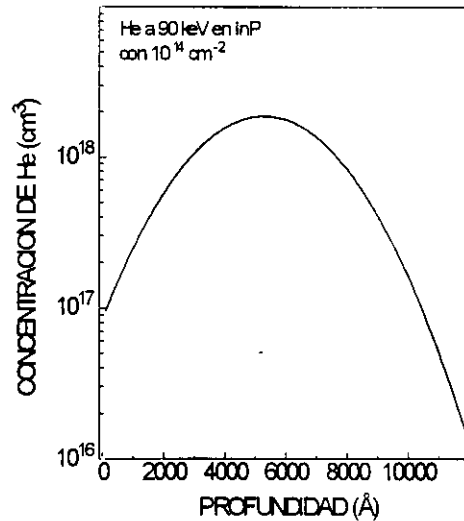


**Figura 6.11:** Perfil eléctrico obtenido por medidas C-V electrolyticas (Polaron) junto con el perfil atómico de la correspondiente implantación de Ti para una muestra de InP tipo p<sup>+</sup> tras un recocido a 875 °C durante 10 s.

### 6.3. IMPLANTACION DE He

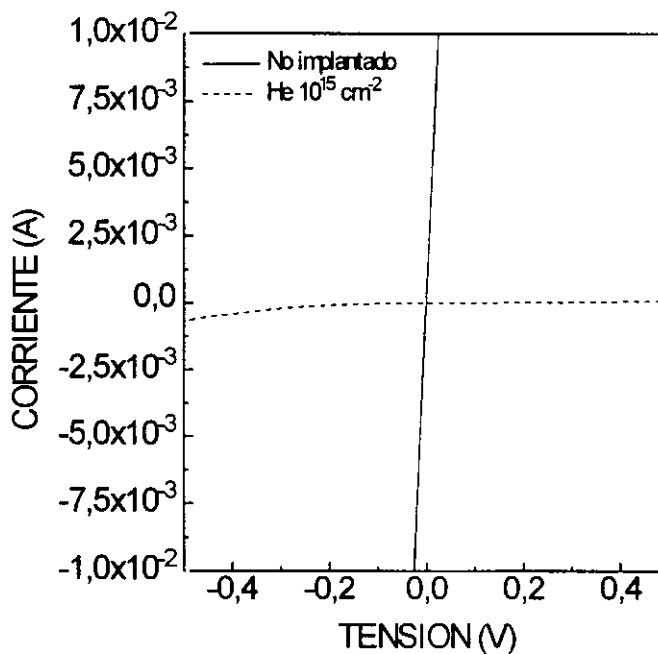
La segunda posibilidad para obtener regiones de alta resistividad por implantación es la de creación de dañado. Se utilizó para ello He, debido a que produce una variación ya apreciable de las características eléctricas a dosis tan bajas como  $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  (en el caso del H son necesarias dosis cercanas a  $10^{15} \text{ cm}^{-2}$  para obtener efectos parecidos, debido a su mucha menor masa)<sup>13</sup> y para el rango de energías que posee nuestro implantador alcanza una penetración considerable, ya que el rango proyectado de una implantación a 200 keV de He es de 9600 Å y el straggling de 2560 Å, lo que crearía una capa aislante con una profundidad superior a 1.2 μm.

Las implantaciones para estas pruebas se llevaron a cabo a 90 keV con tres dosis diferentes,  $10^{13}$ ,  $10^{14}$  y  $10^{15} \text{ cm}^{-2}$ . Se utilizó material dopado con Zn ( $p \approx 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) y no dopado ( $n \approx 2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ). Para la medida de la resistividad, por el método de las dos puntas, se utilizaron contactos superiores de diferentes tamaños ( $100 \times 100$  a  $500 \times 500 \text{ μm}^2$ ). Hay que hacer notar que se utilizó un tratamiento térmico de 420 °C durante 1 minuto para el aleado de contactos, lo que puede reducir el dañado creado por la implantación (ver Tabla 6.I). En la Figura 6.12 se muestra el perfil de dopado para una implantación de He con dosis  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$  a 90 keV, calculado mediante la simulación TRIM-92. La



**Figura 6.12:** Perfil de concentración teórico obtenido por TRIM-92 para una implantación de He a 90 keV en InP con dosis  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ .

capa con alta densidad de daño estaría centrada aproximadamente en 4250 Å, valor obtenido tomando como válida la aproximación  $X_D = 0.8 R_p$  comentada en la introducción, y la capa de alta resistividad tendría un espesor aproximado de  $3 \Delta R_p$ , en este caso unos 6400 Å.



**Figura 6.13:** Características i-v de un sustrato de InP tipo  $p^+$  ( $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) antes y después de una implantación con He a 90 keV con dosis de  $10^{15} \text{ cm}^{-2}$ .

Area ( $\mu\text{m}^2$ )	$10^{13} \text{ cm}^{-2}$	$10^{14} \text{ cm}^{-2}$	$10^{15} \text{ cm}^{-2}$
100 x 100	640	5640	1433
200 x 200	238	1490	445
300 x 300	117	516	205
400 x 400	64	289	114
500 x 500	50	188	77

**Tabla 6.IV:** Resistencias medidas para implantaciones de He a 90 keV con diferentes dosis en InP no dopado (tipo n con  $n \approx 2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ), con electrodos de diferentes áreas.

Para el caso de las implantaciones en InP tipo  $p^+$ , las medidas eléctricas fueron imposibles de hacer. Si bien la medida de dos puntas evidenciaba altas resistencias (para todas las dosis, en el orden de  $M\Omega$ ), la dificultad en la medida parecía poner de manifiesto un caracter no óhmico de los contactos, debido probablemente a la degradación de la superficie. En la Figura 6.13 se muestra la característica i-v de InP dopado con Zn tras una implantación de He con  $10^{15} \text{ cm}^{-2}$ , junto con la característica correspondiente al material sin implantar. Como puede comprobarse, la implantación cambia estas características de una manera radical, creando una capa aislante que corta el paso de corriente. Se puede apreciar también que a tensiones mas negativas que  $-0.4 \text{ V}$  la característica del material implantado comienza a curvarse, lo que probablemente se debe al caracter no óhmico del contacto superior. Teniendo en cuenta las dimensiones de los contactos y utilizando para la zona de fuerte dañado la estimación de  $3 \Delta R_p$ , la resistividad aproximada para las implantaciones de He en material tipo  $p^+$  sería superior a  $10^5 \Omega\text{cm}$  en todos los casos.

Para el caso de las implantaciones en material tipo n, las resistencias medidas para los diferentes electrodos se muestran en la Tabla 6.IV. En este caso, los contactos no mostraron ningún tipo de comportamiento rectificante, debido al caracter n de la zona dañada en superficie. En la Figura 6.14 se muestran, en función de la dosis implantada, las resistividades de las capas obtenidas, que se calcularon utilizando las aproximaciones anteriores. También se ha indicado en esta figura la resistividad del material sin implantar. Como puede verse, el incremento de resistividad es de casi cuatro órdenes de magnitud para la menor dosis, aumentando para la dosis intermedia y cayendo nuevamente para la implantación a mayor dosis.<sup>14</sup> El aumento de resistividad con la dosis hasta  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$  se debe al incremento de centros de scattering creados por la implantación. Sin embargo, para la dosis mas alta ( $10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ) se produce una caída en la resistividad, debido a que la gran concentración de defectos existentes en el material permite la conducción tipo "hopping".

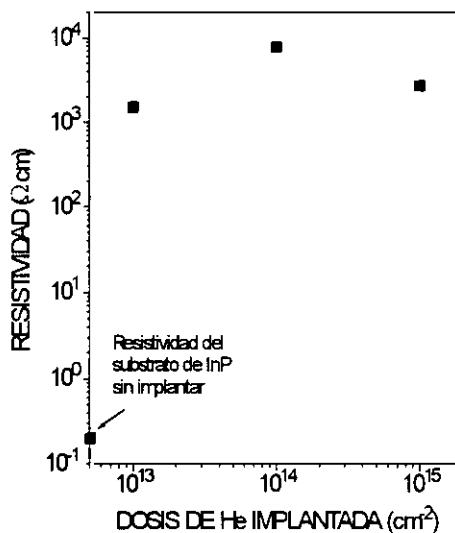


Figura 6.14: Resistividad del InP no dopado en función de la dosis de implantación de He utilizada.

En la figura 6.15 se presentan los espectros Raman de implantaciones de He en InP no dopado con energía 60 keV y dosis  $10^{14}$  y  $10^{15}$  cm<sup>-2</sup>. Como se puede ver por la presencia de la emisión Raman de segundo orden (rango 600 - 700 cm<sup>-1</sup>), el daño estructural de la muestra implantada con la dosis de  $10^{14}$  cm<sup>-2</sup> es relativamente bajo, debido a la baja masa del He, a pesar de lo cual las características eléctricas denotan un importante aumento de resistividad. El daño estructural empieza a ser ya importante tras la implantación con  $10^{15}$  cm<sup>-2</sup> (aparecen modos acústicos activados por desorden, DALA y

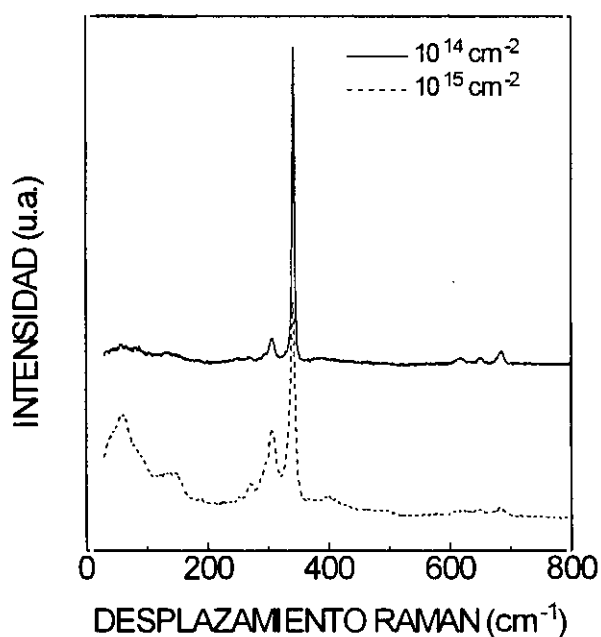


Figura 6.15: Espectros Raman de implantaciones de He en InP:Fe a 60 keV con dos dosis diferentes ( $10^{14}$  y  $10^{15}$  cm<sup>-2</sup>).

DATA<sup>57</sup>), aunque no se llega a producir la amorfización del material, como en el caso de las implantaciones de Si.<sup>58</sup>

#### 6.4. REFERENCIAS

- [1] D.P. Wilt, B. Schwartz, B. Tell, E.D. Beebe y R.J. Nelson, *Appl. Phys. Lett.* 44, 290 (1984).
- [2] B.F.J. Lin, D.E. Mars y T.S. Lou, Abstracts del 46 Annual Device Research Conference, 1988 (IEEE, New York, 1988).
- [3] S.J. Pearton, J.M. Brown y K.T. Short, *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* 92, 367 (1987).
- [4] J.T. Hsieh, J.A. Rossi y J.P. Donnelly, *Appl. Phys. Lett.* 28, 709 (1976).
- [5] K. Berthold, A.F.J. Levi, S.J. Pearton, R.J. Malik, W.Y. Jan y J.E. Cunningham, *Appl. Phys. Lett.* 55, 1382 (1989).
- [6] S.J. Pearton, *Materials Science Reports* 4 (1990).
- [7] P. Zheng, M.O. Ruault, O. Kaitasov, J. Crestou, B. Descouts, P. Krauz y N. Duhamel, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 23, 877 (1990).
- [8] P. Zheng, M.O. Ruault, M. Pitaval, B. Descouts, P. Krauz, M. Gasgnier y J. Crestou, *Appl. Phys. Lett.* 59, 1594 (1991).
- [9] Y. Yuba, Y. Judai, K. Gamo y S. Namba, *Physica B* 116, 461 (1983).
- [10] L. He y W.A. Anderson, *J. Electron. Mater.* 21, 937 (1992).
- [11] J.P. Donnelly y C.E. Hurwitz, *Solid-State Electron.* 20, 727 (1977).
- [12] J.D. Woodhouse, J.P. Donnelly y G.W. Iseler, *Solid-State Electron.* 31, 13 (1988).
- [13] P.E. Thompson, S.C. Binari y H.B. Dietrich, *Solid-State Electron.* 26, 805 (1983).
- [14] M.W. Focht, A.T. Macrander, B. Schwartz y L.C. Feldman, *J. Appl. Phys.* 55, 3859 (1984).
- [15] R.K. Nadella, J. Vellanki, M.V. Rao y O.W. Holland, *J. Appl. Phys.* 72, 2179 (1992).
- [16] F. Xiong, T.A. Tombrello, T.R. Chen, H. Wang, Y.H. Zhuang y A. Yariv, *Nucl. Instr. and Meth. B* 39, 487 (1989).
- [17] M.C. Ridgway, C. Jagadish, R.G. Elliman y N. Hauser, *Appl. Phys. Lett.* 60, 3010 (1992).
- [18] E. Wendler, W. Wesch y G. Gotz, *Nucl. Instr. and Meth. B* 63, 47 (1992).
- [19] W. Haussler y J.P. Biersack, *Nucl. Instr. and Meth. B* 39, 483 (1989).
- [20] L.A. Christel y J.F. Gibbons, *J. Appl. Phys.* 52, 5050 (1981).
- [21] D.K. Brice, *Appl. Phys. Lett.* 16, 103 (1970).
- [22] H. Ryssel e I. Ruge, "Ion implantation", Wiley (Chichester, 1986).
- [23] P. Auvray, A. Guivarc'h, H. L'Haridon, G. Pelous, M. Salvi y P. Henoc, *J. Appl. Phys.*

- 53, 6202 (1982).
- [24] M. Slater, S. Kostic, M.J. Nobes y G. Carter, *Nucl. Instr. and Meth. B* 7/8, 429 (1985).
- [25] P. Zheng, M.O. Ruault, M.F. Denanot, B. Descouts y P. Krauz, *J. Appl. Phys.* 69, 197 (1991).
- [26] K.G. Stephens, *Nucl. Instr. and Meth.* 209/210, 589 (1983).
- [27] B. Molnar, T.A. Kennedy, E.R. Glaser y H.B. Dietrich, *J. Appl. Phys.* 74, 3091 (1993).
- [28] J.P. Donnelly y C.E. Hurwitz, *Solid-State Electron.* 21, 475 (1978).
- [29] J. Cheng, S.R. Forrest, B. Tell, D. Wilt, B. Schwartz y P.D. Wright, *J. Appl. Phys.* 58, 1780 (1985).
- [30] J. Cheng, S.R. Forrest, B. Tell, D. Wilt, B. Schwartz y P.D. Wright, *J. Appl. Phys.* 58, 1787 (1985).
- [31] F. Vidimari, S. Pellegrino, M. Caldironi, A. di Paola y R. Chen, *Proc. de la 3 Intern. Conf. on InP and Related Materials. Cardiff*, p. 500. IEEE Catalog 91CH2950-4 (1991).
- [32] M. Gauneau, H. L'Haridon, A. Rupert y M. Salvi, *J. Appl. Phys.* 53, 6823 (1982).
- [33] M. Gauneau, R. Chaplain, A. Rupert, E.V.K. Rao y N. Duhamel, *J. Appl. Phys.* 57, 1029 (1985).
- [34] H. Morkoc, J.T. Andrews y S.B. Hyden, *Electron. Lett.* 14, 715 (1978).
- [35] S.A. Schwarz, B. Schwartz, T.T. Sheng, S. Singh y B. Tell, *J. Appl. Phys.* 58, 1698 (1985).
- [36] J. Vellanki, R.K. Nadella, M.V. Rao, O.W. Holland, D.S. Simons y P.H. Chi, *J. Appl. Phys.* 73, 1126 (1993).
- [37] G.W. Iseler y B.S. Ahern, *Appl. Phys. Lett.* 48, 1656 (1986).
- [38] A. Katsui, *J. Cryst. Growth* 89, 612 (1988).
- [39] H. Ullrich, A. Knecht, D. Bimberg, H. Krautle y W. Schlaak, *J. Appl. Phys.* 70, 2604 (1991).
- [40] H. Ullrich, A. Knecht, D. Bimberg, H. Krautle y W. Schlaak, *J. Appl. Phys.* 72, 3514 (1992).
- [41] T. Wolf, A. Krost, D. Bimberg, F. Reier, P. Harde, J. Winterfeld y H. Schumann, *J. Cryst. Growth* 107, 381 (1991).
- [42] D. Ottenwalder, E. Scholz, M. Kessler, G. Ruckert, K. Pressel, F. Barth, W. Kurner, A. Dornen, K. Thonke e Y. Gao, *Appl. Phys. Lett.* 60, 1259 (1992).
- [43] K.T. Short y S.J. Pearton, *J. Electrochem. Soc.* 135, 2835 (1988).
- [44] K.T. Short, S.J. Pearton y C.S. Wu, *J. Appl. Phys.* 64, 1206 (1988).
- [45] S.J. Pearton, S.M. Vernon, C.R. Abernathy, K.T. Short, R. Caruso, M. Stavola, J.M. Gibson, V.E. Haven, A.E. White y D.C. Jacobson, *J. Appl. Phys.* 62, 862 (1987).



- [46] S.K. Gandhi, "VLSI fabrication principles: silicon and gallium arsenide technology", 2ª edición, Wiley (Nueva York, 1994).
- [47] J.M. Martin, M.V. Rao, J.B. Boos y O.W. Holland, Proc. de la 5 Intern. Conf. on InP and Related Materials. Paris, p. 341. IEEE Catalog 93CH3276-3 (1993).
- [48] C.D. Brandt, A.M. Hennel, L.M. Pawlowicz, Y.T. Wu, T. Bryskiewicz, J. Lagowski y H.C. Gatos, Appl. Phys. Lett. 48, 1162 (1986).
- [49] N. Baber, H. Scheffler, A. Ostmann, T. Wolf y D. Bimberg, Phys. Rev. B 45, 4043 (1992).
- [50] P.D. Agnello y S.K. Ghandhi, J. Cryst. Growth 73, 453 (1985).
- [51] M.V. Rao, R.K. Nadella y O.W. Holland, J. Appl. Phys. 71, 126 (1992).
- [52] R.G. Wilson, Radiat. Eff. 46, 141 (1980).
- [53] J.M. Martin, R.K. Nadella, M.V. Rao, D.S. Simons, P.H. Chi y C. Caneau, J. Electron. Mater. 22, 1153 (1993).
- [54] R. Chaplain, M. Gauneau, H. L'Haridon y A. Rupert, J. Appl. Phys. 58, 1803 (1985).
- [55] M. Gauneau, R. Chaplain, H. L'Haridon, M. Salvi y N. Duhamel, Nucl. Instr. and Meth. B 19/20, 418 (1987).
- [56] J.M. Martin, R.K. Nadella, J. Vellanki, M.V. Rao y O.W. Holland, J. Appl. Phys. 73, 7238 (1993).
- [57] S.J. Yu, H. Asahi, S. Emura, H. Sumida, S. Gonda y H. Tanoue, J. Appl. Phys. 66, 856 (1989).
- [58] L. Artús, R. Cuscó, J.M. Martin y G. González-Díaz, Mat. Res. Soc. Symp. Proc. de la reunión del MRS Nov. 1994, en prensa.

## **CAPÍTULO 7**

### ***UNIONES p-n***



## 7.1. INTRODUCCION

La unión p-n es la estructura básica de muchos de los dispositivos que se utilizan tanto en aplicaciones electrónicas (diodos IMPATT, transistores de unión) como optoelectrónicas (células solares, fotodetectores, diodos p-i-n).<sup>1</sup> Además, la teoría del funcionamiento de las uniones p-n, establecida en 1950 por W. Shockley<sup>2</sup> y desarrollada posteriormente por Sah, Noyce y Shockley,<sup>3</sup> y Moll,<sup>4</sup> es el fundamento de la física de dispositivos semiconductores. De las caracterizaciones en continua y alterna de uniones p-n se pueden obtener una gran cantidad de parámetros dependientes tanto del material como del propio proceso de fabricación de la unión: perfil de dopado del lado menos dopado, tiempos de vida de minoritarios, identificación de niveles profundos, etc.

Desde el punto de vista tecnológico, la fabricación de uniones p-n requiere ya de técnicas más elaboradas que la simple obtención de capas con distinto tipo de conductividad, pues entran en juego consideraciones como la definición de los dispositivos, el aislamiento entre ellos, la obtención de contactos óhmicos de calidad y las implantaciones sucesivas. Por otra parte, al ser el proceso de implantación iónica bastante destructivo para el material, la magnitud de las corrientes inversas de las uniones, muy dependientes de la calidad cristalina en la zona de la unión, será una prueba fundamental para conocer la adecuación o no de esta tecnología para la obtención de dispositivos de calidad.

No existe una bibliografía muy abundante sobre uniones p-n realizadas en InP por implantación iónica, y en las referencias existentes la caracterización se limita prácticamente a la descripción de las características de los dispositivos en continua. Los primeros trabajos se deben a Berenz et al.,<sup>5</sup> que realizaron diodos IMPATT por implantación de Be, y al grupo de J.P. Donnelly, los primeros en realizar estos dispositivos utilizando dos implantaciones, una de Be (para la zona p) y otra de Si (zona n).<sup>6,7</sup> Hay referencias de uniones n<sup>+</sup>-p con estudios de ruido,<sup>8</sup> estudios cualitativos de DLTS<sup>9</sup> y de eficiencia como células solares.<sup>10</sup> Finalmente, hay que destacar el excelente trabajo de Häussler y Römer,<sup>11</sup> en que se describe el efecto de dosis y temperatura de implantación, así como el uso de uno o dos recocidos (para activar ambas implantaciones a la vez o primero una y posteriormente la otra), en las características en inversa de uniones realizadas por implantación de Si a alta energía (0.8 y 2 MeV) y Be (50 - 100 keV). No existen sin embargo estudios detallados de uniones por técnicas como la espectroscopía de admitancias ó DLTS. Por otra parte, no hay tampoco referencias de uniones realizadas por doble implantación en material semi-aislante (si exceptuamos los detalles que se comentan en los artículos dedicados a la fabricación de transistores JFET),<sup>12,13</sup> ya que todas las anteriores son en sustratos tipo n ó p. En cuanto a niveles profundos, existen referencias sobre sustratos de InP utilizando uniones Schottky o uniones con capas epitaxiales (habitualmente de InGaAs).<sup>14,15</sup>

En este capítulo se presentan los resultados de uniones p-n construidas utilizando las implantaciones con dopantes, dosis, energías y métodos de recocido estudiadas en los capítulos anteriores. Las tecnologías de fabricación utilizadas para la definición de los dispositivos, métodos de aislamiento, geometrías, etc. se comentan en el siguiente apartado. Se describen a continuación las uniones Schottky y n<sup>+</sup>-p construidas para comparar sus características con las de las uniones p<sup>+</sup>-n. Finalmente, se presenta un detallado estudio de las características en continua de uniones p<sup>+</sup>-n realizadas por doble

implantación en InP semi-aislante, que se complementa con un estudio en continua y alterna de uniones implantadas en InP no dopado (tipo n, con  $n \approx 2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ )

## 7.2. TECNOLOGIAS DE FABRICACION DE LOS DISPOSITIVOS

Se utilizaron dos tipos diferentes de dispositivos en función del sustrato, semi-aislante o conductor, pues en el primer caso es necesario que los contactos de las zonas n y p queden en la misma superficie, mientras que en el segundo caso se puede utilizar una geometría vertical, con contactos en la superficie superior e inferior de la muestra. La geometría de ambos tipos de dispositivos se muestra en las Figuras 7.1 y 7.2 respectivamente, con un corte transversal y una vista frontal en cada caso (los cortes transversales no están escalados con el grosor real de la oblea).

Para los dispositivos en material semi-aislante (Figura 7.1), se utilizaron máscaras mecánicas (realizadas por litografía y ataque electro-lítico en láminas de acero inoxidable de  $50 \mu\text{m}$  de espesor) en los pasos de implantación y evaporación de contactos, resultando así en uniones con geometrías circulares de 1 mm de diámetro. Las implantaciones para obtener las zonas tipo p fueron de Mg a 80 keV con dosis  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ , y se comprobó el efecto de la co-implantación de P utilizando implantaciones como las descritas en el apartado 5.4, mientras que para obtener las de tipo n se utilizó  $^{29}\text{Si}$  a 225 keV, con dosis de  $5 \times 10^{12}$ ,  $10^{13}$  y  $1.25 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ . Estas implantaciones dan lugar a una capa tipo n con dopado superior a  $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  y una profundidad de unos  $5000 \text{ \AA}$ . Para mejorar las características de los contactos en las zonas n se utilizaron implantaciones adicionales de Si a 80 keV con dosis  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ , aunque debido a la pequeña anchura y el bajo dopado de la zona n, la resistencia serie obtenida para este tipo de dispositivos fué muy elevada, entre 200 y  $2000 \Omega$ .

Las geometrías utilizadas para los dispositivos fabricados en sustratos conductores fueron varias, aunque en general se hicieron implantando por entero la muestra correspondiente y separando luego los dispositivos particulares utilizando los contactos metálicos como máscara. Los contactos metálicos superiores se evaporaron o a través de máscaras mecánicas (para obtener uniones de tamaño aproximado  $500 \times 500$

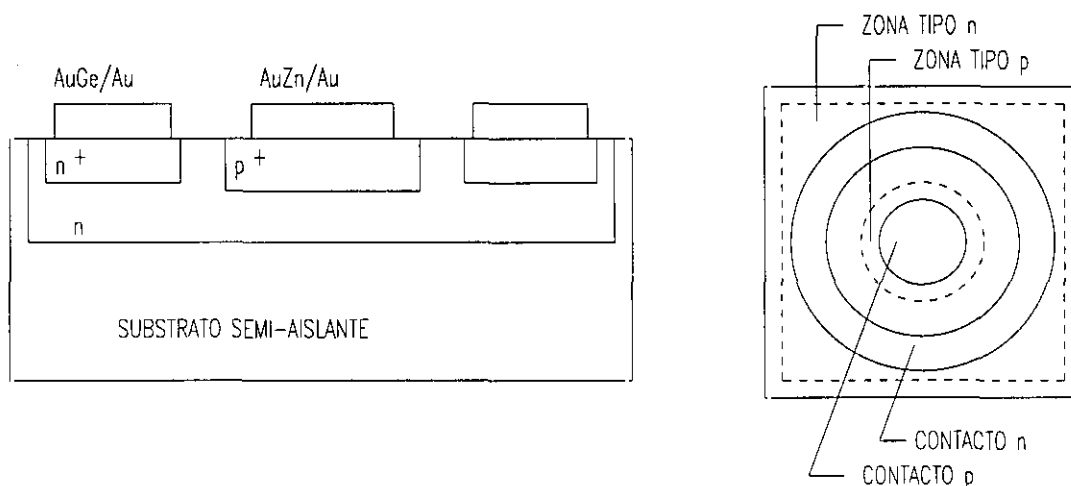
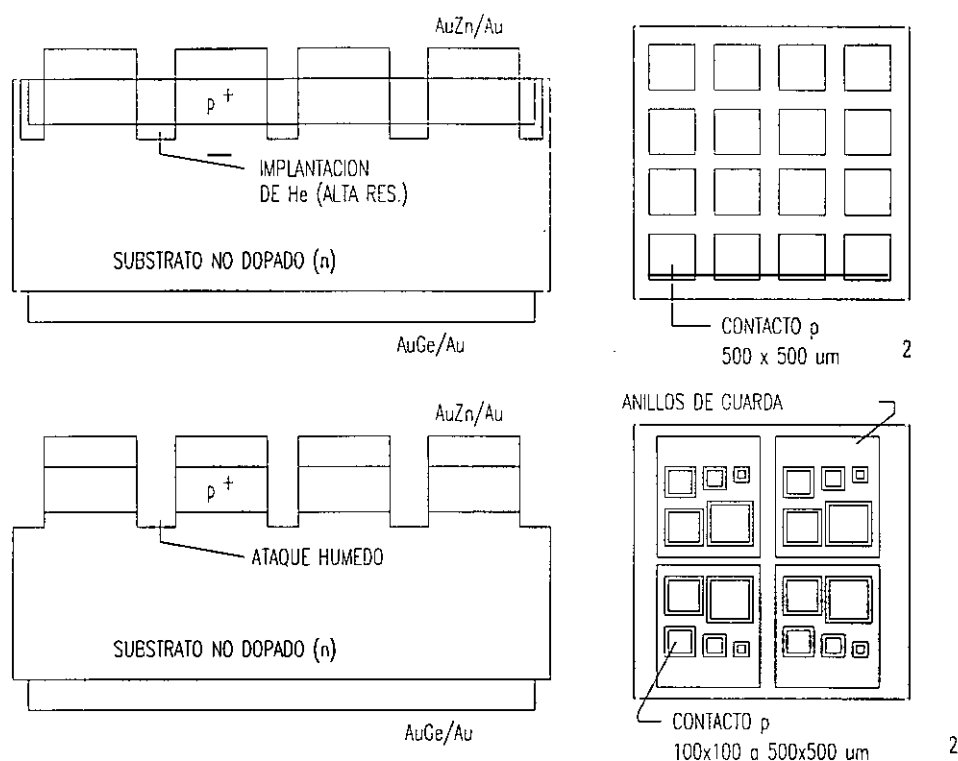


Figura 7.1: Esquema de las uniones realizadas en material semi-aislante, en vistas transversal y vertical.



**Figura 7.1:** Esquema de las uniones realizadas en material no dopado (tipo n), en vistas transversal y vertical. El aislamiento en las uniones fabricadas con la geometría del esquema superior se realizó por implantación de He, mientras que en el caso de las del esquema inferior, el aislamiento se realizó por ataque químico.

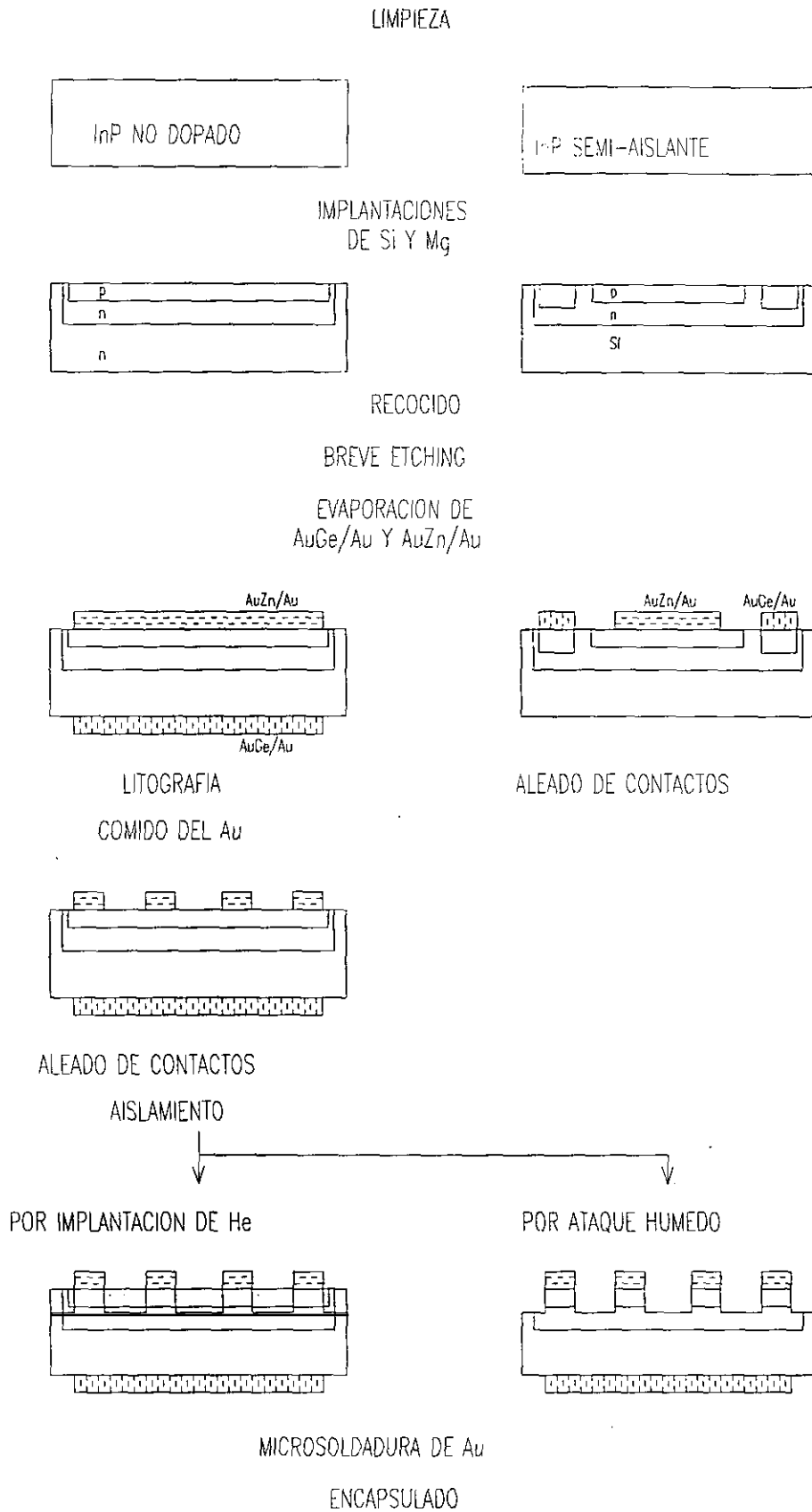
$\mu\text{m}^2$ ), o en toda la superficie de la muestra para luego definirlos utilizando litografía y un ataque de oro. El aislamiento entre dispositivos se hizo utilizando dos métodos diferentes:

- Mediante ataques químicos para definir uniones tipo mesa.
- Mediante implantaciones de He, con lo que (Capítulo 6) se obtienen zonas de alta resistividad.

Como en este tipo de uniones uno de los contactos queda en la superficie trasera (no pulida) de las muestras, durante los recocidos se utilizó un trozo de InP en contacto con esta superficie para evitar la degradación de sus propiedades, y poder conseguir así un contacto óhmico de buena calidad. Para la obtención de las zonas tipo p se utilizaron idénticas implantaciones que en el caso de las muestras semi-aislantes. En algunas de estas muestras se implantó también Si a 400 keV con dosis  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$ , para ver su efecto sobre las propiedades de las uniones.

A pesar de que Häussler y Römer<sup>11</sup> llegaron a la conclusión de que la densidad de trampas en la unión se podía rebajar de una manera clara recociendo el material dos veces, una tras la implantación de la zona n (con temperaturas y tiempos de hasta 850 °C durante 15 minutos) y otra tras la de la zona p, en lugar de una sola vez para ambas, en este trabajo sólo se ha utilizado un recocido, con el objeto de simplificar el proceso.

Los pasos concretos utilizados para fabricar estos diodos, resumidos en la Figura 7.3, fueron los siguientes:



**Figura 7.3:** Esquema de los pasos seguidos en la fabricación de las uniones p-n por implantación en InP realizadas en este trabajo.

- 1) Limpieza inicial previa a las implantaciones con  $\text{H}_3\text{PO}_4:\text{H}_2\text{O}_2$ .
- 2) Implantaciones, según el sustrato, utilizándose:
  - Si con dosis  $5 \times 10^{12}$ ,  $10^{13}$  ó  $1.25 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ , a 225 keV para los sustratos semi-aislantes, ó  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$  a 400 keV para los sustratos tipo n.
  - Mg (ó Mg y P) siempre con  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$  a 80 keV (las co-implantaciones de P a 120 keV con  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ).
- 3) Recocido utilizando el método habitual, aunque en el caso de los sustratos tipo n cubriendo ambos lados de las muestras para preservar las dos superficies, con ciclos de 850 u 875 °C durante 5 ó 10 s.
- 4) Breve etching (unos 20 - 30 s en disolución de  $\text{H}_3\text{PO}_4:\text{H}_2\text{O}_2$  diluida) previo a la evaporación de los contactos, para evitar problemas de formación de óxido que empeorarían la calidad del contacto óhmico.
- 5) Evaporación de contactos, primero los de tipo n (AuGe/Au) y posteriormente los de tipo p (AuZn/Au), para evitar la contaminación con Zn de los contactos n.
- 6) Definición de dispositivos: en caso de que el contacto p no se haya evaporado directamente a través de una máscara mecánica para definirlos, se definen mediante litografía sobre la superficie totalmente evaporada con AuZn/Au, y se ataca el Au por vía húmeda utilizando una disolución de  $\text{I}_2:\text{IH}$ , que no ataca al InP.
- 7) Aleado de contactos a 420 °C durante 1 minuto.
- 8) Aislamiento entre dispositivos, para el caso de los sustratos conductores, utilizando implantaciones de He (60 keV con  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ) o un ataque húmedo de  $\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{SO}_4$  diluido durante 10 minutos, protegiendo con fotoresist el contacto posterior de AuGe/Au para evitar que resulte atacado. La energía de la implantación de He se tomó teniendo en cuenta que la región de alto daño creada (y, por tanto, la que quedaría con alta resistividad) alcanzara toda la región  $\text{p}^+$  superficial, al tiempo que no fuera tan elevada como para atravesar el Au (3000 Å) de los contactor, lo que incluiría una resistencia serie en el dispositivo.
- 9) Encapsulado en TO-5, pegando la parte inferior de la muestra con una emulsión conductora de Ag y utilizando microsoldadura con hilo de Au (25 µm de diámetro).

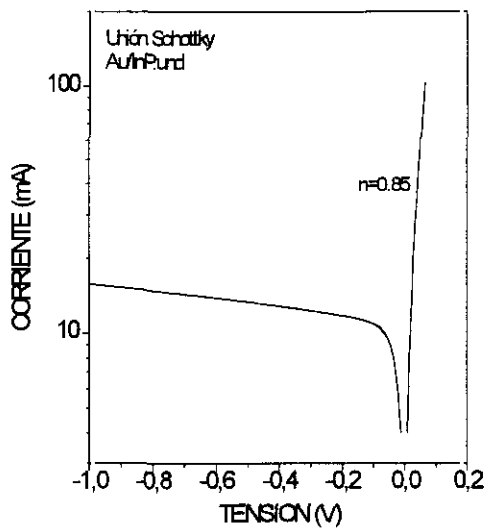
La Ilustración 7.1 muestra la fotografía de un TO-5 con una muestra de InP, en la que se pueden observar las diferentes uniones realizadas con áreas entre  $100 \times 100$  (no conectada) y  $500 \times 500 \text{ µm}^2$ , el contacto de guarda común y el hilo de oro de la microsoldadura. En la micrografía (50 aumentos) presentada en la Ilustración 7.2 se presentan con detalle de estas estructuras.

### 7.3. UNIONES SCHOTTKY

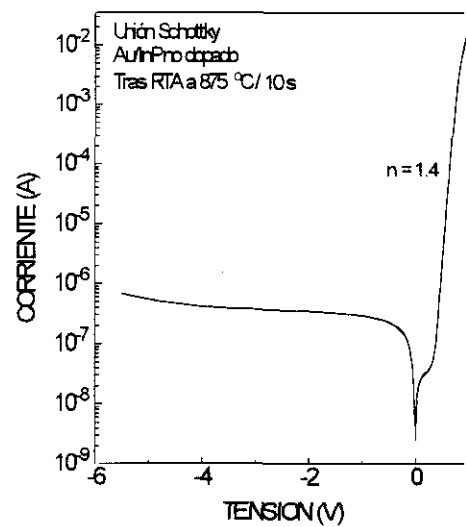
La característica i-v de una unión Schottky realizada por evaporación de Au (3000 Å) en InP no dopado se muestra en la Figura 7.4. El factor de idealidad para la unión fué de  $n = 0.85$ , y las medidas de espectroscopía de admitancias no detectaron la presencia de ningún nivel profundo.

La Figura 7.5 muestra la característica i-v de una unión Schottky realizada en InP sometido a un proceso de RTA a 875 °C durante 10 s, realizada para comprobar el efecto





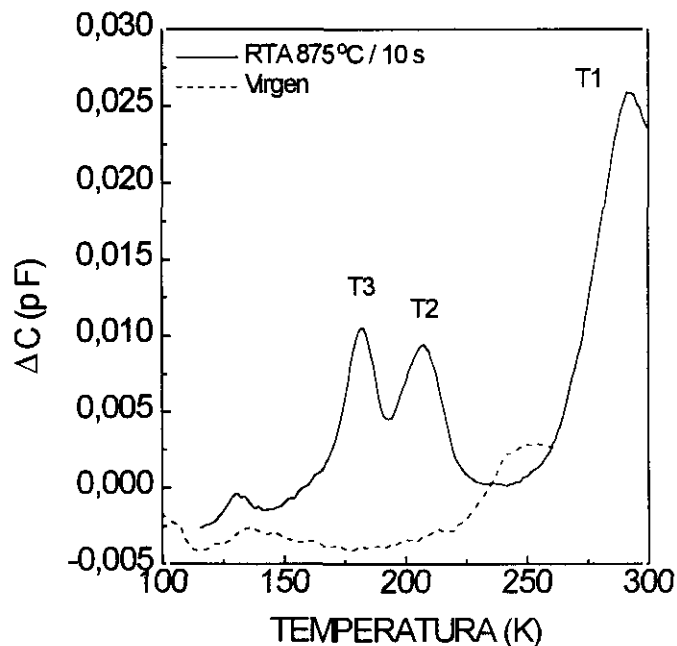
**Figura 7.4:** Característica i-v de una unión Schottky Au/InP no dopado.



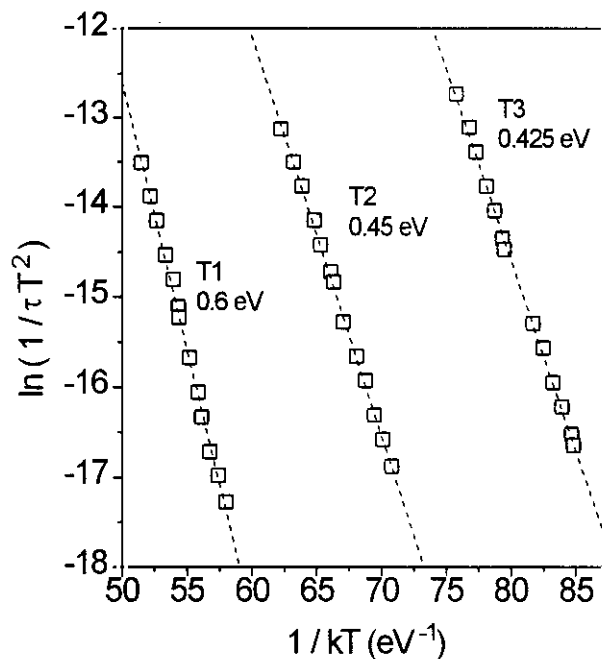
**Figura 7.5:** Característica i-v de una unión Schottky Au/InP no dopado tras someter al material a un tratamiento de RTA a 875 °C durante 10 s.

del tratamiento térmico en el material. El factor de idealidad fué en este caso de 1.4, y tanto por espectroscopía de admitancias como por DLTS se observaron niveles profundos.

La Figura 7.6 muestra las medidas de DLTS obtenidas para ambas uniones Schottky, donde se puede apreciar que en el InP original no aparecen ningún nivel, mientras que en el material recocido aparecen tres niveles, marcados en la figura como T1, T2 y T3. Las curvas presentadas en la figura son las obtenidas directamente de las



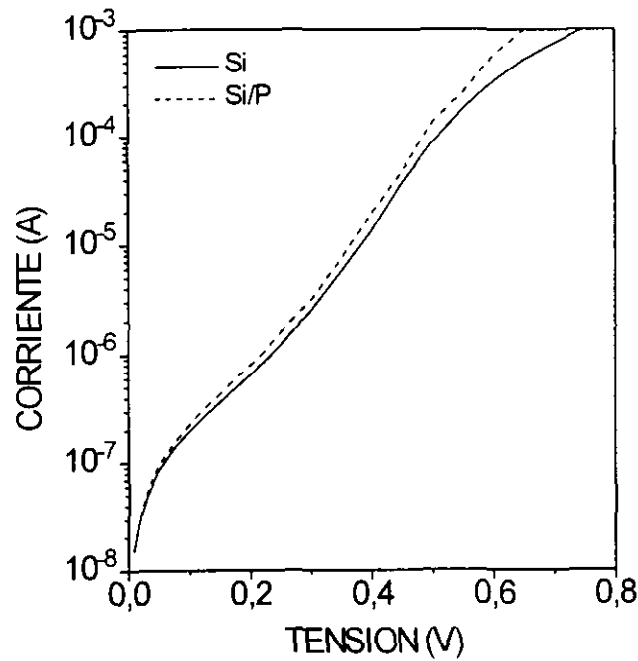
**Figura 7.6:** Espectros de DLTS de las uniones Schottky en material virgen y en material tratado por RTA.



**Figura 7.7:** Plots de Arrhenius de los niveles T1, T2 y T3 obtenidos por DLTS en la unión Schottky con InP sometido a un tratamiento de RTA.

medidas, utilizando una ventana de 57.7 ms, sin aplicar ningún tipo de tratamiento numérico de suavizado. Las energías correspondientes de cada nivel fueron de 0.6, 0.45 y 0.42 eV, respectivamente, siempre con respecto a la banda de conducción, como se puede ver del plot de Arrhenius de la Figura 7.7. E.K. Kim et al.<sup>16</sup> encontraron un resultado muy similar al analizar por DLTS utilizando estructuras MIS InP sometido a un tratamiento de RTA (aunque sólo a 700 °C durante 20 s). De hecho, encontraron un nivel a 0.43 eV que adscribieron a vacantes de P (que se forman fácilmente durante el tratamiento de RTA), al igual que Yamamoto et al.<sup>17</sup> (0.44 eV) e Iliadis et al.<sup>18</sup> (0.43 eV). Hay que recordar que las medidas de fotoluminiscencia de la muestra sin implantar tratada por RTA ya mostraron la aparición de una emisión a unos 0.4 eV de la banda que se relacionó con  $V_P$  (ver Apartado 4.4, Figura 4.20), por lo que esta emisión detectada por DLTS parece claro que proviene de  $V_P$  ó complejos de  $V_P$ .

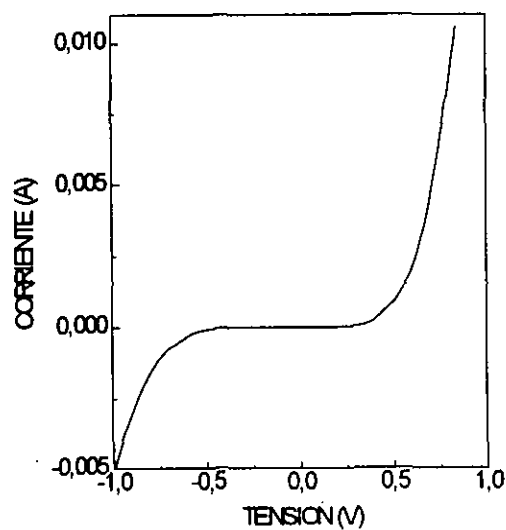
Respecto a los otros niveles, el de 0.6 eV ha sido encontrado por diversos autores en material virgen, asignándolo a diferentes causas, esencialmente en relación con contaminantes presentes en el material como el Fe.<sup>19,20,21</sup> No sería descartable tal explicación en este caso, ya que su presencia en el material recocido y no en el virgen podría deberse al conocido efecto de la difusión del Fe hacia la superficie durante los tratamientos térmicos, comentado ya en capítulos anteriores de esta tesis. Sin embargo, tal adscripción requeriría de un estudio más detallado. Por lo que respecta al nivel en 0.45 eV fué también observado por Jiao et al.<sup>22</sup> tras un tratamiento de RTA. Su origen no ha sido nunca explicado, aunque podría tratarse de algún complejo de  $V_P$  ó defectos intrínsecos como intersticiales, etc.



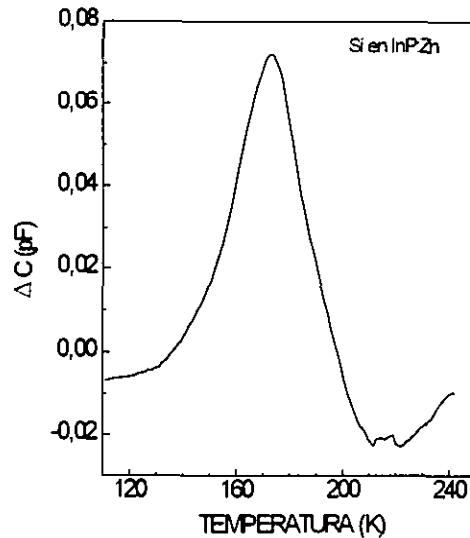
**Figura 7.8:** Características i-v en directa de uniones  $n^+$ -p obtenidas por implantación de Si ó Si/P en InP dopado con Zn.

#### 7.4. UNIONES $n^+$ -p

La Figura 7.8 muestra las características en directa de uniones  $n^+$ -p obtenidas por implantación de Si ó de Si y P en InP tipo p ( $p \approx 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-2}$ ), fabricadas para comparar su comportamiento con las  $p^+$ -n. A pesar de la elevada concentración de huecos del substrato, tras una implantación de Si (ó Si y P) a 50 keV con dosis  $2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  y recocido a 875 °C durante 20 s se obtuvieron uniones  $n^+$ -p, lo que demuestra que esta implantación crea una concentración de portadores en el rango de  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  (Apartado



**Figura 7.9:** Característica i-v de una unión  $n^+$ -p obtenida por implantación de Si en InP:Zn a 50 keV con  $2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ , tras RTA a 875 °C durante 30 s.



**Figura 7.10:** Espectro DLTS de una unión n<sup>+</sup>-p obtenida por implantación de Si a 50 keV con dosis  $2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ , tras RTA a 875 °C durante 20 s en InP:Zn.

4.2). El factor diodo para ambas es  $n = 2$ , igual que el de las uniones p<sup>+</sup>-n de los próximos apartados, indicativo de que el mecanismo de conducción dominante en directa es el de recombinación. En la Figura 7.9 se puede ver la característica en escala lineal de una de estas uniones, donde se aprecia una tensión de ruptura muy baja, debido al elevado dopado de ambas zonas.

Las medidas de espectroscopía de admitancias para estas uniones no denotaron la presencia de ningún nivel profundo. Sin embargo, por DLTS (Figura 7.10) se encontró un nivel cercano a la banda de valencia con una energía de activación de, aproximadamente, 0.35 eV. Diversos autores<sup>23,24,25</sup> encontraron un nivel en InP tipo p a una energía muy parecida (0.37 eV) tras irradiar al material con electrones, que atribuyeron defectos como un par de Frenkel ( $V_p \rightarrow P_i$ ). Tal defecto podría estar presente también en las muestras implantadas, ya que el daño creado por la implantación es capaz de generar estos defectos, aunque la adscripción de este origen al nivel obtenido en estas uniones requeriría un estudio más completo.

## 7.5. UNIONES p<sup>+</sup>-n EN MATERIAL SEMI-AISLANTE

Las uniones presentadas en este apartado se hicieron utilizando siempre implantaciones de Mg a 80 keV con dosis  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ , y en algunos casos co-implantaciones de P, para obtener la zona p. Para la zona n se utilizaron implantaciones de Si a 225 keV con diferentes dosis, y la geometría de las uniones, explicada en el Apartado 7.2, fue planar, con área  $7.8 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ .

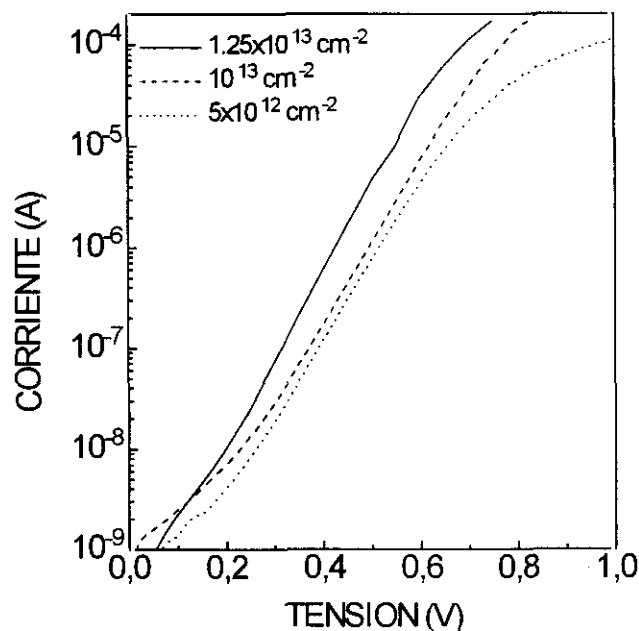
En la Tabla 7.I se presentan los factores de diodo, corriente inversa de saturación, resistencia serie y resistencia paralelo de las uniones p-n construidas en sustratos semi-aislantes. Como puede verse, los factores diodo obtenidos para todas las dosis de Si y ciclos de RTA utilizados fueron cercanos a 2, lo que indica que en directa domina la co-

Zona p	Dosis de Si ( $\times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ )	Ciclo de RTA ( $^{\circ}\text{C} / \text{s}$ )	n	$I_0$ (A)	$R_s$ ( $\Omega$ )	$R_p$ ( $\Omega$ )
Mg	0.5	875/10	2.10	$8.0 \times 10^{-11}$	2000	$10^8$
	1	875/5	2.00	$9.8 \times 10^{-11}$	675	$4.4 \times 10^7$
		875/10	2.05	$9.1 \times 10^{-11}$	350	$5 \times 10^7$
	1.25	875/5	2.08	$4.0 \times 10^{-10}$	436	$5.5 \times 10^6$
		875/10	1.91	$1.8 \times 10^{-10}$	390	$9 \times 10^7$
Mg/P	1	875/10	2.05	$8.9 \times 10^{-11}$	235	$4.5 \times 10^7$

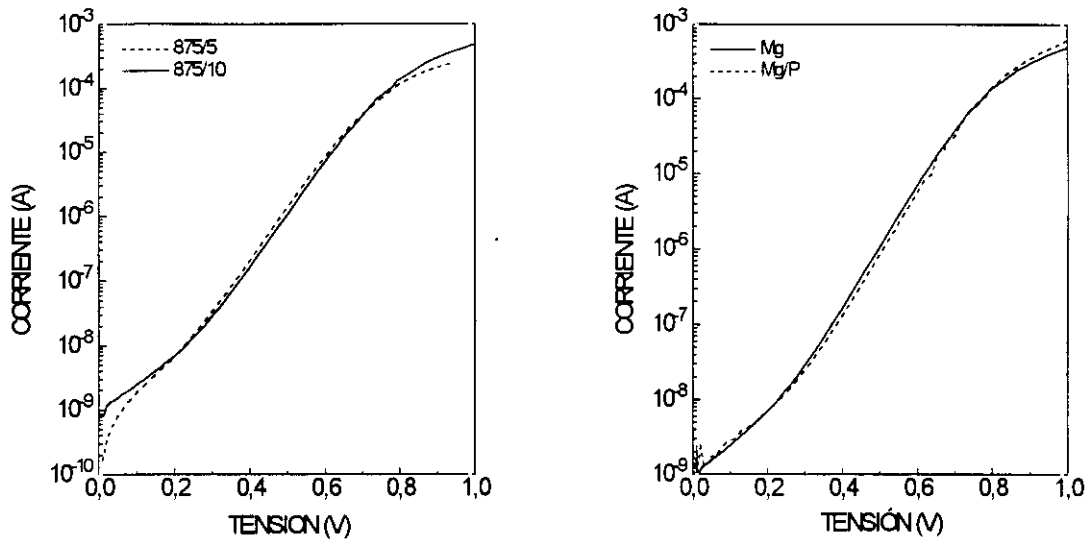
**Tabla 7.I:** Factor diodo, corriente inversa de saturación y resistencias serie y paralelo de las uniones realizadas en InP semi-aislante, para las diferentes dosis de Si y ciclos de RTA utilizados. La zona p se obtuvo en todos los casos con implantaciones de Mg a 80 keV con dosis  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ , y en un caso con implantación adicional de P (120 keV,  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ).

corriente de recombinación frente al comportamiento ideal, caracterizado por un  $n = 1$ . Este mismo resultado ha sido referido por otros autores para uniones  $n^+p$ ,<sup>8</sup> y resulta normal para semiconductores de gap ancho como el InP.<sup>1</sup> En cuanto al bajo valor de las resistencias paralelo (en torno a  $5 \times 10^7 \Omega$ ), se debe a la conducción superficial,<sup>26</sup> ya que ambos contactos están en la misma superficie, lo que no ocurrirá en las uniones realizadas en material no dopado, en las que las uniones son transversales. Se comentarán en primer lugar las características en directa, para pasar luego a las de inversa.

En la Figura 7.11 se muestran las características en directa de uniones con diferentes dopados en la zona n, obtenidas con diferentes dosis implantadas de Si. Como se puede apreciar, para las dosis más elevadas la corriente inversa de saturación aumenta. Para el caso de corriente puramente de recombinación, esta corriente tiene una expresión<sup>1</sup>



**Figura 7.11:** Efecto de la dosis implantada de Si en las características en directa de uniones implantadas en material semi-aislante, y recocidas por RTA a 875  $^{\circ}\text{C}$  durante 10 s.



**Figura 7.12:** Efecto del tiempo de RTA en las características en directa de uniones realizadas en InP:Fe (Mg, Si).

**Figura 7.13:** Efecto de la co-implantación de P en las características en directa de uniones implantadas en InP:Fe (Mg ó Mg/P, Si), con Si a 225 keV con  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$  recocidas a 875 °C durante 10 s.

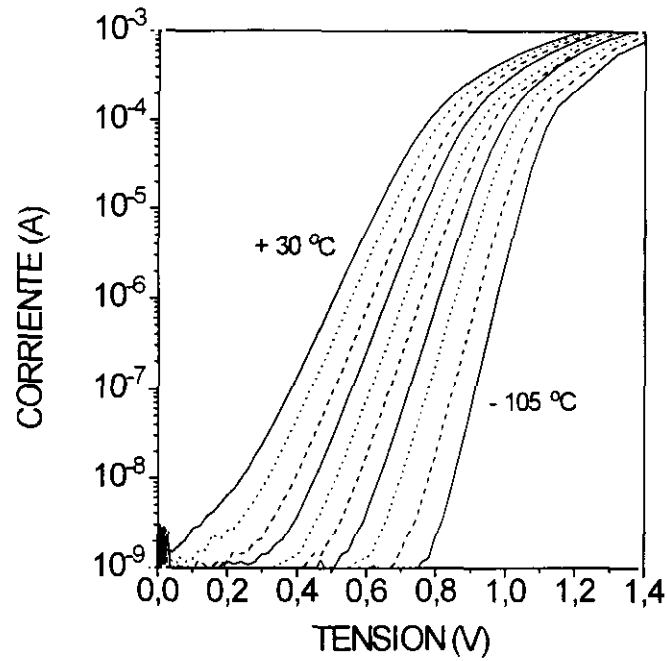
$$I_0 = \frac{1}{2} \sigma v_{th} N_t n_i \quad [7.1]$$

donde  $\sigma$  es la sección eficaz de captura de la trampa,  $N_t$  su concentración,  $v_{th}$  la velocidad térmica y  $n_i$  la concentración intrínseca. Esto indica que la dosis implantada de Si aumenta la concentración de trampas responsables de la recombinación.

La Figura 7.12 muestra las características de uniones implantadas con  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$  de Si recocidas a 875 °C durante 5 ó 10 s. Como puede apreciarse, el efecto del tiempo de recocido no es muy importante, y tan sólo se aprecia una ligera disminución de la corriente inversa de saturación y de la resistencia serie al aumentar el tiempo de recocido.

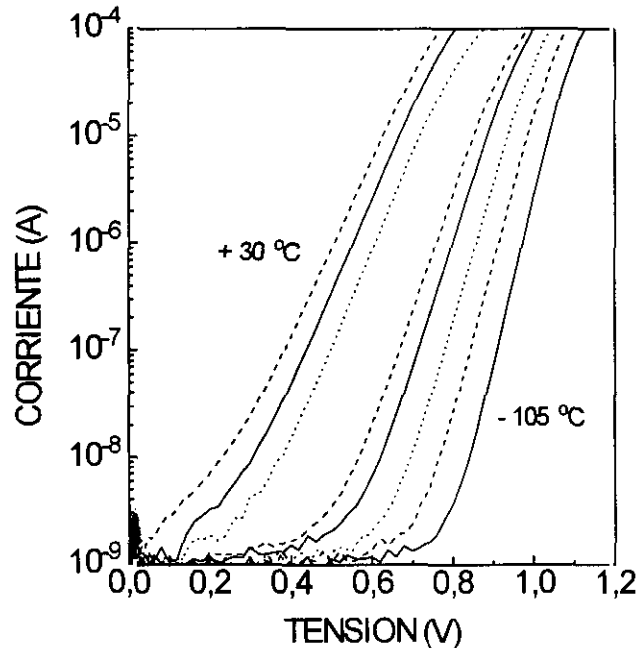
Como puede verse en la Figura 7.13, el efecto de la co-implantación con P en las características en directa no es tampoco muy claro, notándose tan sólo una ligera disminución en la resistencia serie de la muestra co-implantada con P.

Las Figuras 7.14 y 7.15 muestran las características en directa en función de la temperatura para dos uniones, sin y con co-implantación de P, respectivamente. En ambos casos, los factores diodo fueron de  $n = 2.00 (\pm 0.04)$  hasta -90 °C, temperatura a partir de la cual comenzaron a disminuir ( $n = 1.85$  para -105 °C), lo que indica que a estas temperaturas empieza a dejar de dominar el mecanismo de recombinación. La corriente inversa de saturación en función de la temperatura para la muestra no co-implantada se muestra en la Figura 7.16. La energía de activación que se obtiene para temperaturas superiores a 200 K es de 0.76 eV (igual que para la muestra co-implantada), cercana a  $E_g/2$ , lo que confirma que el mecanismo de conducción es de generación en la zona de carga espacial.<sup>1</sup> Como se puede también apreciar en la gráfica, a temperaturas menores la energía de activación tiende a aumentar, lo que es debido a que el mecanismo de conducción va pasar a ser el de difusión, con el que la corriente inversa de saturación tiene una dependencia con  $E_g$ .

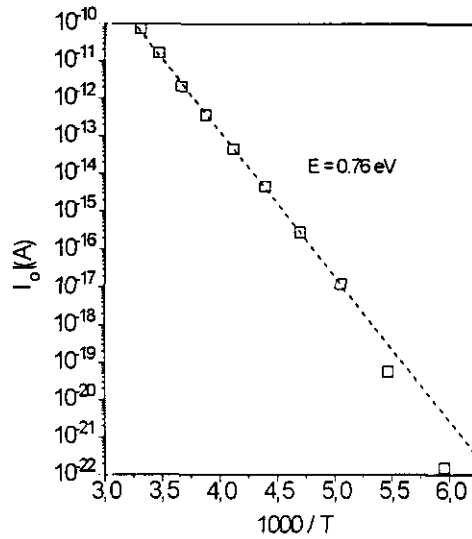


**Figura 7.14:** Características i-v en directa, en función de la temperatura (-105, -90, -75, -60, -45, -30, -15, 0, 15 y 30 °C), para una unión implantada con Mg y Si y recocida a 875 °C durante 10 s.

Las características en inversa de estas uniones presentan una conducción más elevada de la que cabría esperar de mecanismos de generación en la zona de carga espacial, lo que apuntaría a una conducción por efecto túnel, que ya ha sido comprobada en uniones realizadas en otros compuestos III-V.<sup>27,28</sup> La Figura 7.17 muestra una de las



**Figura 7.15:** Características i-v en directa, en función de la temperatura (-105, -90, -75, -60, -45, 0, 15 y 30 °C), para una unión co-implantada con Mg/P y Si y recocida a 875 °C durante 10 s.



**Figura 7.16:** Plot de Arrhenius de la corriente inversa de saturación de la unión realizada por implantación de Mg y Si en InP:Fe.

características en inversa de estas uniones junto a una simulación de conducción por este mecanismo. A la vista de esta figura, resulta claro que un mecanismo de conducción por efecto túnel no resulta apropiado para describir esta característica, principalmente a bajas tensiones inversas, aunque a tensiones más elevadas se acerca ya mejor a los punto experimentales, un problema que encontraron también Conjeaud et al.<sup>8</sup> para uniones n<sup>+</sup>-p. Un mecanismo de conducción con mayor corriente a bajas tensiones inversas es el de túnel por trampas asistido térmicamente, por el que la barrera efectiva de energía que deben atravesar los portadores se reduce debido una aportación energética de origen térmico,<sup>29</sup> como se describió en el Apartado 3.6.1 de esta tesis. La Figura 7.17 muestra una simulación numérica de este mecanismo, donde se puede comprobar una excelente coincidencia entre los valores simulados y los experimentales en todo el rango de tensiones.

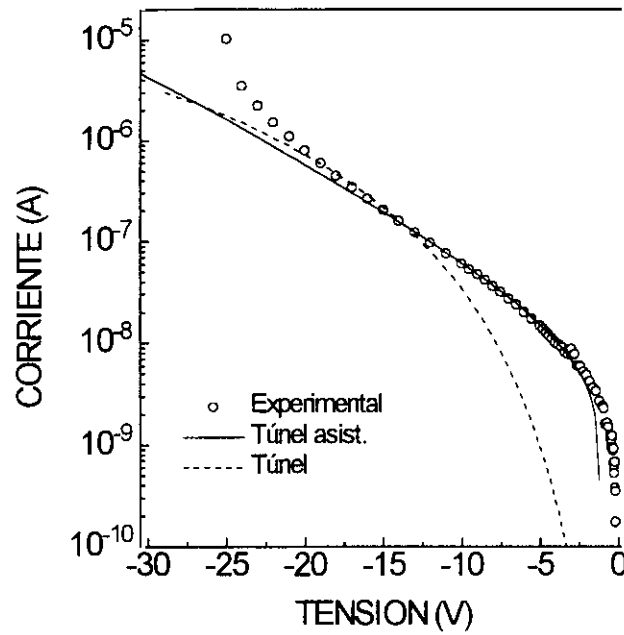
Para la obtención de esta simulación se realizó un programa en Turbo Pascal 5.0, que realiza numéricamente, utilizando el algoritmo de Simpson, el cálculo de la expresión (comentada en el Apartado 3.6.1)

$$I_{\text{túnel,asist.}} = KAN_t \exp\left(-\frac{E_t}{kT}\right) \int_0^{\varepsilon_t} \exp\left[\varepsilon - C\varepsilon^{3/2}\right] d\varepsilon \quad [7.2]$$

donde K es una constante, A el área de la unión, N<sub>t</sub> la concentración de trampas a energía E<sub>t</sub>,  $\varepsilon = E/kT$  y C viene dado por

$$C = \frac{8\pi m_t^{1/2} (kT)^{3/2}}{3qh} \frac{1}{E} \quad [7.3]$$

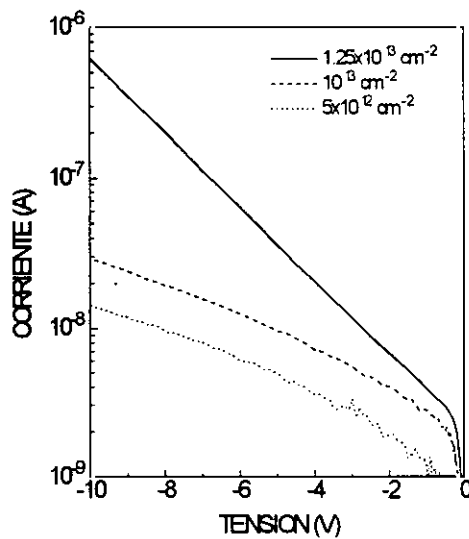




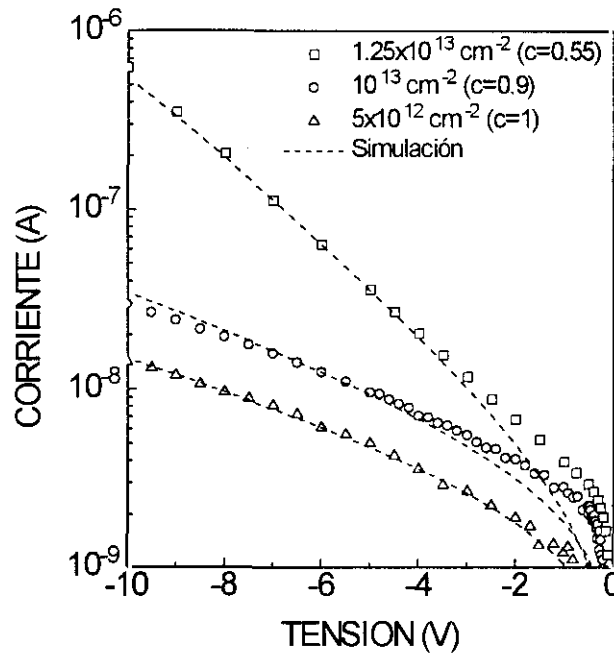
**Figura 7.17:** Simulaciones de características inversas con mecanismos de efecto túnel o túnel asistido térmicamente, junto con los datos experimentales de una unión p-n implantada en InP:Fe.

donde  $m_t$  es la masa efectiva de los portadores en la trampa y  $E$  es el campo eléctrico.

Las características en inversa de uniones implantadas con diferentes dosis de Si se muestran en la Figura 7.18. El efecto del dopado en la zona n resulta ser mucho más claro que en el caso de las características de estas mismas uniones en directa (Figura 7.11), aumentando la corriente inversa de las uniones obtenidas con mayores dosis de



**Figura 7.18:** Efecto de la dosis implantada de Si en las características en inversa de uniones implantadas en InP:Fe (Mg, Si), recocidas por RTA a 875 °C durante 10 s.

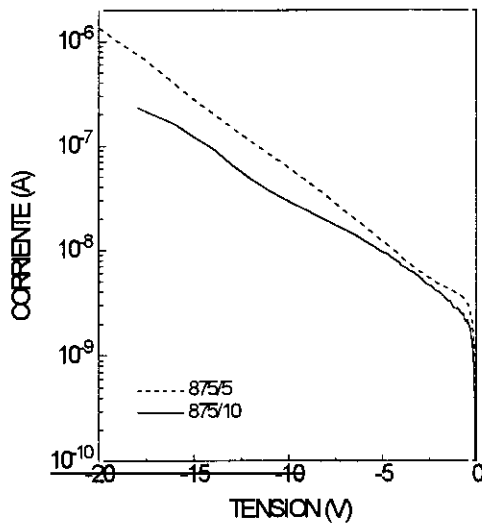


**Figura 7.19:** Simulación de las características en inversa, por medio de un mecanismo de efecto túnel asistido térmicamente, de uniones p-n implantadas en InP:Fe con diferentes dosis de Si.

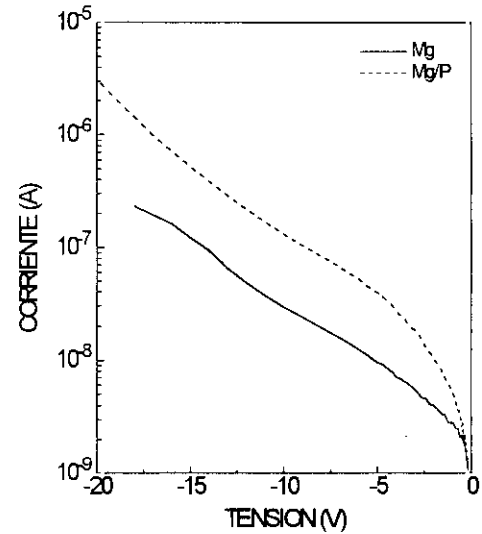
implantación. Por otra parte, este aumento no es lineal, puesto que para las dosis de  $10^{13}$  y  $1.25 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  (una diferencia del 25 % en la dosis) la diferencia en la característica inversa es muy notable, tanto en la diferencia de corrientes (de más de 1 orden de magnitud a  $-10 \text{ V}$ ) como en la pendiente, mucho más pronunciada para el caso de la unión con mayor dosis de Si. La Figura 7.19 muestra la simulación de estas características teniendo en cuenta un mecanismo de conducción como el descrito por la ecuación [7.2], donde se han variado los factores K y C, utilizando una  $E_t = 0.6 \text{ eV}$ . Como el factor C es inversamente proporcional al dopado (en realidad, a su raíz cuadrada, por contener el término del campo eléctrico en la unión  $E$ ) de la zona menos dopada, el resultado es muy coherente, ya que  $C = 0.55$  (ver figura) para la unión implantada con la dosis más elevada de Si ( $1.25 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ) y que, por tanto, tendría mayor dopado, y  $C = 1$  para la unión implantada con la dosis más baja ( $5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ), es decir, la de menor dopado. A la vista de la simulación, las diferencias en la inclinación de las características se explican por el mayor nivel de dopado de las zonas n obtenidas por implantación de dosis superiores de Si. A su vez, las implantaciones con dosis más elevadas crean una mayor concentración de trampas en la unión, lo que hace elevarse aún más la corriente inversa, siendo la suma de ambos efectos la responsable de las grandes diferencias en las características inversas en función de la dosis de Si.

El efecto del tiempo de recocido sobre las características inversas se puede ver en la Figura 7.20. La mayor corriente inversa tras el recocido a 5 s en comparación con el recocido a 10 s se debe a una ligeramente mayor concentración de trampas en la unión recocida durante menos tiempo, debido a la peor recuperación de la calidad cristalina tras menores tiempos de recocido.

En cuanto al efecto en las características en inversa de la co-implantación con P de la zona p, se muestra en la Figura 7.21. Si las características en directa de ambas uniones



**Figura 7.20:** Efecto del tiempo de recocido sobre las características en inversa de uniones implantadas en InP:Fe (Mg, Si).



**Figura 7.21:** Efecto de la co-implantación de P en las características en inversa de uniones implantadas en InP:Fe (Mg ó Mg/P, Si), con Si a 225 keV con  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$  recocidas a 875 °C durante 10 s.

eran prácticamente iguales (ver Figura 7.13), las características en inversa demuestran una mucho mayor corriente inversa tras la co-implantación con P, aunque (a diferencia de lo que ocurría con las características de la Figura 7.18) ambas características tienen idéntica forma. La diferencia tiene que deberse, pues, a una mayor concentración de trampas por la co-implantación, como se demostrará efectivamente en el próximo apartado con las medidas de DLTS.

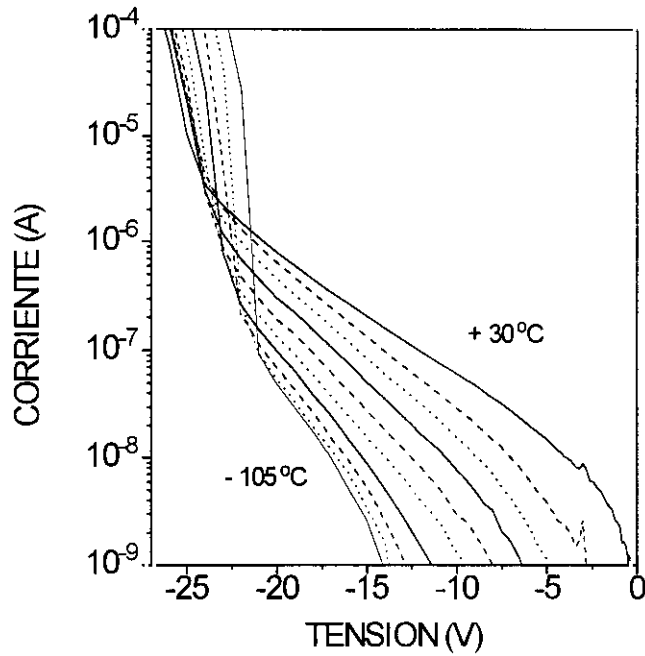
Las características inversas en función de la temperatura para 2 muestras, una con la zona p obtenida implantando sólo Mg y la otra con co-implantación de P adicional, se muestran en las Figuras 7.22 y 7.23. En ambos casos, se puede ver que la ruptura de la unión se produce para tensiones entre -20 y -25 V. La Figura 7.24 muestra la tensión de ruptura en función de la temperatura para la muestra implantada sólo con Mg, que se ajusta a una expresión

$$V_B = V_{B0} [1 + \beta(T - T_0)] \quad [7.4]$$

con  $\beta = 1.76 \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$  ( $2 \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$  para la unión co-implantada con P), valor muy cercano al que encontraron Conjeaud et al.<sup>8</sup> ( $1.33 \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ ) y Takanashi y Horikoshi ( $2 \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ ).<sup>30</sup> Por otra parte, el coeficiente térmico positivo indica que el mecanismo de ruptura es de avalancha. Para este tipo de mecanismo, existe una expresión empírica que relaciona el gap del semiconductor ( $E_g$ ) y el dopado en la zona menos dopada (N) con la tensión de ruptura ( $V_B$ ):<sup>1</sup>

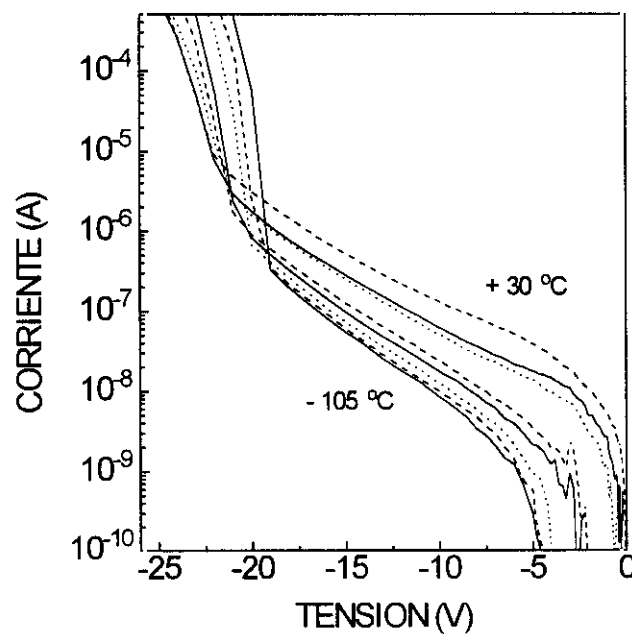
$$V_B = 60 \left[ \frac{E_g}{1.1} \right]^{3/2} \left[ \frac{N}{10^{16}} \right]^{-3/4} \quad [7.5]$$

Utilizando en esta expresión los valores de  $V_B = 26 \text{ V}$  y el gap del InP, resulta un dopado de  $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  para la zona n, que es ligeramente baja comparada con la concentración media esperada para la implantación de Si con  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$  teniendo en cuenta

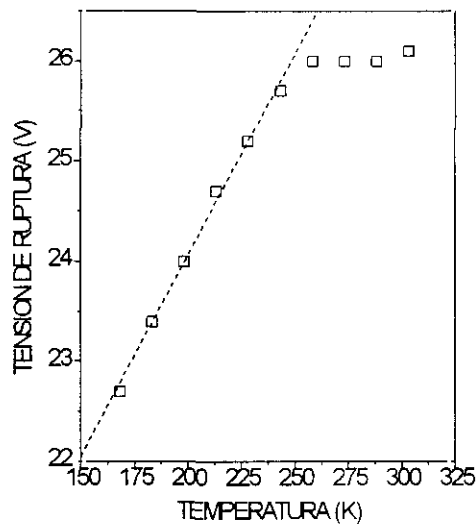


**Figura 7.22:** Características i-v inversas en función de la temperatura (-105, -90, -75, -60, -45, -30, -15, 0, 15 y 30 °C) para una unión implantada con Mg y Si y recocida a 875 °C durante 10 s.

una activación del 50 % (típica para estas dosis, como se explicó en el Capítulo 4 de esta tesis), que sería más cercana a  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . La diferencia entre ambos valores podría deberse al efecto de difusión hacia el interior del Mg, que en este caso actuaría compensando una parte de los portadores introducidos por el Si.

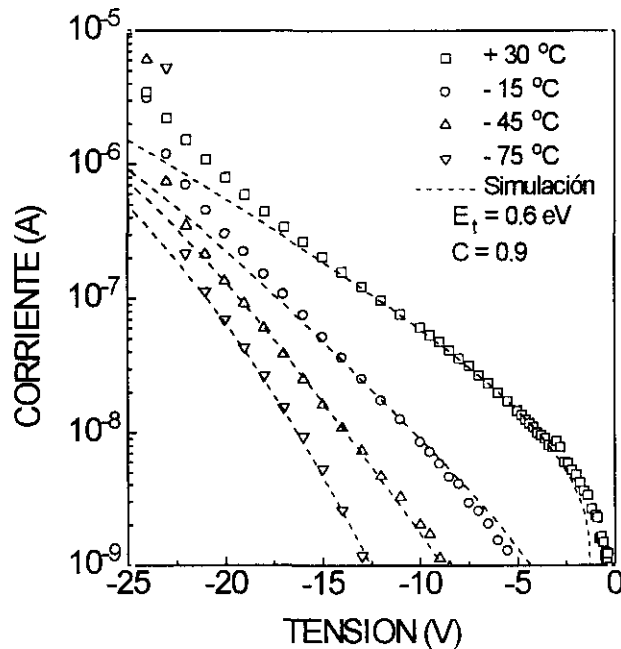


**Figura 7.23:** Características i-v inversas en función de la temperatura (-105, -90, -75, -60, -45, 0, 15 y 30 °C) para una unión co-implantada con Mg/P y Si y recocida a 875 °C durante 10 s.

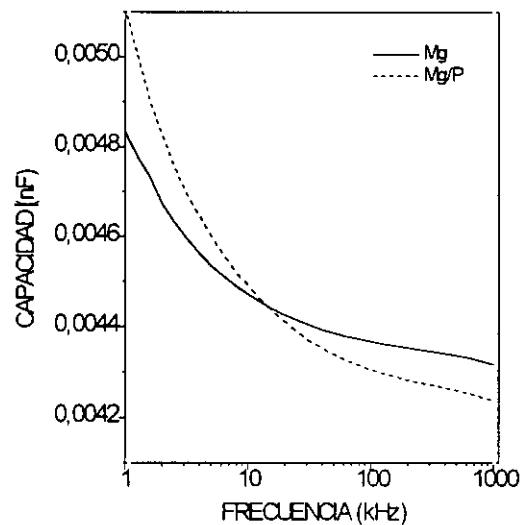


**Figura 7.24:** Evolución con la temperatura de la tensión de ruptura de la unión realizada por implantación de Mg y Si en InP:Fe recocida a 875 °C durante 10 s.

La adecuación del mecanismo de túnel por trampas asistido térmicamente para explicar las características inversas de esta uniones, demostrada ya en algunas figuras anteriores, resulta aún más clara a la vista de la Figura 7.25, donde se muestran las características a diferentes temperaturas de la unión anterior junto a la simulación calculada, en la que se ha variado la temperatura manteniendo fijos los demás parámetros.



**Figura 7.25:** Simulación mediante un mecanismo de túnel asistido térmicamente de las características en inversa de una unión p-n realizada por implantación (Mg, Si) en InP:Fe.



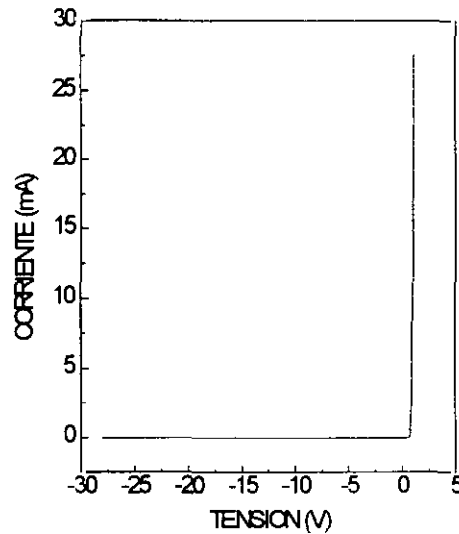
**Figura 7.26:** Capacidad frente a la frecuencia para las uniones implantadas en InP:Fe (Mg ó Mg/P y Si).

Como se vé, el acuerdo entre medidas y simulación es excelente en un margen de temperaturas de 100 K utilizando los parámetros  $E_t = 0.6$  eV (con un margen de error de  $\pm 0.03$  eV) y  $C = 0.9$  (que representa una  $m_t = 0.58 m_e$ , es decir, que la masa efectiva del electrón en la trampa es muy superior a la masa efectiva del electrón en la banda,  $0.074 m_e$ ). La simulación no resulta tan adecuada a altas tensiones (por encima de  $-20$  V), debido a la aparición de la ruptura de la unión. Por su energía ( $0.6 \pm 0.03$  eV), la trampa de la simulación podría deberse al nivel introducido por el Fe, aproximadamente en  $0.63$  eV,<sup>31</sup> presente con alta concentración en estas uniones, al ser InP semi-aislante (dopado con Fe) el substrato utilizado.

En la Figura 7.26 se muestran las medidas de capacidad de estas uniones. El valor tan bajo (4 pF) a alta frecuencia demuestra que estas medidas no tienen un significado físico muy claro ya que, teniendo en cuenta el área y el dopado, la capacidad de la unión debería ser al menos de un orden de magnitud superior. Esta dificultad aparece debido tanto a la geometría de la unión (planar) como a la elevada resistencia serie de las uniones, por su construcción. Las medidas de espectroscopía de admitancias ó DLTS resultan imposibles con este tipo de uniones, de modo que se utilizaron las uniones en material conductor, con geometrías transversales, para realizar estas caracterizaciones.

## 7.6. UNIONES p<sup>+</sup>-n EN MATERIAL NO DOPADO

Para obtener las zonas p de estas uniones se utilizaron implantaciones de Mg a 80 keV con dosis de  $10^{14}$  cm<sup>-2</sup>, y en algunos caso se utilizaron co-implantaciones de P (a 120 keV con  $10^{14}$  cm<sup>-2</sup>). La zona n fué la del substrato, con  $n \approx 2 \times 10^{15}$  cm<sup>-2</sup> y  $\mu \approx 4000$  cm<sup>2</sup>/Vs (valores medidos con nuestra sistema, coincidentes con los del fabricante), aunque en algunos casos se utilizaron implantaciones de Si a 400 keV con  $10^{13}$  cm<sup>-2</sup>, para ver el efecto de la implantación adicional de Si. Como se detalla en el Apartado 7.2, las geometrías utilizadas fueron diversas, con uniones cuadradas (dimensiones entre 100 x



**Figura 7.27:** Característica i-v (en escala lineal) de una unión implantada (Mg) en InP no dopado, recocida por RTA a 875 °C durante 10 s.

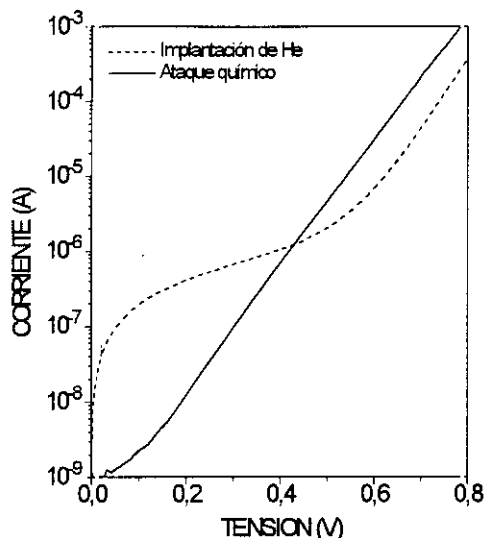
100 y 500 x 500  $\mu\text{m}^2$ ) y circulares (diámetro 1 mm). En todos los casos se comentarán primero las características de las uniones aisladas entre sí mediante implantación de He, y luego las de las aisladas utilizando ataque químico, que como se demostrará resultó ser más efectivo. Los datos que se presentan en este apartado, excepto que se especifique lo contrario, corresponderán a uniones encapsuladas en TO-5 con área de 400 x 400  $\mu\text{m}^2$  ( $1.6 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ ).

En la Figura 7.27 se muestra la característica de una de estas uniones en escala lineal, que da una idea de las características rectificantes de estas uniones.

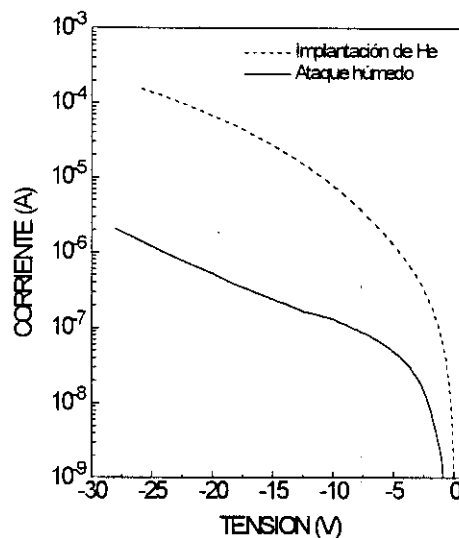
### 7.6.1. Medidas en continua

En las Figuras 7.28 y 7.29 se muestran las características en directa e inversa de dos uniones (de diferentes áreas) obtenidas con idénticas implantaciones y tratamientos de recocido, pero aisladas utilizando ataque químico (estructuras mesa) o implantación de He (a 60 keV con dosis de  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ). El factor diodo y la resistencia serie son parecidos en ambas, pero en la aislada por implantación aparece una resistencia en paralelo de un valor  $5 \times 10^6 \Omega$ , mientras que en inversa la unión aislada mediante implantación de He tiene una corriente más elevada, que se puede atribuir a esa resistencia en paralelo. El sentido físico de esa resistencia en paralelo es la conducción a través de la zona implantada: a pesar de la alta resistividad conseguida por la implantación, la resistencia que presenta la unión para tensiones inversas y pequeñas tensiones en directa es mucho mayor que la de la zona implantada. De hecho, teniendo en cuenta una resistividad de  $10^7 \Omega\text{cm}$  para la zona dañada por la implantación, el perímetro de las uniones ( $4 \times 500 \mu\text{m}$ ) y un espesor de unos 4000 Å, el "borde" conductor que, rodeando a la unión, daría una resistencia de  $5 \times 10^6 \Omega$  sería de unas 4  $\mu\text{m}$ .

La Tabla 7.II muestra los valores del factor diodo  $n$  y la corriente inversa de saturación  $I_0$  para algunas de las uniones obtenidas, ya con aislamiento por ataque



**Figura 7.28:** Características en directa de dos uniones implantadas (Mg/P) en InP no dopado, recocidas a 875 °C durante 10 s, con diferentes tratamientos de aislamiento.



**Figura 7.29:** Características en inversa de dos uniones implantadas (Mg/P) en InP no dopado, recocidas a 875 °C durante 10 s, con diferentes tratamientos de aislamiento.

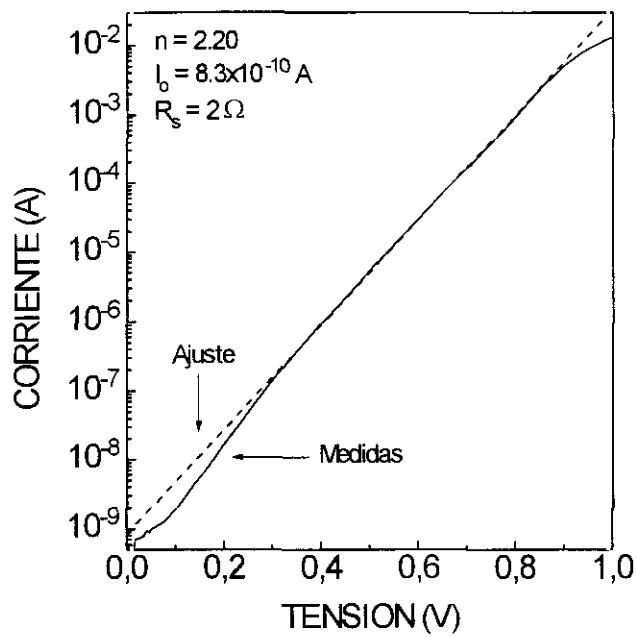
químico, que serán las que se comentarán a continuación. El factor diodo es en todas ellas prácticamente  $n = 2$ , indicando una conducción en directa dominada por el mecanismo de recombinación, como en el caso de las uniones en material semi-aislante del apartado anterior.

La Figura 7.30 muestra la característica en directa de una unión implantada sólo con Mg y recocida a 875 °C durante 10 s. El ajuste a una característica de diodo con  $n = 2.2$  es prácticamente perfecto, con tan sólo una ligera desviación a altas corrientes debido a la resistencia serie, que en estas uniones es muy pequeña (en la de la figura, aproximadamente 2  $\Omega$ ).

Zona p	Dosis de Si ( $\times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ )	Ciclo de RTA (°C / s)	n	$I_0$ (A)	Area ( $\text{cm}^2$ )
Mg	-	875/5	2.02	$1.9 \times 10^{-10}$	$1.6 \times 10^{-3}$
		875/10	2.20	$8.3 \times 10^{-10}$	
		875/10	2.05	$7.4 \times 10^{-10}$	$7.8 \times 10^{-3}$
	1	875/10	2.5	$6.08 \times 10^{-8}$	$1.6 \times 10^{-3}$
Mg/P	-	875/5	1.99	$1.6 \times 10^{-10}$	$1.6 \times 10^{-3}$
		875/10	2.04	$3.7 \times 10^{-10}$	
		875/10	1.92	$1.5 \times 10^{-9}$	$7.8 \times 10^{-3}$
		1	875/10	2.00	$3.3 \times 10^{-9}$

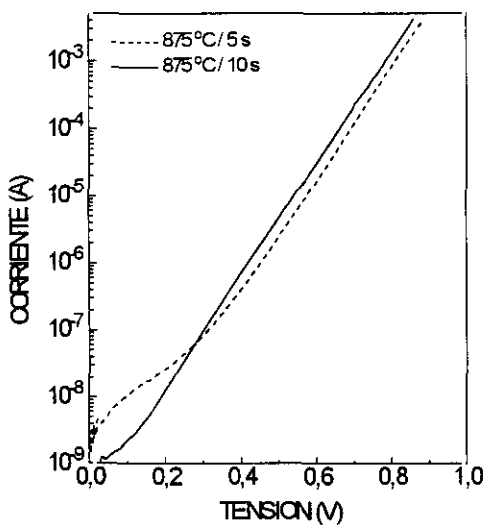
**Tabla 7.II:** Factor diodo, corriente inversa de saturación y área de las uniones realizadas en InP no dopado ( $n \approx 2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ), para las diferentes dosis de Si y ciclos de RTA utilizados. La zona p se obtuvo con implantaciones de Mg a 80 keV con dosis  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$  y, en algunos casos, con co-implantación adicional de P (120 keV,  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ).



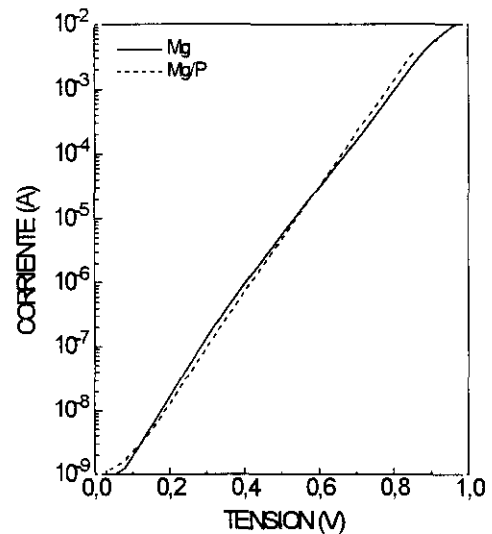


**Figura 7.30:** Característica i-v en directa de una unión p-n realizada por implantación de Mg en InP no dopado, recocida por RTA a 875 °C durante 10 s.

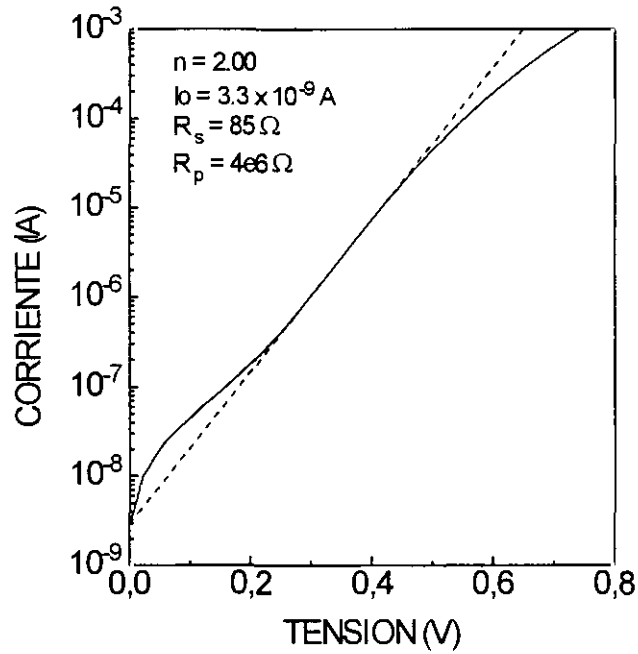
Los efectos del tiempo de recocido (5 ó 10 s) y de la co-implantación con P son casi inapreciables en estas características, como se puede ver en las Figuras 7.31 y 7.32, respectivamente.



**Figura 7.31:** Efecto del tiempo de RTA sobre las características en directa de uniones p-n realizadas por implantación de Mg/P en InP no dopado.

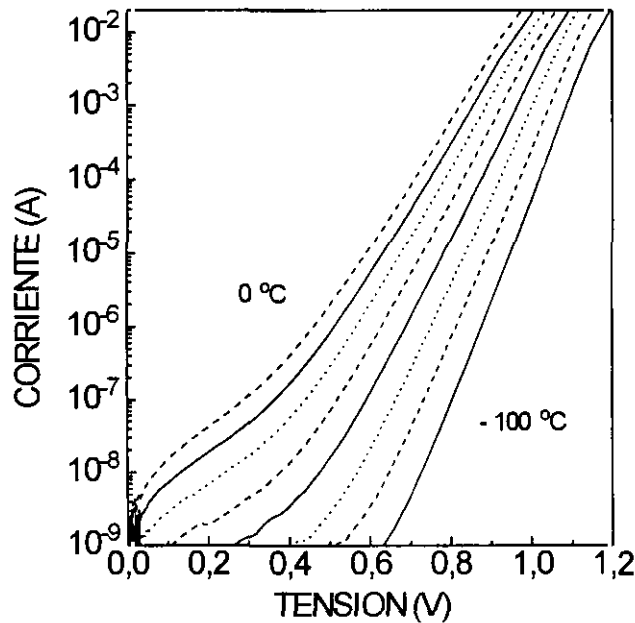


**Figura 7.32:** Efecto de la co-implantación de P sobre las características en directa de uniones p-n realizadas por implantación (Mg ó Mg/P) en InP no dopado, recocidas por RTA a 875 °C durante 10 s.

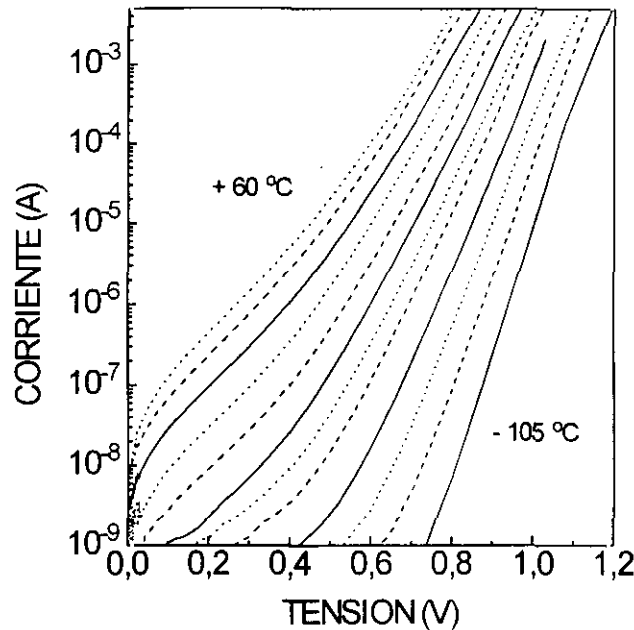


**Figura 7.33:** Característica i-v en directa de una unión obtenida por implantación de Mg/P y Si en InP no dopado, recocida a 875 °C durante 10 s.

Las uniones con implantación adicional de Si, por el contrario, sí que resultaron diferentes de las anteriores. En la Figura 7.33 se presenta la característica en directa de una de estas uniones, donde se puede apreciar una clara resistencia paralelo ( $R_p = 4 \times 10^6 \Omega$ ) y serie ( $R_s = 85 \Omega$ ), así como una elevada corriente inversa de saturación comparada con las



**Figura 7.34:** Características i-v en directa, en función de la temperatura (-100, -85, -70, -55, -40, -25, -10 y 0 °C), para una unión obtenida por implantación de Mg en InP no dopado, y recocida a 875 °C durante 10 s.



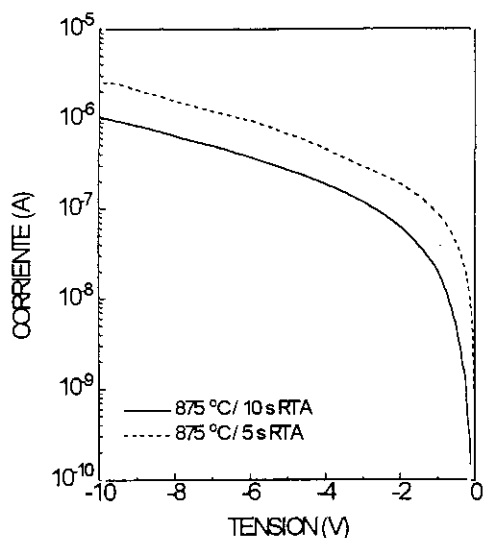
**Figura 7.35:** Características i-v en directa, en función de la temperatura (-105, -90, -75, -60, -45, -30, -15, 0, 15, 30, 45 y 60 °C), para una unión obtenida por co-implantación de Mg y P en InP no dopado, y recocida a 875 °C durante 10 s.

uniones sin implantación de Si. Este valor superior de la corriente inversa de saturación indica una mayor concentración de trampas en el gap, lo cual es razonable teniendo en cuenta el daño adicional producido por la implantación de Si, y que, además, la región de máximo daño de esta implantación está en la zona de la unión. La resistencia serie se puede también explicar por una menor concentración de huecos en superficie, debido a la compensación por la implantación de Si.

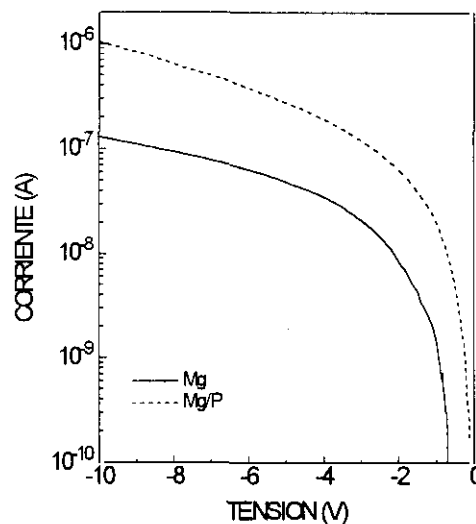
Las Figuras 7.34 y 7.35 muestran las características en directa a diferentes temperaturas para uniones (de 1 mm de diámetro) sin y con co-implantación de Si, respectivamente. En ambas uniones, y como en el caso de las uniones del apartado anterior, el factor diodo fué de  $n = 2$  hasta -100 °C, y a partir de esa temperatura comenzó a bajar. Del mismo modo, como en el caso de las uniones realizadas por doble implantación en sustrato semi-aislante, la energía de activación de la corriente inversa de saturación resultó ser de 0.75 eV, indicativa de un mecanismo de recombinación.

Las características en inversa de estas uniones son muy semejantes a las de las obtenidas en material semi-aislante, excepto por la no aparición de la ruptura de la unión, ya que en estas uniones el dopado de la zona n es mucho menor,  $2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  frente a  $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  de las obtenidas en material semi-aislante. Las Figuras 7.36 y 7.37 muestran estas características en función de la temperatura de recocido y de la co-implantación con P. De nuevo, las uniones recocidas con tiempos menores y las co-implantadas con P resultan tener una mayor concentración de trampas. La situación cambia con la implantación adicional de Si, como se puede ver en la Figura 7.38. Esta diferencia tan notable se puede explicar por dos efectos:

- En primer lugar, la implantación adicional de Si hace que la concentración media de portadores en la zona n sea aproximadamente de  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , dos órdenes de magnitud



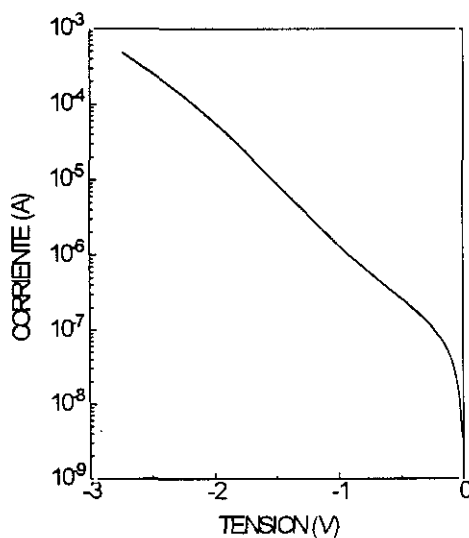
**Figura 7.36:** Efecto del tiempo de recocido sobre las características en inversa de uniones implantadas en InP no dopado (Mg).



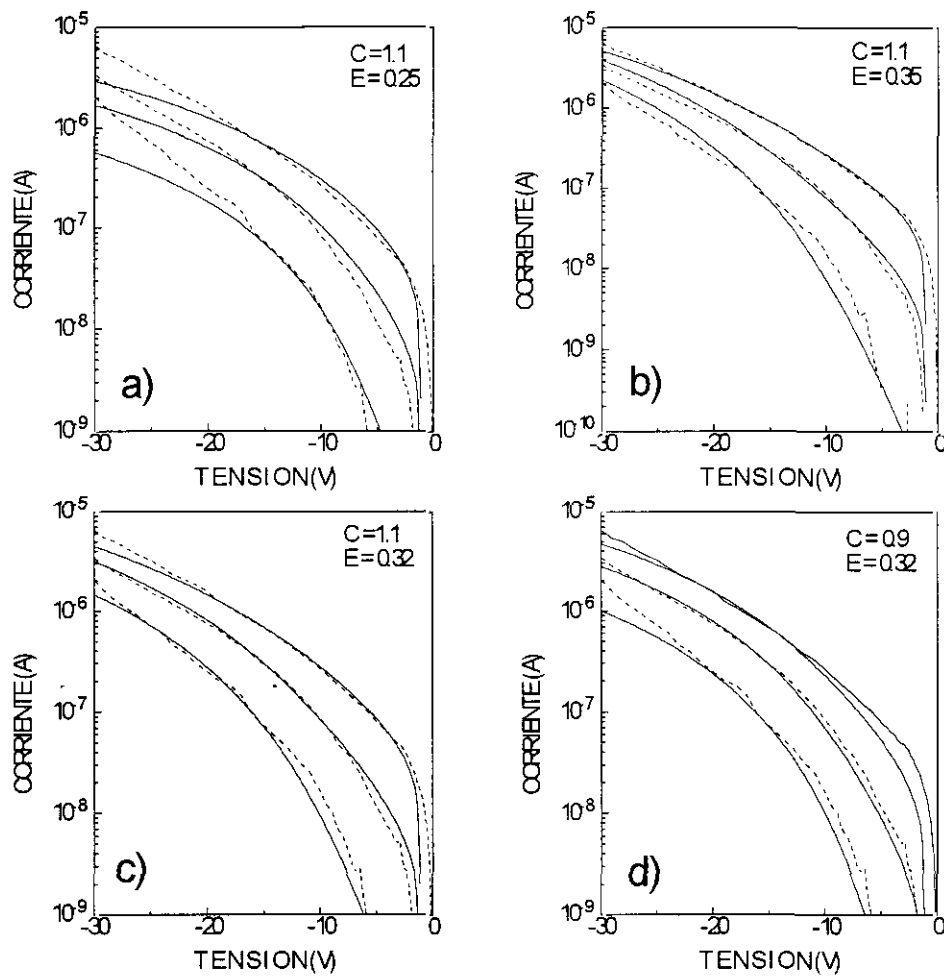
**Figura 7.37:** Efecto de la co-implantación con P sobre las características en inversa de uniones implantadas en InP no dopado (Mg ó Mg/P), recocidas a 875 °C durante 10 s.

superior a la del material tipo n sin implantación de Si. Häussler y Römer<sup>11</sup> encontraron un comportamiento muy similar en sus uniones, y demostraron que la magnitud del campo eléctrico en la unión, muy influida por el nivel de dopado, influye considerablemente en la corriente de pérdidas, efecto que ya se comprobó en el apartado anterior, con las simulaciones de uniones obtenidas con diferentes dosis de Si.

- Además, la zona de máximo daño de la implantación n se encuentra aproximadamente en  $0.8 \Delta R_p = 3800 \text{ \AA}$ , la región donde se debe encontrar la unión entre las zonas p y n.

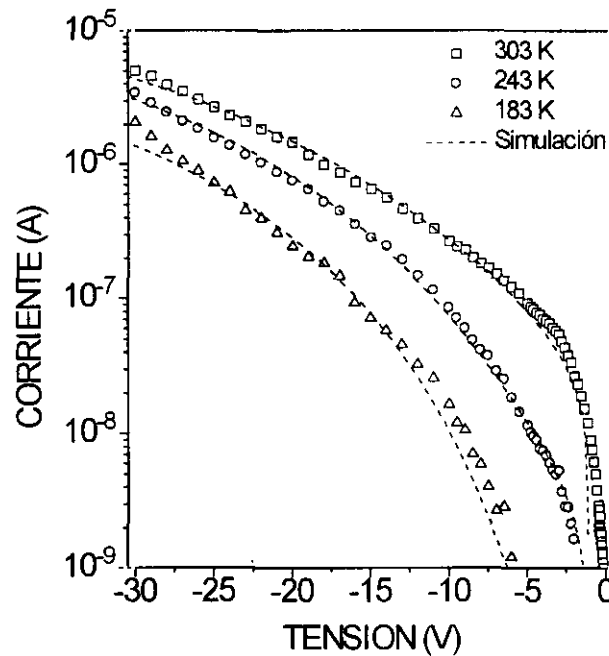


**Figura 7.38:** Característica i-v en inversa de una unión p-n obtenida por implantación de Mg/P y Si en InP no dopado, recocida a 875 °C durante 10 s.



**Figura 7.39:** Diferentes ajustes para las características en inversa en función de la temperatura (-90, -30 y +30 °C) de una unión obtenida por implantación de Mg en InP no dopado. Las variaciones en los parámetros (E y C) muestran la influencia en los resultados de cada uno de ellos.

El comportamiento de la corriente inversa de estas uniones en función de la temperatura se simuló utilizando de nuevo un mecanismo de túnel asistido térmicamente. En este caso, el nivel de energía obtenido para la simulación fue de 0.32 eV ( $\pm 0.01$ ) con  $C = 1.0$  (es decir,  $m_t = 0.014 m_e$ ), para una unión implantada sólo con Mg y recocida a 875 °C durante 5 s. La Figura 7.39 (a, b, c y d) presenta la simulación con parámetros diferentes de los finales, donde se puede apreciar la clara adecuación de los parámetros presentados como finales, como se puede ver en la Figura 7.40. En los apartados siguientes se presentan las caracterizaciones por espectroscopía de admitancias y DLTS de estas uniones. En ambas caracterizaciones aparece un nivel en el entorno de 0.32 eV (0.35 eV con espectroscopía de admitancias y 0.31 con DLTS), que probablemente es el mismo que se ha obtenido por esta simulación de las características en inversa de estas uniones.

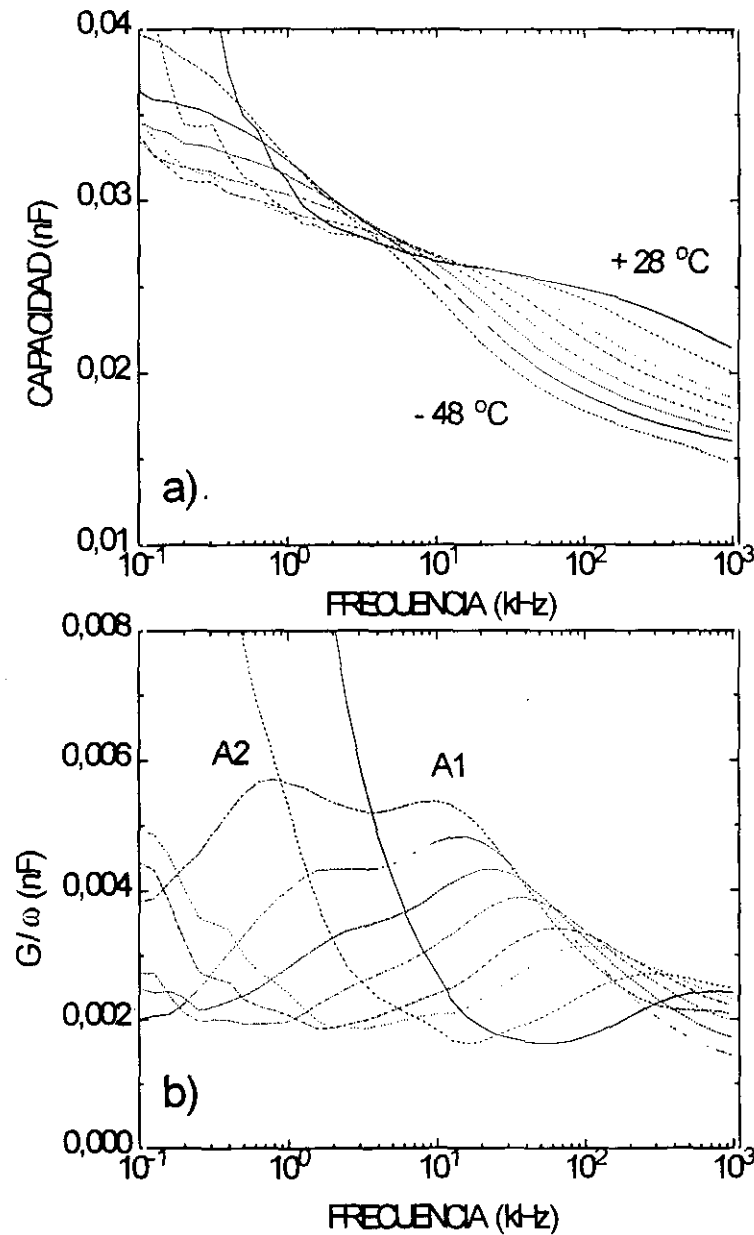


**Figura 7.40:** Simulación mediante un mecanismo de conducción de túnel asistido térmicamente de las características i-v en inversa en función de la temperatura (-90, -30 y +30 °C) de una unión realizada por implantación de Mg en InP no dopado, recocida a 875 °C durante 5 s.

### 7.6.2. Espectroscopía de admitancias

Todas las medidas de espectroscopía de admitancias se hicieron con la unión a 0 V, con un promediado de 32 medidas individuales, como se comentó en el Apartado 3.6.5 dedicado a las técnicas experimentales.

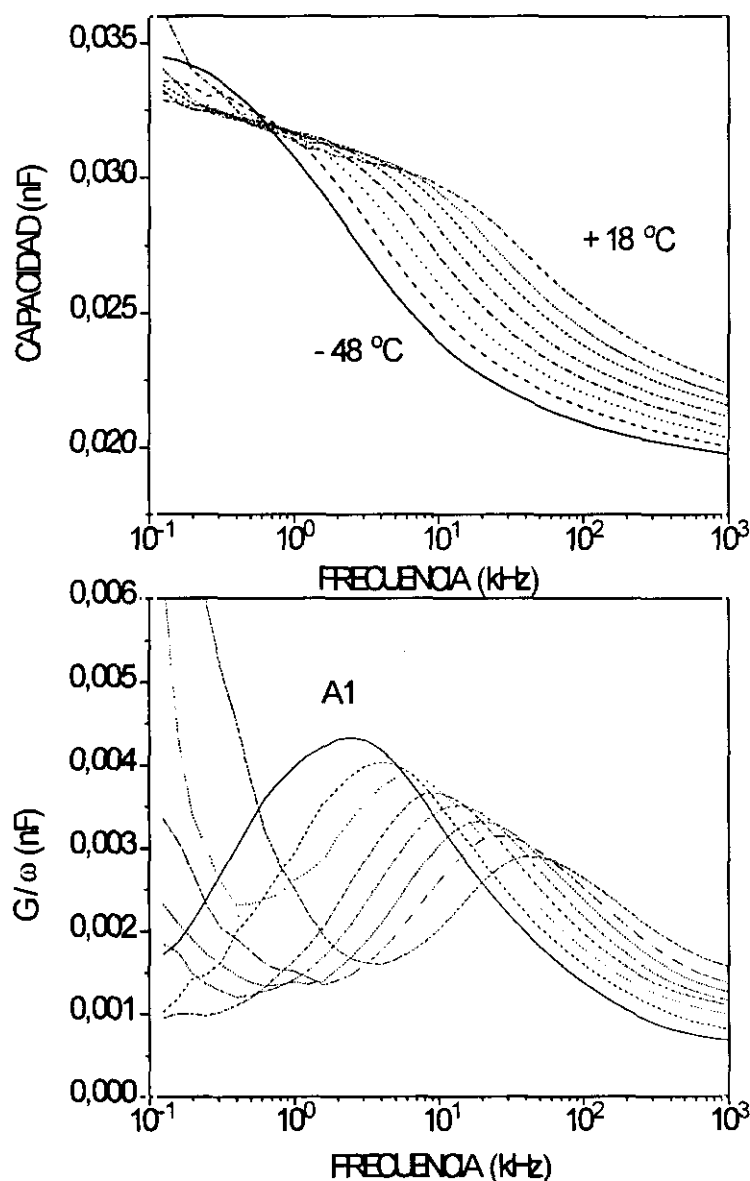
La capacidad (a) y  $G/\omega$  (b) (donde G es la conductividad) frente a la frecuencia para dos de las uniones aisladas mediante implantación de He, obtenidas por implantación de Mg y recocidas a 875 °C durante 5 ó 10 s se muestran en las Figuras 7.41 y 7.42, respectivamente. La muestra recocida durante 5 s presenta claramente dos niveles, uno (A1) a 0.20 eV de la banda de conducción que aparece desde temperatura ambiente, y otro (A2) a 0.35 eV, que empieza a aparecer a 252 K. Por el contrario, la recocida durante 10 s tan sólo muestra la presencia de uno, el A1 de energía de activación 0.20 eV (Figura 7.43). Esto indica que el nivel de 0.35 eV podría ser debido a defectos producidos por la implantación, que desaparecen tras recocidos durante tiempos mayores. Esta hipótesis se verá confirmada con las medidas de DLTS del siguiente subapartado.



**Figura 7.41:** Medidas de espectroscopía de admitancias (capacidad y conductividad/ $\omega$ , a temperaturas -48, -39, -30, -21, -9, 0, 15 y 28 °C) de una unión obtenida por implantación de Mg en InP no dopado, tras un RTA a 875 °C durante 5 s, y aislada mediante implantación de He.

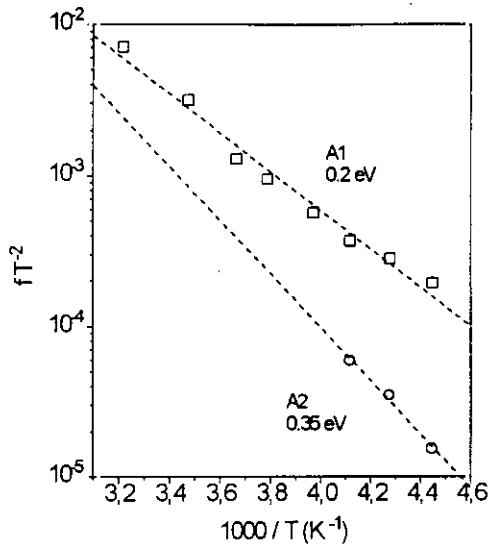
En cuanto al origen del nivel A1, hay que destacar que no aparece en las uniones tipo mesa, lo que indica que su origen podría estar ligado a la conducción a través de la zona aislada por la implantación de He. La concentración que se obtiene para este nivel, utilizando la expresión [3.30] con un  $E_F = 0.15$  eV (el obtenido para una concentración de donores de  $2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ , que es la presente en la zona n de la unión) y  $V_{bi} = 1.1$  eV, obtenido por medidas  $1/C^2$  frente a V (Figura 7.44), es bastante elevada,  $3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ .

Aunque el dañado generado por una implantación como la de He crea un continuo de niveles en el gap, diversos autores<sup>32,33,34</sup> obtuvieron unos niveles profundos muy determinados tras implantaciones de aislamiento con H (a 0.18 eV) y O (a 0.27 eV) en InP tipo n. El nivel en 0.20 eV obtenido por las medidas de espectroscopía de admitancias podría deberse, pues, al nivel introducido por la implantación de He. El hecho de que estas medidas se hayan realizado en ausencia de polarización refuerza aún más esta hipótesis ya que, como demostraron las características i-v de estas uniones (Figura 7.28), a bajas tensiones en directa domina la conducción por la zona implantada con He. Esto explicaría también la elevada concentración medida para este nivel.

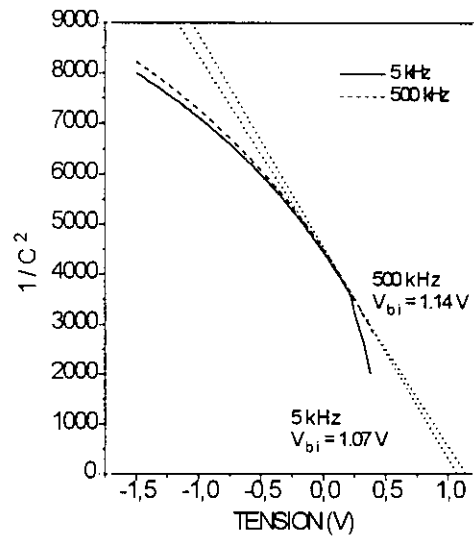


**Figura 7.42:** Medidas de espectroscopía de admitancias (capacidad y conductividad/ω, a temperaturas -48, -38, -28, -18, -9, 0, 8 y 18 °C) de una unión obtenida por implantación de Mg en InP no dopado, tras un RTA a 875 °C durante 10 s, y aislada mediante implantación de He.



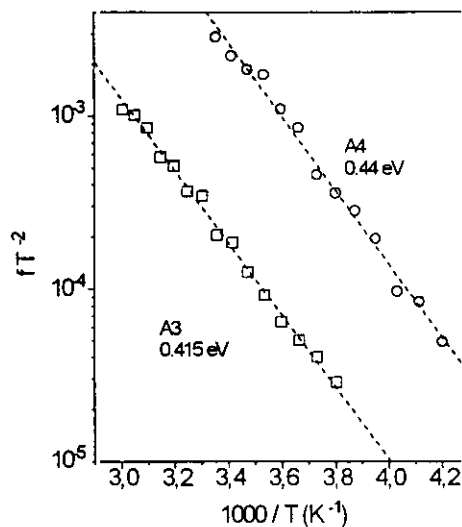


**Figura 7.43:** Plot de Arrhenius de los niveles encontrados en las muestras de las figuras 7.41 y 7.42.

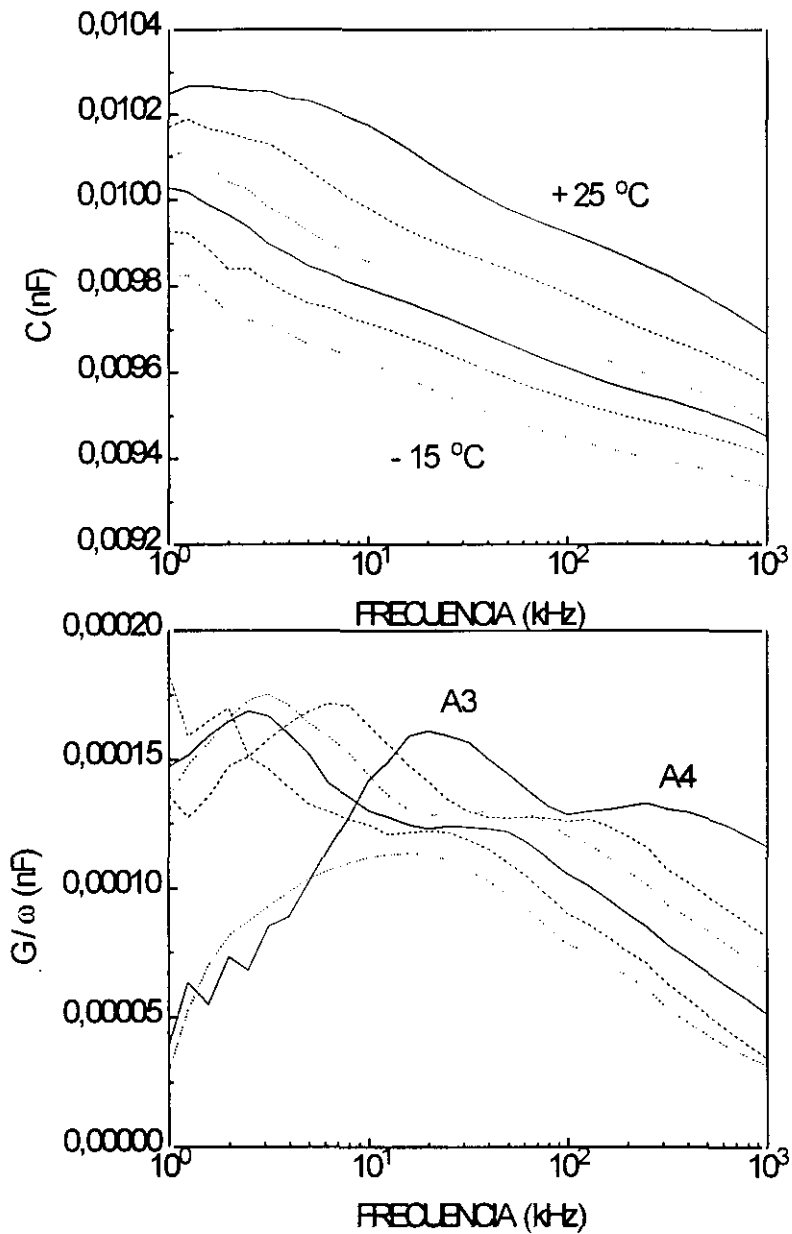


**Figura 7.44:** Medidas de capacidad frente a tensión de polarización en una unión obtenida por implantación de Mg y P en InP no dopado recocida a 875 °C durante 10 s.

En el caso de las uniones tipo mesa, se obtuvieron niveles diferentes. En la Figura 7.45 se muestran  $C$  y  $G/\omega$  para una unión implantada sólo con Mg y recocida a 875 °C durante 10 s. Las curvas de  $G/\omega$  de estas muestras, muy complicadas de medir debido a los bajos valores de conductividad, se obtuvieron aplicando las transformaciones de Kramers-Kronig a las medidas de capacidad, mucho más fiables que las de conductividad.<sup>35</sup> Como se puede ver, aparecen dos niveles A3 y A4 que tienen energías de activación de 0.415 y 0.44 eV (Figura 7.46), respectivamente. Estos niveles, muy semejantes a dos de los

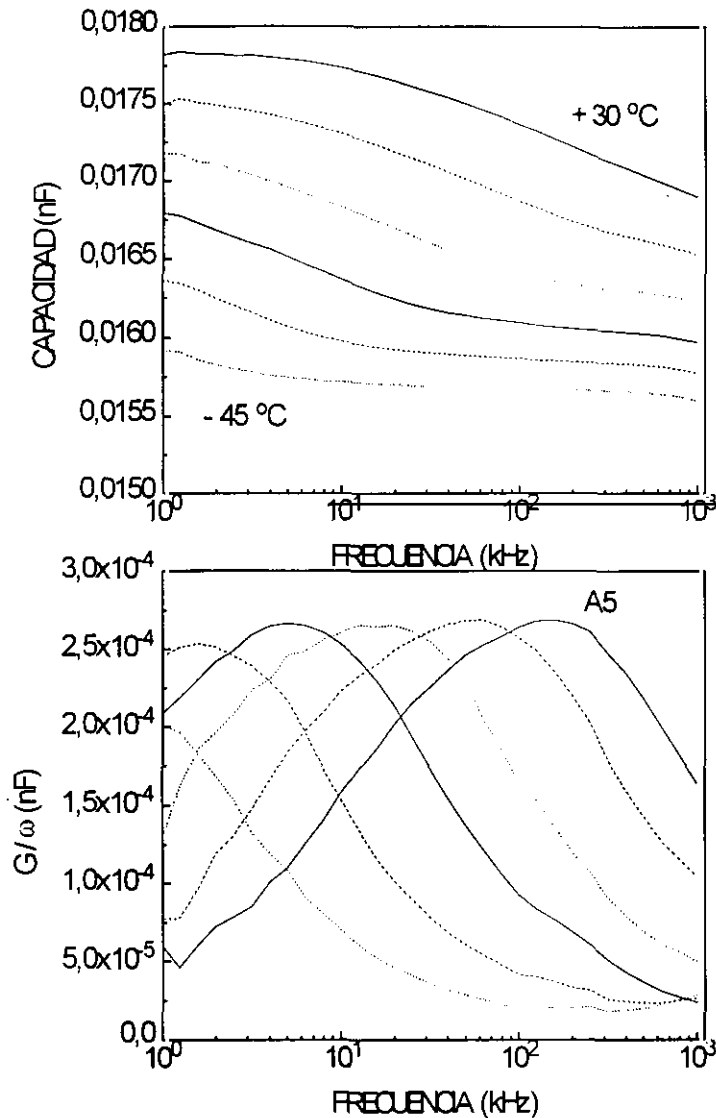


**Figura 7.46:** Plot de Arrhenius de los niveles encontrados por espectroscopia de admitancias en la unión de la Figura 7.45.



**Figura 7.45:** Medidas de espectroscopía de admitancias (capacidad y conductividad/ $\omega$ , a temperaturas -15, -10, -5, 0, 5, 10 y 15 °C) de una unión obtenida por implantación de Mg en InP no dopado, tras un RTA a 875 °C durante 10 s, y aislada mediante ataque químico.

obtenidos en el material sin implantar pero tratado por RTA (0.425 y 0.45 eV, Figura 7.7), y que aparecerán también por DLTS en las uniones implantadas, podrían ser defectos intrínsecos producidos por el tratamiento de RTA, como se comentó tras su aparición en la muestra no implantada pero sometida a un tratamiento de RTA. La pequeña diferencia entre los valores de la energía de los niveles dado por cada técnica entraría dentro del margen de error en la determinación de estos valores, e incluso podría deberse a las diferentes condiciones eléctricas de la unión en cada medida (la unión está polarizada a -2



**Figura 7.47:** Medidas de espectroscopía de admitancias (capacidad y conductividad/ $\omega$ , a temperaturas -45, -30, -15, 0, 15 y 30 °C) de una unión obtenida por implantación de Mg/P en InP no dopado, tras un RTA a 875 °C durante 5 s, y aislada mediante ataque químico.

V en la medida de DLTS, mientras que la medida de espectroscopía de admitancias se hace en ausencia de polarización), como ha sido referido por algunos autores.<sup>36</sup>

Para el caso de una unión obtenida por co-implantación de P y RTA a 875 °C durante 5 s se obtuvieron las medidas de  $C$  y  $G/\omega$  de la Figura 7.47. En este caso, la energía de activación del nivel obtenido (A5) es de 0.46 eV, que de nuevo podría corresponder a la del nivel en el entorno de 0.45 eV obtenido de las medidas anteriores.

Las concentraciones obtenidas para estos niveles fueron del orden de un 5 % de la concentración de portadores en la zona n. Por otra parte, el hecho de que en ninguna de las uniones aisladas mediante ataque químico aparezca el nivel en 0.20 eV parece demostrar que el origen de éste sería el aislamiento por implantación de He.

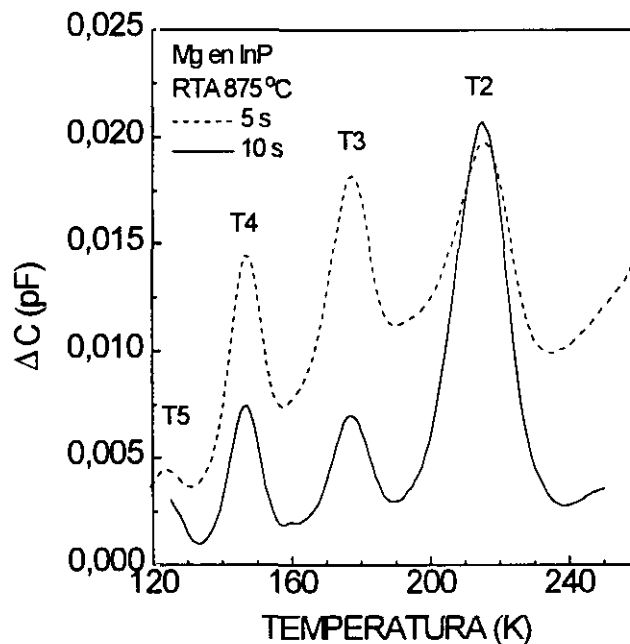
### 7.6.3. DLTS

En todos los casos que se presentan a continuación, las curvas DLTS se obtuvieron utilizando una ventana de 57.7 ms, y no se aplicó ningún tipo de tratamiento matemático para suavizar las medidas obtenidas.

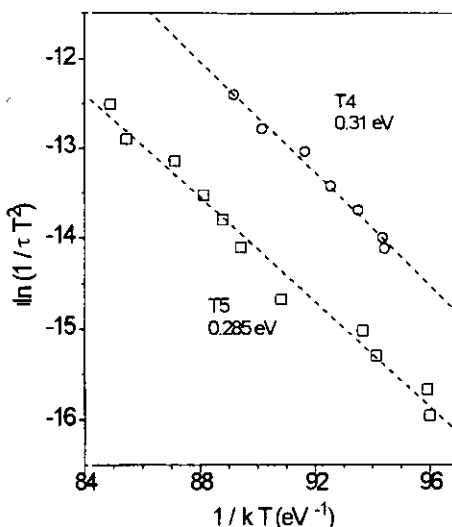
Las curvas DLTS de una unión obtenida por implantación de Mg en InP recocida a 875 °C durante 5 ó 10 s se muestran en la Figura 7.48. Los cuatro niveles presentes en la unión recocida durante 5 s se han designado por T2, T3, T4 y T5. Como se puede ver en esta figura, y a pesar de que las comparaciones directas entre intensidades de los espectros deben tomarse con precaución, resulta claro que el recocido durante 10 s hace disminuir la intensidad de los picos, que está directamente relacionada con la concentración de trampas de cada nivel. Esto indica que el recocido con tiempos más elevados reduce la concentración de trampas presentes en la unión, tal y como ya se adelantó al comentar las características en inversa de estas uniones (Figuras 7.20 y 7.36). El pico T2 parece ser una excepción a este comportamiento.

Las energías correspondientes a los picos anteriores fueron 0.45 (T2), 0.425 (T3), 0.31 (T4) y 0.285 eV (T5), (los plots de Arrhenius correspondientes para los niveles T4 y T5 se muestran en la Figura 7.49) de modo que la asignación de T2 y T3 se corresponde con la realizada en la Figura 7.7 para los picos obtenidos en la unión Schottky del material no implantado y recocido a 875 °C durante 10 s. Esto quiere decir que los niveles producidos en el material por el recocido están también presentes en las uniones implantadas (de hecho se adivina también la presencia del pico en 280 K debido al nivel T1 de 0.6 eV, que no se pudo medir por la elevada conducción de las uniones), mientras que el origen de los niveles T4 y T5 es ya directamente la implantación.

Ninguno de los niveles obtenidos únicamente en las uniones implantadas (los



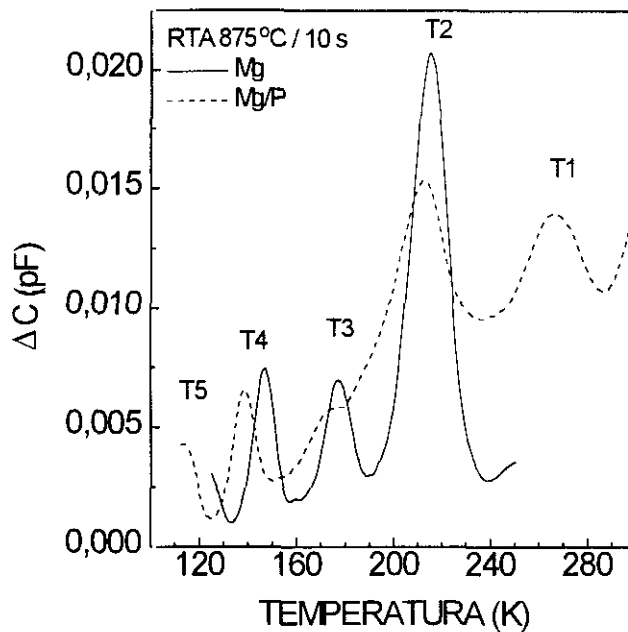
**Figura 7.48:** Espectros DLTS de uniones p-n realizadas por implantación de Mg en InP no dopado, recocidas por RTA a 875 °C durante 5 ó 10 s y aisladas mediante implantación de He.



**Figura 7.49:** Plot de Arrhenius de los niveles marcados como T4 y T5, obtenidos por las medidas de DLTS en las uniones implantadas.

marcados como T4 y T5) ha sido referido en la literatura, ya que no existe literatura alguna sobre caracterización por DLTS de uniones implantadas en InP. Como única referencia se podría considerar que la dispersión en frecuencia medida para la ganancia de un transistor JFET realizado por implantación en InP (utilizando Si para el canal), descrita por W. Kruppa et al.,<sup>37</sup> cuya energía de activación fue de 0.28 eV, podría deberse a uno de los niveles encontrados en este trabajo (el T5, en 0.285 eV). Con relación a su posible origen, lo más probable sería que fueran defectos intrínsecos del InP ( $P_{In}$ , vacantes, etc.), presentes en esta zona debido al daño creado por la implantación, aunque no sería descartable que fueran complejos de Mg, ya que su presencia en la zona n de la unión podría deberse a la difusión hacia el interior comentada en el Capítulo 5, aunque en el caso de estas uniones el mecanismo de difusión activado por la presencia de Fe (Apartado 5.3) no se daría, al ser el sustrato base no dopado. Por otra parte, y con relación al nivel T4, hay que recordar el resultado de la simulación de las características en inversa de estas uniones (Figura 7.40), que se explicó mediante un nivel de energía 0.32 eV, así como las medidas de espectroscopía de admitancias, que mostraron la presencia de un nivel a 0.35 eV (A2) que dejaba de verse en la muestra recocida durante 10 s (como se puede ver en las curvas de DLTS, el recocido durante 10 s hace disminuir muy claramente la intensidad del nivel T4). El nivel apuntado por todas estas técnicas muy bien podría ser el mismo, centrado en el entorno de 0.32 eV.

La Figura 7.50 muestra las curvas DLTS de dos uniones recocidas a 875 °C durante 10 s, y obtenidas una por implantación únicamente de Mg, y la otra con una co-implantación adicional de P. En ambas uniones se pueden observar los mismos picos (cinco niveles), designados como los de las figuras anteriores. Hay que destacar que los ligeros desplazamientos de sus posiciones de los picos T4 y T5 entre las dos muestras se pueden deber a la existencia de este elevado número de máximos, ya que pueden existir mecanismos de influencia mutua entre ellos que desplacen los picos. En el caso de la unión co-implantada con P se puede ver ya el nivel T1 (0.6 eV), presente en la unión Schottky de



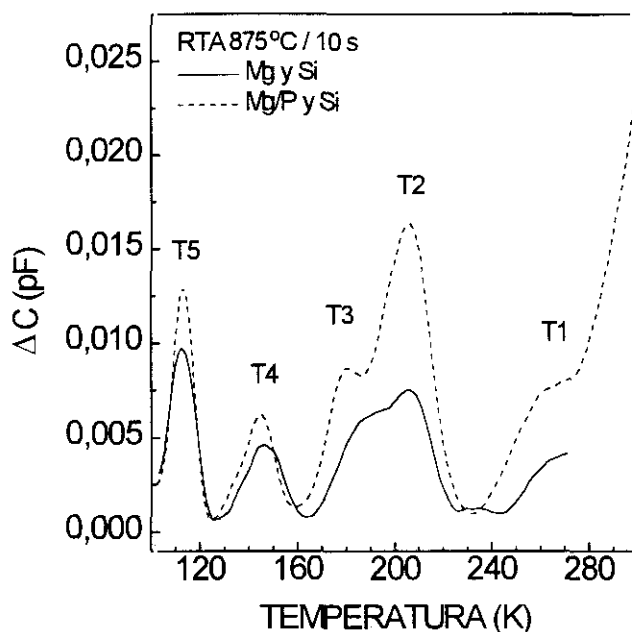
**Figura 7.50:** Espectros DLTS de uniones p-n realizadas por implantación de Mg ó Mg/P en InP no dopado, recocidas por RTA a 875 °C durante 10 s y aisladas mediante implantación de He.

material recocido sin implantar.

Por otra parte, en ambos espectros los picos aparecen sobre un "continuo" de emisiones (ya que la línea "base" de los picos crece con la temperatura), lo que queda mucho más claro en el caso de la unión co-implantada con P. La existencia de este continuo podría deberse a la implantación de He utilizada para aislar las diferentes uniones entre sí, que generaría un dañado en forma de continuo de niveles en el gap. El hecho de que no se observe por medidas de DLTS el nivel de 0.2 eV en estas uniones, que tan cláramente se puso de manifiesto con las medidas de espectroscopía de admitancias (nivel A1 del subapartado anterior) y que se identificó como debido a la implantación de He, se puede deber a que es un nivel demasiado superficial para que una técnica como DLTS pueda detectarlo con facilidad, al menos con medidas a temperaturas por encima de 100 K.

Las curvas de DLTS de uniones obtenidas por implantación de Mg y de Mg y P, pero con una implantación adicional de Si a 400 keV con  $10^{13}$  cm<sup>-2</sup> (para la zona n), se pueden ver en la Figura 7.51. El aislamiento de estas uniones se hizo por ataque químico y, como se puede apreciar en la figura, el continuo de emisiones comentado en el párrafo anterior no se observa, lo que sin duda prueba la explicación de este efecto como debido al dañado creado por la implantación de He utilizada para el aislamiento.

En comparación con las curvas anteriores, se puede comprobar que los picos T4 y T5 (los originados por la implantación) son ahora mucho más intensos. La hipótesis de que el origen de estos niveles sean defectos intrínsecos queda así reforzada, ya que la implantación adicional de Si, por su elevada energía, tiene su región de máximo dañado en la zona de la unión. De este modo, la concentración de niveles debidos a defectos como los creados típicamente por el dañado de la implantación (vacantes, intersticiales, pares de Frenkel, etc.) aumentaría claramente, como ocurre a la vista de las curvas de la Figura 7.51. De hecho, en la unión obtenida con una implantación de P adicional la concentración



**Figura 7.51:** Espectros DLTS de uniones p-n realizadas por implantación de Mg ó Mg/P y Si en InP no dopado, recocidas por RTA a 875 °C durante 10 s y aisladas mediante ataque químico.

de estos niveles aumentó.

Las concentraciones típicas obtenidas por DLTS para estos niveles se situaron entre el 0.1 y el 2 % de la concentración de portadores en la zona n,  $2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , lo que da una concentración en el rango de  $2 \times 10^{12}$  a  $4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ .

Nivel	Energía (eV)	Técnica de medida	Posible origen
A1	0.2	Esp. Adm.	Debido al He
A2	0.35		El mismo que el T4
A3	0.415		El mismo que el T3
A4	0.44		El mismo que el T2
A5	0.46		El mismo que el T2
T1	0.6	DLTS	Debido al RTA
T2	0.45		Contaminación de Fe Debido al RTA
T3	0.425		Complejos con $V_p$ Debido al RTA
T4	0.31		$V_p$ ó complejos de $V_p$ Debido a la implantación
T5	0.285		Probablemente defecto intrínseco Debido a la implantación Probablemente defecto intrínseco

**Tabla 7.III:** Niveles profundos medidos por espectroscopia de admitancias y DLTS en las uniones implantadas, con los orígenes asignados tentativamente a cada uno.

Como resumen de estas medidas, la Tabla 7.III presenta los niveles obtenidos tanto por espectroscopía de admitancias como por DLTS en estas uniones, con los correspondientes orígenes y comentarios asignados para cada uno.

## 7.7. REFERENCIAS

- [1] S.M. Sze, "Physics of semiconductor devices", Wiley (Nueva York, 1981).
- [2] W. Shockley, Bell Syst. Tech. J. 28, 435 (1949).
- [3] C.T. Sah, R.N. Noyce y W. Shockley, Proc. IRE 45, 1228 (1957).
- [4] J.L. Moll, Proc. IRE 46, 1076 (1958).
- [5] J.J. Berenz, F.B. Fank y T.L. Hierl, Electron. Lett. 14, 683 (1978).
- [6] C.A. Armiento, J.P. Donnelly y S.H. Groves, Appl. Phys. Lett. 34, 229 (1979).
- [7] J.P. Donnelly, C.A. Armiento, V. Diadiuk y S.H. Groves, Appl. Phys. Lett. 35, 74 (1979).
- [8] A.L. Conjeaud, B. Orsal, A. Dhouib, R. Alabedra y L. Gousskov, J. Appl. Phys. 59, 1707 (1986).
- [9] P. Kringhoj, Mater. Sci. Engineer. B9, 315 (1991).
- [10] C.J. Keavney y M.B. Spitzer, Appl. Phys. Lett. 52, 1439 (1988).
- [11] W. Häußler y D. Römer, J. Appl. Phys. 67, 3400 (1990).
- [12] S.J. Kim, K.W. Wang, G.P. Vella-Coleiro, J.W. Lutze, Y. Ota y G. Guth, IEEE Electron Device Lett. 8, 518 (1987).
- [13] J.B. Boos, W. Kruppa y B. Molnar, IEEE Electron Device Lett. 10, 79 (1989).
- [14] K. Heime, "InGaAs field-effect transistors", Wiley (New York, 1989).
- [15] K.L. Jiao, capítulo 3 de "InP and related materials: processing, technology, and devices", A. Katz, ed. Artech house (Boston, 1992).
- [16] E.K. Kim, H.Y. Cho, J.H. Yoon, S.K. Min, Y.L. Jung y W.H. Lee, J. Appl. Phys. 68, 1665 (1990).
- [17] N. Yamamoto, K. Uwai y K. Takahei, J. Appl. Phys. 65, 3072 (1989).
- [18] A.A. Iliadis, S.C. Lai y E.A. Martin, Appl. Phys. Lett. 54, 1436 (1989).
- [19] O. Wada, A. Majerfeld y A.N.M.M. Choudhury, J. Appl. Phys. 51, 423 (1980).
- [20] M. Ogura, M. Mizuta, N. Hase y H. Kukimoto, Jpn. J. Appl. Phys. 23, 79 (1984).
- [21] M.A.A. Pudensi, K. Mohammed y J.L. Merz, J. Appl. Phys. 57, 2788 (1985).
- [22] K.L. Jiao, A.L. Soltyka y W.A. Anderson, Appl. Phys. Lett. 57, 1913 (1990).
- [23] A. Sibille y J.C. Bourgoin, Appl. Phys. Lett. 41, 956 (1982).
- [24] K. Ando y M. Yamaguchi, Appl. Phys. Lett. 47, 846 (1985).
- [25] A. Sibille, Appl. Phys. Lett. 48, 593 (1986).
- [26] J.J. Mares, J. Kristofik y V. Smid, Semicond. Sci. Technol. 7, 119 (1992).



- [27] N. Tabatabaie, G.E. Stillman, R. Chin y P.D. Dapkus, *Appl. Phys. Lett.* 40, 415 (1982).
- [28] A. Zemel y M. Gallant, *J. Appl. Phys.* 64, 6552 (1988).
- [29] J. Cheng, S.R. Forrest, B. Tell, D. Wilt, B. Schwartz y P. Wright, *J. Appl. Phys.* 58, 1787 (1985).
- [30] Y. Takanashi e Y. Horikoshi, *Jpn. J. Appl. Phys.* 20, 1907 (1981).
- [31] J. Cheng, S.R. Forrest, B. Tell, D. Wilt, B. Schwartz y P.D. Wriqth, *J. Appl. Phys.* 58, 1780 (1985).
- [32] S.J. Pearton, C.R. Abernathy, M.B. Panish, R.A. Hamm y L.M. Lunardi, *J. Appl. Phys.* 66, 656 (1989).
- [33] Y. Yuba, Y. Judai, K. Gamo y S. Namba, *Physica B* 116, 461 (1983).
- [34] L. He y W.A. Anderson, *J. Electron. Mater.* 21, 937 (1992).
- [35] C. Leon, J.M. Martin, G. González-Díaz y J. Santamaria, enviado para su publicación.
- [36] J.L. Pautrat, *Solid-State Electron.* 23, 6 (1980).
- [37] W. Kruppa, J.B. Boos y T.F. Carruthers, *Proc. de la 3 Intern. Conf. on InP and related materials. Cardiff, IEEE Catalog 91HC2950-4* (1991).

## **CAPÍTULO 8**

# ***CONCLUSIONES Y FUTUROS TRABAJOS***



Las aportaciones de esta tesis que me gustaría desatacar, siguiendo el orden de los capítulos, serían las siguientes:

## **EL IMPLANTADOR IONICO**

1. Puesta a punto, con completa operatividad, del implantador iónico de la Facultad de Ciencias Físicas de la Universidad Complutense, terminando así el trabajo de montaje y renovación comenzado a la llegada del aparato en 1988.
2. Diseño y desarrollo de múltiples circuitos electrónicos para la renovación del implantador, entre ellos de un sistema de medida y control de las magnitudes más importantes de la zona de alta tensión, así como diversos circuitos para la medida de magnitudes tales como la energía de aceleración, el campo magnético y la corriente iónica.
3. Desarrollo de un sistema de control por ordenador del implantador utilizando una tarjeta de adquisición de datos, con un programa en Turbo-Pascal, controlado por menú, incluyendo opciones como la obtención de espectros de masas o el control de un proceso de implantación.
4. Comprobación del perfecto funcionamiento de todos los sistemas diseñados para el control del implantador gracias a medidas de SIMS, para diversas especies implantadas, dosis y energías de hasta 225 keV.
5. Diseño y construcción de una serie de portamuestras y máscaras realizadas en acero inoxidable para su uso en implantación, incluyendo motivos como, por ejemplo, el de cruz griega (para medidas de efecto Hall) y otros para la obtención de uniones p-n.

## **TECNICAS EXPERIMENTALES Y DE CARACTERIZACION**

1. Puesta a punto de la tecnología de Rapid Thermal Annealing para la activación de dopantes implantados en semiconductores. Utilización del sistema combinado de susceptor de grafito -proximidad que resultó en excelentes calidades superficiales y altas activaciones para implantaciones de semiconductores III-V.
2. Diseño y puesta a punto de un sistema de aleado de contactos, incluyendo un horno

y una cámara con compartimento de transferencia, con el que se obtuvieron contactos óhmicos de calidad en InP utilizando los eutécticos AuGe y AuZn.

3. Diseño y puesta a punto de un sistema automático de medidas de efecto Hall, controlado por ordenador mediante el bus IEEE, con un programa realizado en Turbo-Pascal, controlado por menú, incluyendo todas las configuraciones de medida posibles, cambio de polaridad del imán y el cálculo del factor corrector de van der Pauw, con un margen dinámico de medida de resistencias muy alto gracias al uso de electrómetros.
4. Diseño y desarrollo de un portamuestras para propósito general, incluyendo un sistema de puntas móviles de muy reducidas dimensiones (8 mm de altura).
5. Utilizando el sistema de medidas de efecto Hall, desarrollo de la técnica de efecto Hall diferencial para la medida en profundidad de perfiles eléctricos (concentración de portadores y movilidad).
6. Desarrollo de un sistema automático de caracterización i-v de elevada precisión para la caracterización en continua de dispositivos de dos terminales.
7. Diseño de un portamuestras para medidas a diferentes temperaturas.

## **OBTENCION DE CAPAS TIPO n**

1. Obtención de capas tipo n en InP por implantación de Si y Si/P con un excelente control del perfil en profundidad.
2. Estudio de un amplio margen de energías y dosis de implantación de Si, obteniendo en todas ellas activaciones y movilidades como las mejores referidas en la bibliografía.
3. Estudio de los perfiles obtenidos tras el recocido mediante efecto Hall diferencial, que reveló la nula difusión del Si implantado y las elevadas concentraciones de portadores obtenidas.
4. Estudio de las capas implantadas por fotoluminiscencia, que reveló el efecto de difusión hacia el exterior de una impureza residual (probablemente Zn), así como la aparición de diversas emisiones entre la que destaca una banda centrada en 1.17 eV, cuyo ori-

gen se asignó al complejo  $V_p-Si_p$ .

5. Estudio de las capas implantadas por Raman, que reveló la magnífica calidad cristalina del material implantado y recocido, al obtenerse la emisión Raman de segundo orden intensidad comparable a la del material virgen, así como la aparición de una emisión en  $307\text{ cm}^{-1}$  que se identificó como debida a un acoplamiento fonón TO - plasmones.
6. Estudio de la influencia de la orientación del sustrato en las características eléctricas de implantaciones de Si y Ge.

### **OBTENCION DE CAPAS TIPO p**

1. Obtención de capas tipo p en InP por implantación de Mg, Mg/P y Mg/Ar.
2. Estudio de un amplio margen de dosis de implantación de Mg, obteniendo en todas ellas activaciones y movilidades como las mejores referidas en la bibliografía.
3. Estudio de los perfiles obtenidos tras el recocido mediante efecto Hall diferencial, que reveló la difusión del Mg implantado tanto hacia el interior como hacia la superficie del material.
4. Estudio del efecto de la co-implantación con P ó Ar en la activación eléctrica y los perfiles de implantación, que demostró una clara reducción de la difusión hacia el interior del Mg, debido al efecto de barrera de difusión producido por la especie co-implantada.
5. Estudio de las capas implantadas por fotoluminiscencia, que reveló el nivel superficial introducido por el Mg en 1.385 eV y la aparición de diversas emisiones: una banda centrada en 1.3 eV de origen indeterminado y una banda muy ancha, centrada en 0.87 eV, cuyo origen se asignó a complejos de Mg.
6. Estudio de las capas implantadas por Raman, que reveló la magnífica calidad cristalina del material implantado y recocido.

### **OBTENCION DE CAPAS DE ALTA RESISTIVIDAD**

1. Obtención de capas enterradas de elevada resistividad térmicamente estables por

implantación de Ti en InP.

2. Obtención experimental de los parámetros de los perfiles en profundidad de implantaciones de Ti a energías entre 1 y 5 MeV.
3. Comprobación de la estabilidad térmica del Ti en InP, así como estimación del límite de solubilidad de este dopante en InP, en el entorno de  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .
4. Obtención de capas de alta resistividad por dañado mediante el uso de implantaciones de He, y estudio por Raman del dañado producido.

## UNIONES p-n

1. Obtención de uniones p-n con excelentes características rectificantes por implantación iónica en substratos de InP semi-aislantes (mediante implantaciones de Mg, Si y P), tipo p (mediante implantaciones de Si y P) y no dopados (mediante implantaciones de Mg, P y Si).
2. Diseño de una máscara de litografía para la obtención de uniones p-n de diferentes tamaños con anillo de guarda.
3. Estudio de los niveles profundos en uniones Schottky en InP virgen y tratado por RTA, en el que aparecieron 3 niveles a 0.6, 0.45 y 0.425 eV
4. Estudio de los niveles profundos en InP:Zn implantado con Si, con el descubrimiento de un nivel a 0.35 eV de la banda de valencia, que se asoció tentativamente a un defecto intrínseco.
5. Completo estudio de las características en continua de uniones p<sup>+</sup>-n en material semi-aislante, incluyendo la simulación de los resultados por un mecanismo de conducción de túnel asistido térmicamente.
6. Completo estudio de las características en continua de uniones p<sup>+</sup>-n en material no dopado, incluyendo la simulación de los resultados por un mecanismo de conducción de túnel asistido térmicamente, que dió como resultado la obtención de un nivel a 0.32 eV.
7. Caracterización de las uniones en material no dopado mediante la técnica de espec-

troscopía de admitancias, que reveló la presencia de un nivel a 0.2 eV debido a la implantación de He utilizada para el aislamiento entre los dispositivos.

8. Caracterización de las uniones en material no dopado mediante DLTS, que reveló la presencia de los picos encontrados en el material no implantado y sometido a RTA, junto con otros dos picos a 0.285 y 0.31 eV que se asociaron a la implantación.

## FUTUROS TRABAJOS

Por supuesto, el objetivo siguiente a este trabajo sería la realización de dispositivos en InP, ya sea de tipo JFET, realizados íntegramente por implantación, o de tipo MISFET, utilizando para ello la técnica de depósito a baja temperatura de capas dieléctricas de alta calidad por ECR-CVD, que disponemos en nuestro grupo de trabajo.

En este sentido, he realizado ya pruebas de viabilidad, incluyendo el diseño y la realización de un juego de máscaras (6 pasos) para la fabricación de JFET por implantación con tamaños de puerta de 8  $\mu\text{m}$ , realizando de hecho los 3 primeros pasos que no han originado ningún problema tecnológico. Para este diseño, las marcas de alineamiento se han definido por comido en el material, verificándose su permanencia y operatividad tras el tratamiento térmico de RTA, sin duda el paso más crítico.

Sin embargo, este proyecto no ha podido realizarse, esencialmente por la dificultad de acceder a sistemas de alineamiento con posibilidades de definición menores de 10  $\mu\text{m}$  en nuestro entorno. La próxima adquisición de un sistema de alineamiento de ultravioleta por nuestro grupo abrirá sin duda las puertas para la obtención de estos dispositivos.

Otro proyecto de futuro, iniciado pero finalmente cortado por problemas técnicos con el sistema de RTA, es la extensión de un estudio similar al realizado para InP en otros semiconductores III-V, en concreto InGaAs. En este sentido he realizado ya implantaciones de Si y Mg, así como uniones p-n en InGaAs no dopado que sólo tienen que ser recocidas para poder estudiarse próximamente.

Finalmente, como proyecto futuro más importante para el implantador estaría, desde mi punto de vista, el apoyo y la colaboración con otros grupos de investigación que necesiten de la técnica de implantación iónica para desarrollar sus trabajos. Este tipo de colaboraciones ya se han abierto durante mi trabajo doctoral (en el que he realizado implantaciones en Si para el Centro Nacional de Microelectrónica de Barcelona, en GaAsP y GaInAs para el Departamento de Ingeniería Electrónica y en HgCdTe para el de Tecnología Electrónica, ambos de la ETSI de Telecomunicación de la U. Politécnica de Madrid), y espero que continuen y aumenten en el futuro.





## **APÉNDICE A**

# ***ASPECTOS TEÓRICOS DE LA IMPLANTACIÓN IÓNICA***



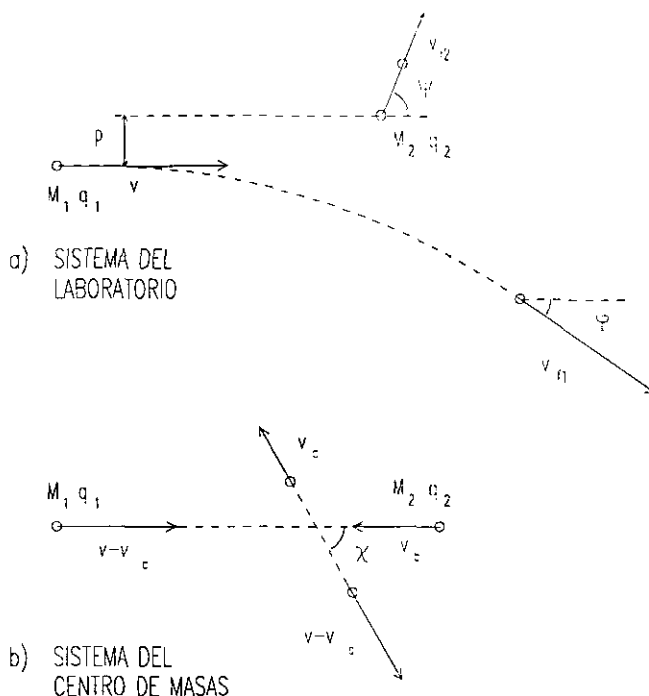
## A.1. INTRODUCCION

La obtención de expresiones teóricas para la distribución en profundidad de los iones implantados en un sólido requiere de un aparato teórico y matemático complicado. Los primeros trabajos sobre interacción de iones acelerados con la materia fueron los llevados a cabo por Rutherford a partir de 1906, en los que estudió la distribución de las partículas  $\alpha$  retrodispersadas al incidir sobre una fina lámina de Au, que condujeron al modelo atómico aceptado actualmente. El posterior desarrollo de la teoría se basó principalmente en los estudios sobre el frenado de una partícula cargada a su paso por un medio material realizados por Bohr y la incorporación de conceptos de la mecánica cuántica a esta cuestión realizados por Bethe, Bloch y Fermi entre 1930 y 1940. La primera teoría completa sobre el frenado y la distribución de iones en un medio material amorfo se debe a Lindhard, Scharff y Schiott, la llamada teoría LSS, basada en técnicas estadísticas, y que sigue siendo utilizada en la actualidad. Los cálculos de las constantes de perfiles de distribución en profundidad se hacen actualmente por métodos numéricos, siendo muy utilizado el programa TRIM (TRansport of Ions in Matter) de J.P. Biersack y J.F. Ziegler, que utiliza el método de Monte Carlo.

Básicamente, la obtención teórica de estas expresiones consiste en definir los procesos de scattering entre la partícula incidente y la que está en reposo teniendo en cuenta los posibles efectos de apantallamiento de los potenciales debidos a la distribución de carga electrónica. Tras ello, se calculan las correspondientes ecuaciones para evaluar la pérdida de energía que sufre el ión durante su trayectoria. Finalmente, con estos resultados se definen unas funciones de distribución en profundidad de las partículas incidentes, que se evalúan mediante la definición de las ecuaciones de transporte adecuadas. En lo que sigue, se desarrollará brevemente la teoría siguiendo los pasos comentados.

## A.2. OBTENCION DE LA DISTRIBUCION DE IONES EN PROFUNDIDAD

En la Figura A.1 a) se presenta un proceso de scattering entre dos partículas cargadas, en el sistema de referencia en el que una de ellas estaba inicialmente en reposo, mientras que en la parte b) se puede ver el mismo proceso en el sistema con origen de coordenadas en el centro de masas de ambas partículas. Este último es el que se emplea para realizar los cálculos por su simplicidad, puesto que el choque viene caracterizado por un único parámetro, el ángulo final de scattering  $\chi$ . Mediante el uso de las ecuaciones cinemáticas del proceso, es posible obtener expresiones para los ángulos de scattering ( $\psi$  y  $\phi$  ó  $\chi$ ) y para la energía cedida a la partícula inicialmente en reposo una vez conocidos los pa-



**Figura A.1:** Esquema de un choque entre dos partículas, en el sistema de referencia del laboratorio (a) ó del centro de masas de las partículas (b).

rámetros iniciales y finales del proceso. Sin embargo, la deducción de la expresión para el ángulo de scattering final conocidos los parámetros iniciales (el denominado parámetro de impacto  $p$  y las masas de ambas partículas) y la interacción existente entre ellas (una función potencial tipo  $V(r)$ ) es algo mas complicada. Esta expresión, que se puede deducir utilizando la formulación lagrangiana, queda

$$\chi = \pi - 2p \int_{r_{\min}}^{\infty} \frac{dr / r^2}{\sqrt{1 - \frac{V(r)}{E_r} - \frac{p^2}{r^2}}} \quad [\text{A.1}]$$

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

donde  $r$  es la distancia instantánea entre ambas partículas, siendo  $r_{\min}$  su máximo acercamiento, y  $E$  es la energía inicial de  $M_1$ . Si se particulariza para el caso de una interacción con un potencial coulombiano tipo

$$V(r) = \frac{q_1 q_2}{r} \quad [\text{A.2}]$$

se obtiene el llamado scattering de Rutherford. Este caso clásico conduce a unas expresiones

$$\operatorname{tg} \frac{\chi}{2} = \frac{b}{2p} \quad [\text{A.3}]$$

para el ángulo de scattering y

$$T(p) = \frac{2q_1^2 q_2^2}{M_2 v^2} \frac{1}{p^2 + \left(\frac{b}{2}\right)^2} \quad [\text{A.4}]$$

para la energía cedida a la partícula blanco, donde el parámetro  $b$  es el llamado diámetro de la colisión (pues para  $p \leq b/2$  se produce la retrodispersión de la partícula incidente), definido como

$$b = \frac{q_1 q_2}{\frac{1}{2} m_r v^2} \quad [\text{A.5}]$$

donde  $m_r$  es la masa reducida de las partículas.

El potencial real de interacción entre iones acelerados y átomos de un sólido no es exactamente el coulombiano presentado en la ecuación [A.2], sino un potencial apantallado del tipo

$$V(r) = k \frac{Z_1 Z_2}{r^{1/m}} \quad [\text{A.6}]$$

donde  $Z$  son los correspondientes números atómicos del átomo proyectil y el átomo blanco y  $m$  es el parámetro de apantallamiento.

Para poder utilizar un tratamiento estadístico cuando se tiene un blanco compuesto de multitud de partículas, se introduce el concepto de sección eficaz de dispersión  $\sigma$ , que se calcula como el área alrededor de la partícula blanco (diámetro  $p$  y  $p+dp$ ) que da lugar a un proceso de scattering entre  $\chi$  y  $\chi+d\chi$ . De este modo, el blanco compuesto se puede caracterizar como el área efectiva total para que ocurra un determinado suceso de dispersión (o de entrega de energía al átomo del blanco, ya que ésta es función también del parámetro de impacto) y esa probabilidad queda, para un blanco con  $N$  átomos/cm<sup>3</sup>, área  $A$  y espesor  $\Delta x$

$$P_1 = \frac{NS\Delta x\sigma_1}{S} = N\Delta x\sigma_1 \quad [\text{A.7}]$$

donde  $P_1$  es la probabilidad de que ocurra el suceso "1".

Definiendo de este modo una sección eficaz para el frenado electrónico  $S_e(E)$  (el frenado debido a la cesión de energía del ión a los electrones del material), se puede calcular la profundidad de penetración del ión en el sólido y la correspondiente desviación esta-

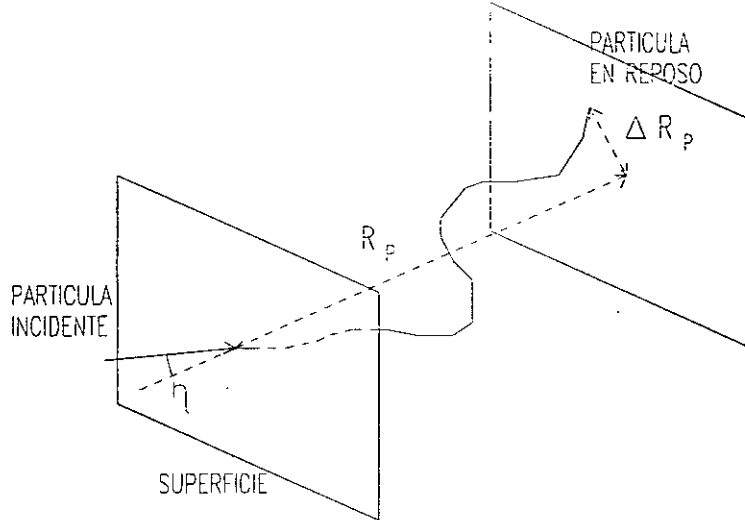


Figura A.2: Definiciones de  $R_p$ ,  $\Delta R_p$  y  $\eta$ , para una partícula que penetra en un sólido y queda en reposo.

dística teniendo en cuenta únicamente la pérdida de energía debida a los electrones del sólido, de tipo  $E^{1/2}$  (viscoso), que queda como

$$R = \frac{1}{N} \int_0^E \frac{dE}{S(E)} \quad [A.8]$$

$$(\Delta R)^2 = \frac{1}{N^2} \int_0^E \frac{\Omega^2(E) dE}{S^3(E)} \quad [A.9]$$

donde  $\Omega$  es el ángulo sólido de la dispersión en función de la energía del ión incidente y  $N$  es la concentración de átomos en el blanco. Estas expresiones se pueden resolver de manera analítica utilizando potenciales apantallados como los definidos en la ecuación [A.6], aunque tales expresiones sólo resultan aproximadamente válidas para los casos de altas energías o iones pesados, en que el frenado electrónico es el más importante.

Para incluir el frenado nuclear (debido a choques pérdida de energía con los átomos del material blanco), se define la función de distribución de rango proyectado como

$$F_R(x, E, \eta) dx \quad [A.10]$$

que representa la probabilidad de que un ión con energía incidente  $E$  en dirección  $\eta$  en  $x=0$  quede en reposo a una profundidad entre  $x$  y  $x+dx$  (Figura A.2). Evidentemente, la normalización de esta función se obtiene de la condición

$$\int_{-\infty}^{+\infty} F_R dx = 1 \quad [A.11]$$

que indica que la probabilidad de encontrar a la partícula en el espacio ha de ser la

unidad.

La ecuación de transporte correspondiente se obtiene igualando la expresión de esta distribución obtenida desde  $x=0$  y la obtenida desde  $x=\Delta R\eta$  cuando  $\Delta R$  tiende a 0, y queda

$$-\eta \frac{\partial F_R}{\partial x} = N \int [F_R(x, E, \eta) - F_R(x, E - T, \eta')] d\sigma + NS_e(E) \frac{\partial F_R}{\partial E} \quad [A.12]$$

Para su resolución, se utiliza la sección eficaz definida por el potencial apantallado [A.6], que da la dependencia con la energía, y un desarrollo en serie de polinomios de Legendre para la dependencia angular. La solución a esta ecuación, tomando diferentes aproximaciones simplificadoras, queda en forma de serie de polinomios de Hermite  $H_i$

$$F_R(x, E, \eta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Delta R_P} \exp\left(-\frac{1}{2}\xi^2\right) \left[1 + \frac{\gamma}{6}H_1(\xi) + \frac{\beta}{24}H_4(\xi) + \dots\right] \quad [A.13]$$

donde  $\xi$  es

$$\xi = \frac{x - R_P}{\Delta R_P} \quad [A.14]$$

siendo  $R_P$  el momento espacial de primer orden (cuyo significado físico es el de la Figura A.2), definido como

$$R_P = \int_{-\infty}^{+\infty} x F_R(x, E) dx, \quad [A.15]$$

$\Delta R_P$  la dispersión entre los momentos espaciales primero y segundo (véase la Figura A.2), definido por

$$\Delta R_P = \left( \int_{-\infty}^{+\infty} (x - R_P)^2 F_R(x, E) dx \right)^{1/2} \quad [A.16]$$

y  $\gamma$  y  $\beta$  son momentos espaciales de orden superior, denominados respectivamente sesgo (skewness) y curtosis (kurtosis), que se calculan como

$$\gamma = \frac{1}{\Delta R_P^3} \int_{-\infty}^{+\infty} (x - R_P)^3 F_R(x, E) dx \quad [A.17]$$



$$\beta = \frac{1}{\Delta R_p^4} \int_{-\infty}^{+\infty} (x - R_p)^4 F_R(x, E) dx \quad [A.18]$$

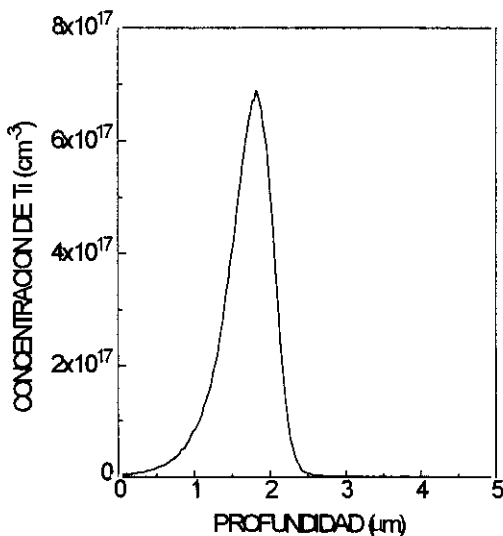
Conservando únicamente el primer término del desarrollo, se obtiene la expresión habitual del perfil de concentración en profundidad de una implantación, dado por

$$C(x) = \frac{\Phi}{\sqrt{2\pi}\Delta R_p} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x - R_p}{\Delta R_p}\right)^2\right] \quad [A.19]$$

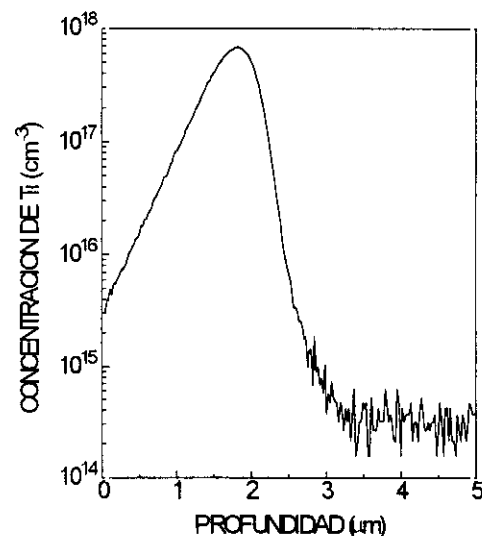
donde  $\Phi$  es la dosis de implantación o número de iones implantados por unidad de superficie.  $R_p$  es el llamado rango proyectado, que corresponde a la profundidad del máximo de concentración, mientras que  $\Delta R_p$ , llamado straggling, representa la semi-anchura del perfil al 60 % de la concentración máxima. Este perfil teórico se muestra en la Figura A.3 (utilizando una dosis de  $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ , para  $R_p = 1.67 \mu\text{m}$  y para  $\Delta R_p = 0.35 \mu\text{m}$ , datos correspondientes a una implantación de Ti en InP a 3 MeV) en escala lineal, y en la Figura A.4 en escala logarítmica, que es la que se suele emplear habitualmente. Como se aprecia claramente en la representación lineal, el perfil resulta extraordinariamente abrupto.

Hay dos aspectos que deben destacarse sobre este resultado:

1) Los parámetros más importantes para caracterizar un perfil de implantación son, aparte de la dosis,  $R_p$  y  $\Delta R_p$ . Estos parámetros dependen de la masa de los iones implantados, la energía que poseen éstos inicialmente y la masa de los átomos del blanco. La obtención teórica de estos parámetros resulta muy complicada, y habitualmente se utilizan



**Figura A.3:** Concentración de Ti (medida por SIMS) para una implantación en InP a 3 MeV con dosis  $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ , en escala lineal.



**Figura A.4:** Concentración de Ti (medida por SIMS) para una implantación en InP a 3 MeV con dosis  $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ , en escala logarítmica.

cálculos numéricos por métodos de Monte Carlo para estimarlos y tener así a priori una estimación del perfil de la implantación que se va a realizar. Como ya se ha comentado, uno de los programas comerciales mas utilizados es el TRIM, que es el que se ha empleado a lo largo de esta memoria.

2) Todos los cálculos teóricos anteriores se han realizado considerando una distribución continua y aleatoria de los átomos del material blanco, es decir, un material amorfo. De hecho, la implantación en materiales cristalinos da lugar a los conocidos efectos de "channeling", por los que los iones implantados que encuentran un camino en alguna dirección cristalina del material alcanzan una profundidad mucho mayor de la calculada. Este efecto se evita haciendo que los iones incidan sobre el material cristalino con un ángulo diferente de 0 ° respecto a la vertical de la superficie, lo que hace que los átomos del blanco aparezcan como aleatoriamente distribuidos para los iones incidentes. El portamuestras del implantador está girado un ángulo de 7 ° respecto a la vertical para evitar este efecto.

### A.3. DISTRIBUCIONES DE PEARSON IV

Finalmente, hay que reseñar que la simplificación que supone utilizar un perfil gaussiano tomando la ecuación [A.19] es válida para un amplio rango de situaciones de interés en microelectrónica. Sin embargo, el uso de implantaciones a altas energías (del orden de MeV), que actualmente está comenzando a emplearse para obtener nuevos dispositivos y procesos por implantación, hace que tal expresión resulte demasiado simplificada y no pueda dar cuenta del perfil real obtenido.

De las diferentes distribuciones que se han empleado, las que mejor se han ajustado a los perfiles experimentales han sido las que se obtienen de la resolución de la ecuación diferencial

$$\frac{df(x)}{dx} = \frac{(x-a)f(x)}{b_0 + b_1x + b_2x^2} \quad [A.20]$$

que son las denominadas distribuciones de Pearson, y dentro de ellas, las Pearson IV. La expresión analítica de estas funciones es

$$f(x) = k \left[ 1 + \left( \frac{x - R_P}{A} - \frac{n}{r} \right)^2 \right]^{-m} \exp \left[ -n \operatorname{arctg} \left( \frac{x - R_P}{A} - \frac{n}{r} \right) \right] \quad [A.21]$$

donde  $r = -(2+1/b_2)$ ,  $n = -rb_1(4b_0b_2-b_1^2)-1/2$ ,  $m = -1/2b_2$  y  $A = mrb_1/n$ . Las relaciones entre estos parámetros y los habitualmente definidos para las implantaciones ( $\Delta$

$R_p$ ,  $\gamma$  sesgo y  $\beta$  curtosis) son

$$\begin{aligned}
 a &= -\frac{\gamma\sigma(\beta+3)}{A} \\
 b_0 &= -\frac{\sigma^2(4\beta-3\gamma^2)}{A} \\
 b_1 &= a \\
 b_2 &= -\frac{2\beta-3\gamma^2-6}{A} \\
 A &= 10\beta-12\gamma^2-18
 \end{aligned}
 \tag{A.22}$$

El sesgo da idea de la simetría de la distribución, siendo nulo para distribuciones gaussianas, y haciéndolo que la distribución tienda hacia la superficie para valores positivos. En cuanto a la curtosis, informa esencialmente de la planitud de la distribución, siendo el perfil gaussiano el obtenido para  $\beta = 3$ .

## **APÉNDICE B**

### ***TABLAS DE $R_p$ Y $\Delta R_p$ PARA IMPLANTACIONES EN InP***



A continuación se presenta el listado generado por el programa TRIM-92 con los cálculos de rango proyectado, stragglings vertical y lateral y pérdidas de energía por los frenados electrónico y nuclear para los iones utilizados en este trabajo, en el rango de energías de interés para nuestro implantador. En todos los casos, la densidad utilizada para el InP fué de  $4.79 \text{ g/cm}^3$ . Las unidades de frenado son  $\text{keV} / \mu\text{m}$ , y al final del último listado se proporciona una tabla de equivalencias para obtener el frenado en otras unidades. Se ha conservado en los listados el formato de salida original del programa TRIM-92.

(C) 1989 by J.P. Biersack and J.F. Ziegler

==> Version - 92.04 <==

Ion = He ( Mass = 4 )

Target = In( 50 % ) + P( 50 % )

Density = 4.7900E+00 g/cm3

Disk File Name = HeIn

Stopping Units = keV / micron

Ion Energy	dE/dx Elec.	dE/dx Nuclear	Projected Range	Longitudinal Stragglings	Lateral Stragglings
10.00 keV	4.300E+01	9.057E+00	768 A	809 A	878 A
11.00 keV	4.619E+01	8.809E+00	841 A	857 A	934 A
12.00 keV	4.927E+01	8.576E+00	914 A	903 A	988 A
13.00 keV	5.227E+01	8.355E+00	986 A	946 A	1039 A
14.00 keV	5.517E+01	8.147E+00	1058 A	986 A	1088 A
15.00 keV	5.800E+01	7.950E+00	1129 A	1025 A	1136 A
16.00 keV	6.075E+01	7.764E+00	1200 A	1061 A	1181 A
17.00 keV	6.344E+01	7.588E+00	1270 A	1096 A	1225 A
18.00 keV	6.605E+01	7.420E+00	1339 A	1130 A	1267 A
20.00 keV	7.110E+01	7.110E+00	1477 A	1192 A	1348 A
22.00 keV	7.593E+01	6.829E+00	1612 A	1250 A	1424 A
24.00 keV	8.055E+01	6.573E+00	1744 A	1303 A	1495 A
26.00 keV	8.499E+01	6.338E+00	1875 A	1353 A	1563 A
28.00 keV	8.927E+01	6.122E+00	2004 A	1399 A	1627 A
30.00 keV	9.340E+01	5.923E+00	2130 A	1443 A	1688 A
33.00 keV	9.933E+01	5.652E+00	2316 A	1503 A	1775 A
36.00 keV	1.050E+02	5.408E+00	2499 A	1558 A	1856 A
40.00 keV	1.122E+02	5.119E+00	2736 A	1625 A	1957 A
45.00 keV	1.206E+02	4.805E+00	3024 A	1700 A	2073 A
50.00 keV	1.286E+02	4.533E+00	3302 A	1767 A	2179 A
55.00 keV	1.362E+02	4.295E+00	3573 A	1827 A	2277 A
60.00 keV	1.434E+02	4.084E+00	3836 A	1881 A	2369 A
65.00 keV	1.503E+02	3.896E+00	4092 A	1931 A	2454 A
70.00 keV	1.570E+02	3.727E+00	4341 A	1976 A	2533 A
80.00 keV	1.696E+02	3.434E+00	4822 A	2057 A	2679 A
90.00 keV	1.814E+02	3.191E+00	5282 A	2126 A	2809 A
100.00 keV	1.927E+02	2.983E+00	5723 A	2187 A	2927 A
110.00 keV	2.007E+02	2.805E+00	6150 A	2241 A	3034 A
120.00 keV	2.083E+02	2.649E+00	6567 A	2290 A	3134 A
130.00 keV	2.156E+02	2.512E+00	6974 A	2334 A	3227 A
140.00 keV	2.226E+02	2.390E+00	7372 A	2375 A	3315 A
150.00 keV	2.293E+02	2.280E+00	7762 A	2413 A	3397 A
160.00 keV	2.358E+02	2.182E+00	8144 A	2448 A	3475 A
170.00 keV	2.420E+02	2.093E+00	8518 A	2480 A	3549 A
180.00 keV	2.481E+02	2.011E+00	8885 A	2510 A	3619 A
200.00 keV	2.595E+02	1.868E+00	9600 A	2566 A	3749 A

(C) 1989 by J.P. Biersack and J.F. Ziegler

==&gt; Version - 92.04 &lt;==

Ion = Mg ( Mass = 24 )

Target = In( 50 % ) + P( 50 % )

Ion	dE/dx Elec.	dE/dx Nuclear	Projected Range	Longitudinal Straggling	Lateral Straggling
10.00 keV	6.603E+01	2.716E+02	153 A	130 A	141 A
11.00 keV	6.925E+01	2.742E+02	165 A	139 A	151 A
12.00 keV	7.233E+01	2.763E+02	178 A	148 A	160 A
13.00 keV	7.529E+01	2.780E+02	190 A	157 A	170 A
14.00 keV	7.813E+01	2.794E+02	202 A	166 A	179 A
15.00 keV	8.087E+01	2.804E+02	215 A	175 A	189 A
16.00 keV	8.352E+01	2.813E+02	227 A	184 A	198 A
17.00 keV	8.610E+01	2.819E+02	239 A	193 A	207 A
18.00 keV	8.859E+01	2.823E+02	252 A	202 A	216 A
20.00 keV	9.338E+01	2.826E+02	276 A	219 A	233 A
22.00 keV	9.794E+01	2.825E+02	301 A	237 A	250 A
24.00 keV	1.023E+02	2.821E+02	326 A	254 A	267 A
26.00 keV	1.065E+02	2.813E+02	351 A	272 A	284 A
28.00 keV	1.105E+02	2.803E+02	376 A	289 A	300 A
30.00 keV	1.144E+02	2.791E+02	401 A	306 A	316 A
33.00 keV	1.200E+02	2.771E+02	438 A	330 A	342 A
36.00 keV	1.253E+02	2.749E+02	476 A	354 A	367 A
40.00 keV	1.321E+02	2.717E+02	527 A	386 A	400 A
45.00 keV	1.401E+02	2.675E+02	591 A	425 A	441 A
50.00 keV	1.477E+02	2.632E+02	656 A	463 A	482 A
55.00 keV	1.549E+02	2.589E+02	721 A	501 A	522 A
60.00 keV	1.617E+02	2.546E+02	787 A	539 A	562 A
65.00 keV	1.683E+02	2.503E+02	853 A	576 A	602 A
70.00 keV	1.747E+02	2.462E+02	920 A	613 A	642 A
80.00 keV	1.868E+02	2.382E+02	1055 A	684 A	721 A
90.00 keV	1.981E+02	2.307E+02	1192 A	754 A	799 A
100.00 keV	2.088E+02	2.237E+02	1330 A	823 A	876 A
110.00 keV	2.190E+02	2.171E+02	1469 A	890 A	953 A
120.00 keV	2.287E+02	2.109E+02	1609 A	956 A	1029 A
130.00 keV	2.381E+02	2.051E+02	1750 A	1021 A	1104 A
140.00 keV	2.471E+02	1.997E+02	1892 A	1084 A	1178 A
150.00 keV	2.557E+02	1.945E+02	2034 A	1146 A	1252 A
160.00 keV	2.641E+02	1.897E+02	2177 A	1206 A	1325 A
170.00 keV	2.723E+02	1.852E+02	2320 A	1266 A	1397 A
180.00 keV	2.802E+02	1.809E+02	2464 A	1324 A	1469 A
200.00 keV	2.953E+02	1.729E+02	2752 A	1436 A	1610 A
220.00 keV	3.097E+02	1.657E+02	3040 A	1544 A	1748 A
240.00 keV	3.235E+02	1.592E+02	3329 A	1648 A	1883 A
260.00 keV	3.367E+02	1.533E+02	3617 A	1748 A	2015 A
280.00 keV	3.494E+02	1.479E+02	3905 A	1845 A	2144 A
300.00 keV	3.617E+02	1.429E+02	4192 A	1938 A	2270 A
330.00 keV	3.793E+02	1.361E+02	4622 A	2071 A	2454 A
360.00 keV	3.994E+02	1.300E+02	5047 A	2197 A	2633 A
400.00 keV	4.269E+02	1.229E+02	5604 A	2354 A	2860 A
450.00 keV	4.606E+02	1.151E+02	6285 A	2532 A	3128 A
500.00 keV	5.028E+02	1.084E+02	6941 A	2693 A	3378 A

(C) 1989 by J.P. Biersack and J.F. Ziegler

==&gt; Version - 92.04 &lt;==

Ion = Si ( Mass = 28 )

Target = In( 50 % ) + P( 50 % )

Ion Energy	dE/dx Elec.	dE/dx Nuclear	Projected Range	Longitudinal Stragglng	Lateral Stragglng
10.00 keV	6.986E+01	3.391E+02	137 A	111 A	121 A
11.00 keV	7.327E+01	3.433E+02	148 A	119 A	129 A
12.00 keV	7.652E+01	3.468E+02	159 A	127 A	137 A
13.00 keV	7.965E+01	3.498E+02	169 A	134 A	144 A
14.00 keV	8.266E+01	3.523E+02	180 A	142 A	152 A
15.00 keV	8.556E+01	3.544E+02	191 A	149 A	160 A
16.00 keV	8.836E+01	3.561E+02	201 A	157 A	167 A
17.00 keV	9.108E+01	3.576E+02	212 A	164 A	175 A
18.00 keV	9.372E+01	3.588E+02	222 A	172 A	182 A
20.00 keV	9.879E+01	3.605E+02	244 A	186 A	196 A
22.00 keV	1.036E+02	3.616E+02	265 A	201 A	210 A
24.00 keV	1.082E+02	3.621E+02	286 A	215 A	224 A
26.00 keV	1.126E+02	3.621E+02	307 A	229 A	237 A
28.00 keV	1.169E+02	3.618E+02	328 A	244 A	251 A
30.00 keV	1.210E+02	3.612E+02	349 A	258 A	264 A
33.00 keV	1.269E+02	3.600E+02	381 A	277 A	285 A
36.00 keV	1.325E+02	3.583E+02	413 A	297 A	305 A
40.00 keV	1.397E+02	3.556E+02	456 A	323 A	332 A
45.00 keV	1.482E+02	3.518E+02	510 A	355 A	365 A
50.00 keV	1.562E+02	3.476E+02	564 A	387 A	398 A
55.00 keV	1.638E+02	3.432E+02	619 A	419 A	431 A
60.00 keV	1.711E+02	3.388E+02	674 A	450 A	463 A
65.00 keV	1.781E+02	3.343E+02	729 A	481 A	495 A
70.00 keV	1.848E+02	3.298E+02	785 A	511 A	527 A
80.00 keV	1.976E+02	3.209E+02	898 A	571 A	592 A
90.00 keV	2.096E+02	3.124E+02	1012 A	629 A	655 A
100.00 keV	2.209E+02	3.042E+02	1127 A	687 A	718 A
110.00 keV	2.317E+02	2.964E+02	1243 A	744 A	780 A
120.00 keV	2.420E+02	2.891E+02	1361 A	800 A	842 A
130.00 keV	2.519E+02	2.820E+02	1479 A	855 A	904 A
140.00 keV	2.614E+02	2.754E+02	1598 A	909 A	965 A
150.00 keV	2.706E+02	2.691E+02	1717 A	962 A	1026 A
160.00 keV	2.794E+02	2.631E+02	1837 A	1014 A	1086 A
170.00 keV	2.880E+02	2.574E+02	1958 A	1065 A	1146 A
180.00 keV	2.964E+02	2.519E+02	2079 A	1116 A	1205 A
200.00 keV	3.124E+02	2.418E+02	2322 A	1214 A	1324 A
220.00 keV	3.277E+02	2.327E+02	2566 A	1309 A	1440 A
240.00 keV	3.422E+02	2.242E+02	2812 A	1401 A	1554 A
260.00 keV	3.562E+02	2.165E+02	3057 A	1490 A	1667 A
280.00 keV	3.696E+02	2.094E+02	3303 A	1576 A	1777 A
300.00 keV	3.826E+02	2.028E+02	3549 A	1660 A	1886 A
330.00 keV	4.013E+02	1.938E+02	3917 A	1781 A	2047 A
360.00 keV	4.191E+02	1.857E+02	4285 A	1897 A	2203 A
400.00 keV	4.428E+02	1.760E+02	4773 A	2044 A	2405 A
450.00 keV	4.763E+02	1.655E+02	5374 A	2214 A	2647 A
500.00 keV	5.093E+02	1.563E+02	5964 A	2371 A	2877 A



(C) 1989 by J.P. Biersack and J.F. Ziegler

==&gt; Version - 92.04 &lt;==

Ion = Si ( Mass = 29 )

Target = In( 50 % ) + P( 50 % )

Ion Energy	dE/dx Elec.	dE/dx Nuclear	Projected Range	Longitudinal Straggling	Lateral Straggling
10.00 keV	6.864E+01	3.473E+02	137 A	110 A	119 A
11.00 keV	7.199E+01	3.517E+02	148 A	118 A	127 A
12.00 keV	7.519E+01	3.553E+02	159 A	125 A	135 A
13.00 keV	7.826E+01	3.584E+02	169 A	133 A	142 A
14.00 keV	8.122E+01	3.610E+02	180 A	140 A	150 A
15.00 keV	8.407E+01	3.632E+02	191 A	148 A	157 A
16.00 keV	8.683E+01	3.650E+02	201 A	155 A	165 A
17.00 keV	8.950E+01	3.665E+02	212 A	162 A	172 A
18.00 keV	9.209E+01	3.678E+02	222 A	169 A	179 A
20.00 keV	9.707E+01	3.696E+02	243 A	184 A	193 A
22.00 keV	1.018E+02	3.707E+02	264 A	198 A	207 A
24.00 keV	1.063E+02	3.713E+02	285 A	212 A	220 A
26.00 keV	1.107E+02	3.714E+02	306 A	227 A	233 A
28.00 keV	1.149E+02	3.711E+02	327 A	241 A	246 A
30.00 keV	1.189E+02	3.706E+02	349 A	254 A	260 A
33.00 keV	1.247E+02	3.693E+02	380 A	274 A	280 A
36.00 keV	1.302E+02	3.677E+02	412 A	293 A	300 A
40.00 keV	1.373E+02	3.650E+02	455 A	319 A	327 A
45.00 keV	1.456E+02	3.611E+02	509 A	351 A	360 A
50.00 keV	1.535E+02	3.569E+02	563 A	382 A	392 A
55.00 keV	1.610E+02	3.525E+02	617 A	413 A	424 A
60.00 keV	1.681E+02	3.480E+02	672 A	444 A	456 A
65.00 keV	1.750E+02	3.434E+02	728 A	475 A	488 A
70.00 keV	1.816E+02	3.388E+02	783 A	505 A	519 A
80.00 keV	1.941E+02	3.298E+02	896 A	564 A	583 A
90.00 keV	2.059E+02	3.211E+02	1010 A	622 A	645 A
100.00 keV	2.171E+02	3.128E+02	1125 A	680 A	707 A
110.00 keV	2.277E+02	3.049E+02	1241 A	736 A	769 A
120.00 keV	2.378E+02	2.973E+02	1358 A	792 A	830 A
130.00 keV	2.475E+02	2.901E+02	1476 A	846 A	891 A
140.00 keV	2.568E+02	2.833E+02	1595 A	900 A	952 A
150.00 keV	2.658E+02	2.769E+02	1714 A	953 A	1012 A
160.00 keV	2.746E+02	2.707E+02	1834 A	1005 A	1072 A
170.00 keV	2.830E+02	2.649E+02	1955 A	1056 A	1131 A
180.00 keV	2.912E+02	2.593E+02	2076 A	1106 A	1190 A
200.00 keV	3.070E+02	2.490E+02	2320 A	1204 A	1308 A
220.00 keV	3.220E+02	2.396E+02	2565 A	1299 A	1424 A
240.00 keV	3.363E+02	2.310E+02	2810 A	1391 A	1538 A
260.00 keV	3.500E+02	2.230E+02	3057 A	1480 A	1650 A
280.00 keV	3.632E+02	2.157E+02	3303 A	1567 A	1760 A
300.00 keV	3.760E+02	2.090E+02	3550 A	1651 A	1869 A
330.00 keV	3.943E+02	1.997E+02	3920 A	1773 A	2029 A
360.00 keV	4.118E+02	1.914E+02	4289 A	1889 A	2185 A
400.00 keV	4.341E+02	1.814E+02	4780 A	2037 A	2388 A
450.00 keV	4.660E+02	1.706E+02	5387 A	2209 A	2632 A
500.00 keV	4.980E+02	1.612E+02	5983 A	2369 A	2864 A

(C) 1989 by J.P. Biersack and J.F. Ziegler

==&gt; Version - 92.04 &lt;==

Ion = P ( Mass = 31 )

Target = In( 50 % ) + P( 50 % )

Ion Energy	dE/dx Elec.	dE/dx Nuclear	Projected Range	Longitudinal Stragglng	Lateral Stragglng
10.00 keV	8.975E+01	3.820E+02	129 A	100 A	107 A
11.00 keV	9.414E+01	3.873E+02	138 A	107 A	114 A
12.00 keV	9.832E+01	3.917E+02	148 A	114 A	121 A
13.00 keV	1.023E+02	3.955E+02	158 A	121 A	127 A
14.00 keV	1.062E+02	3.988E+02	168 A	127 A	134 A
15.00 keV	1.099E+02	4.016E+02	177 A	134 A	140 A
16.00 keV	1.135E+02	4.039E+02	187 A	141 A	146 A
17.00 keV	1.170E+02	4.060E+02	197 A	147 A	152 A
18.00 keV	1.204E+02	4.077E+02	206 A	154 A	159 A
20.00 keV	1.269E+02	4.103E+02	225 A	166 A	170 A
22.00 keV	1.331E+02	4.122E+02	244 A	178 A	183 A
24.00 keV	1.390E+02	4.133E+02	263 A	190 A	195 A
26.00 keV	1.447E+02	4.140E+02	282 A	201 A	207 A
28.00 keV	1.502E+02	4.142E+02	301 A	213 A	219 A
30.00 keV	1.555E+02	4.140E+02	319 A	224 A	230 A
33.00 keV	1.630E+02	4.133E+02	348 A	241 A	248 A
36.00 keV	1.703E+02	4.120E+02	376 A	258 A	265 A
40.00 keV	1.795E+02	4.098E+02	414 A	279 A	287 A
45.00 keV	1.904E+02	4.063E+02	461 A	306 A	315 A
50.00 keV	2.007E+02	4.023E+02	509 A	333 A	342 A
55.00 keV	2.105E+02	3.980E+02	556 A	359 A	369 A
60.00 keV	2.199E+02	3.936E+02	604 A	384 A	396 A
65.00 keV	2.288E+02	3.890E+02	652 A	410 A	422 A
70.00 keV	2.375E+02	3.844E+02	700 A	435 A	448 A
80.00 keV	2.539E+02	3.751E+02	798 A	483 A	501 A
90.00 keV	2.693E+02	3.661E+02	895 A	531 A	552 A
100.00 keV	2.838E+02	3.573E+02	994 A	578 A	602 A
110.00 keV	2.977E+02	3.489E+02	1093 A	624 A	652 A
120.00 keV	3.109E+02	3.408E+02	1192 A	668 A	702 A
130.00 keV	3.236E+02	3.331E+02	1292 A	712 A	751 A
140.00 keV	3.358E+02	3.257E+02	1392 A	755 A	800 A
150.00 keV	3.476E+02	3.187E+02	1493 A	797 A	848 A
160.00 keV	3.590E+02	3.120E+02	1594 A	839 A	895 A
170.00 keV	3.701E+02	3.056E+02	1695 A	879 A	943 A
180.00 keV	3.808E+02	2.996E+02	1796 A	919 A	989 A
200.00 keV	4.014E+02	2.882E+02	1999 A	996 A	1082 A
220.00 keV	4.210E+02	2.777E+02	2202 A	1070 A	1173 A
240.00 keV	4.397E+02	2.681E+02	2405 A	1142 A	1262 A
260.00 keV	4.577E+02	2.593E+02	2608 A	1212 A	1349 A
280.00 keV	4.749E+02	2.511E+02	2810 A	1279 A	1435 A
300.00 keV	4.916E+02	2.435E+02	3012 A	1343 A	1519 A
330.00 keV	5.156E+02	2.331E+02	3314 A	1436 A	1642 A
360.00 keV	5.385E+02	2.236E+02	3615 A	1525 A	1762 A
400.00 keV	5.677E+02	2.124E+02	4013 A	1637 A	1917 A
450.00 keV	6.038E+02	2.000E+02	4505 A	1768 A	2102 A
500.00 keV	6.424E+02	1.893E+02	4988 A	1890 A	2279 A

(C) 1989 by J.P. Biersack and J.F. Ziegler

==&gt; Version - 92.04 &lt;==

Ion = Ar ( Mass = 40 )

Target = In( 50 % ) + P( 50 % )

Ion Energy	dE/dx Elec.	dE/dx Nuclear	Projected Range	Longitudinal Stragglng	Lateral Stragglng
10.00 keV	1.028E+02	5.092E+02	114 A	83 A	85 A
11.00 keV	1.078E+02	5.179E+02	122 A	88 A	90 A
12.00 keV	1.126E+02	5.255E+02	130 A	93 A	96 A
13.00 keV	1.172E+02	5.322E+02	139 A	98 A	101 A
14.00 keV	1.216E+02	5.380E+02	147 A	103 A	106 A
15.00 keV	1.259E+02	5.432E+02	155 A	108 A	111 A
16.00 keV	1.300E+02	5.477E+02	163 A	113 A	116 A
17.00 keV	1.340E+02	5.518E+02	171 A	118 A	121 A
18.00 keV	1.379E+02	5.554E+02	178 A	123 A	125 A
20.00 keV	1.454E+02	5.614E+02	194 A	132 A	135 A
22.00 keV	1.525E+02	5.661E+02	210 A	141 A	144 A
24.00 keV	1.593E+02	5.699E+02	225 A	150 A	153 A
26.00 keV	1.658E+02	5.728E+02	240 A	159 A	162 A
28.00 keV	1.720E+02	5.750E+02	256 A	167 A	171 A
30.00 keV	1.781E+02	5.766E+02	271 A	176 A	180 A
33.00 keV	1.868E+02	5.781E+02	294 A	188 A	193 A
36.00 keV	1.951E+02	5.788E+02	317 A	201 A	205 A
40.00 keV	2.056E+02	5.786E+02	347 A	217 A	222 A
45.00 keV	2.181E+02	5.772E+02	385 A	238 A	242 A
50.00 keV	2.299E+02	5.747E+02	423 A	257 A	262 A
55.00 keV	2.411E+02	5.715E+02	460 A	277 A	282 A
60.00 keV	2.518E+02	5.677E+02	498 A	296 A	302 A
65.00 keV	2.621E+02	5.636E+02	536 A	315 A	321 A
70.00 keV	2.720E+02	5.592E+02	574 A	334 A	340 A
80.00 keV	2.908E+02	5.498E+02	651 A	371 A	378 A
90.00 keV	3.084E+02	5.402E+02	727 A	407 A	415 A
100.00 keV	3.251E+02	5.304E+02	804 A	442 A	452 A
110.00 keV	3.410E+02	5.208E+02	882 A	477 A	488 A
120.00 keV	3.561E+02	5.113E+02	959 A	511 A	524 A
130.00 keV	3.707E+02	5.020E+02	1037 A	544 A	560 A
140.00 keV	3.847E+02	4.930E+02	1116 A	577 A	595 A
150.00 keV	3.982E+02	4.843E+02	1194 A	610 A	630 A
160.00 keV	4.112E+02	4.759E+02	1273 A	641 A	665 A
170.00 keV	4.239E+02	4.678E+02	1352 A	673 A	700 A
180.00 keV	4.362E+02	4.599E+02	1431 A	703 A	734 A
200.00 keV	4.598E+02	4.450E+02	1589 A	763 A	802 A
220.00 keV	4.822E+02	4.312E+02	1748 A	822 A	869 A
240.00 keV	5.037E+02	4.182E+02	1907 A	878 A	935 A
260.00 keV	5.242E+02	4.061E+02	2067 A	933 A	1000 A
280.00 keV	5.440E+02	3.948E+02	2226 A	986 A	1065 A
300.00 keV	5.631E+02	3.842E+02	2385 A	1038 A	1128 A
330.00 keV	5.906E+02	3.695E+02	2624 A	1113 A	1222 A
360.00 keV	6.169E+02	3.561E+02	2862 A	1185 A	1313 A
400.00 keV	6.502E+02	3.399E+02	3178 A	1277 A	1433 A
450.00 keV	6.897E+02	3.219E+02	3571 A	1385 A	1577 A
500.00 keV	7.270E+02	3.060E+02	3961 A	1487 A	1716 A

(C) 1989 by J.P. Biersack and J.F. Ziegler

==&gt; Version - 92.04 &lt;==

Ion = Ti ( Mass = 48 )

Target = In( 50 % ) + P( 50 % )

Ion Energy	dE/dx Elec.	dE/dx Nuclear	Projected Range	Longitudinal Stragglng	Lateral Stragglng
10.00 keV	9.511E+01	6.439E+02	102 A	71 A	73 A
11.00 keV	9.975E+01	6.569E+02	110 A	76 A	77 A
12.00 keV	1.042E+02	6.685E+02	117 A	80 A	82 A
13.00 keV	1.084E+02	6.788E+02	124 A	84 A	86 A
14.00 keV	1.125E+02	6.881E+02	131 A	88 A	90 A
15.00 keV	1.165E+02	6.964E+02	138 A	92 A	94 A
16.00 keV	1.203E+02	7.039E+02	144 A	96 A	98 A
17.00 keV	1.240E+02	7.106E+02	151 A	100 A	102 A
18.00 keV	1.276E+02	7.168E+02	158 A	104 A	106 A
20.00 keV	1.345E+02	7.275E+02	171 A	112 A	114 A
22.00 keV	1.411E+02	7.365E+02	184 A	119 A	121 A
24.00 keV	1.473E+02	7.439E+02	197 A	126 A	129 A
26.00 keV	1.534E+02	7.502E+02	210 A	133 A	136 A
28.00 keV	1.592E+02	7.555E+02	223 A	141 A	143 A
30.00 keV	1.647E+02	7.598E+02	236 A	148 A	150 A
33.00 keV	1.728E+02	7.651E+02	255 A	158 A	161 A
36.00 keV	1.805E+02	7.690E+02	274 A	168 A	171 A
40.00 keV	1.902E+02	7.726E+02	300 A	182 A	185 A
45.00 keV	2.018E+02	7.750E+02	331 A	198 A	201 A
50.00 keV	2.127E+02	7.757E+02	363 A	214 A	217 A
55.00 keV	2.231E+02	7.751E+02	394 A	230 A	233 A
60.00 keV	2.330E+02	7.735E+02	426 A	246 A	249 A
65.00 keV	2.425E+02	7.712E+02	457 A	262 A	264 A
70.00 keV	2.516E+02	7.682E+02	489 A	277 A	280 A
80.00 keV	2.690E+02	7.610E+02	552 A	308 A	310 A
90.00 keV	2.853E+02	7.526E+02	615 A	338 A	340 A
100.00 keV	3.008E+02	7.435E+02	679 A	368 A	370 A
110.00 keV	3.154E+02	7.340E+02	743 A	397 A	399 A
120.00 keV	3.295E+02	7.243E+02	807 A	426 A	428 A
130.00 keV	3.429E+02	7.145E+02	872 A	454 A	457 A
140.00 keV	3.559E+02	7.048E+02	937 A	482 A	486 A
150.00 keV	3.684E+02	6.951E+02	1002 A	510 A	514 A
160.00 keV	3.804E+02	6.857E+02	1068 A	538 A	543 A
170.00 keV	3.922E+02	6.763E+02	1133 A	565 A	571 A
180.00 keV	4.035E+02	6.672E+02	1199 A	592 A	599 A
200.00 keV	4.253E+02	6.496E+02	1332 A	645 A	655 A
220.00 keV	4.461E+02	6.328E+02	1466 A	697 A	711 A
240.00 keV	4.659E+02	6.169E+02	1600 A	748 A	766 A
260.00 keV	4.850E+02	6.019E+02	1736 A	798 A	821 A
280.00 keV	5.033E+02	5.875E+02	1871 A	847 A	876 A
300.00 keV	5.209E+02	5.740E+02	2008 A	895 A	930 A
330.00 keV	5.464E+02	5.549E+02	2213 A	965 A	1011 A
360.00 keV	5.707E+02	5.372E+02	2419 A	1034 A	1091 A
400.00 keV	6.015E+02	5.156E+02	2694 A	1122 A	1196 A
450.00 keV	6.380E+02	4.912E+02	3039 A	1228 A	1326 A
500.00 keV	6.725E+02	4.694E+02	3385 A	1329 A	1453 A
550.00 keV	7.054E+02	4.498E+02	3729 A	1427 A	1578 A
600.00 keV	7.367E+02	4.320E+02	4073 A	1520 A	1700 A
650.00 keV	7.668E+02	4.158E+02	4416 A	1610 A	1820 A

700.00 keV	7.958E+02	4.010E+02	4758 A	1696 A	1937 A
800.00 keV	8.583E+02	3.747E+02	5434 A	1858 A	2165 A
900.00 keV	9.218E+02	3.522E+02	6097 A	2006 A	2381 A
1.00 MeV	9.885E+02	3.327E+02	6745 A	2142 A	2587 A
1.10 MeV	1.066E+03	3.155E+02	7373 A	2265 A	2782 A
1.20 MeV	1.143E+03	3.003E+02	7979 A	2376 A	2965 A
1.30 MeV	1.207E+03	2.867E+02	8567 A	2478 A	3137 A
1.40 MeV	1.271E+03	2.745E+02	9139 A	2572 A	3299 A
1.50 MeV	1.335E+03	2.634E+02	9696 A	2659 A	3453 A
1.60 MeV	1.399E+03	2.533E+02	1.02 um	2739 A	3598 A
1.70 MeV	1.463E+03	2.440E+02	1.08 um	2814 A	3735 A
1.80 MeV	1.527E+03	2.355E+02	1.13 um	2883 A	3866 A
2.00 MeV	1.653E+03	2.204E+02	1.23 um	3008 A	4106 A
2.20 MeV	1.779E+03	2.074E+02	1.32 um	3118 A	4323 A
2.40 MeV	1.903E+03	1.960E+02	1.41 um	3213 A	4519 A
2.60 MeV	2.026E+03	1.860E+02	1.50 um	3298 A	4698 A
2.80 MeV	2.147E+03	1.771E+02	1.58 um	3373 A	4862 A
3.00 MeV	2.265E+03	1.690E+02	1.65 um	3441 A	5012 A
3.30 MeV	2.438E+03	1.585E+02	1.77 um	3530 A	5215 A
3.60 MeV	2.605E+03	1.493E+02	1.87 um	3607 A	5395 A
4.00 MeV	2.817E+03	1.387E+02	2.00 um	3696 A	5608 A
4.50 MeV	3.065E+03	1.277E+02	2.16 um	3790 A	5838 A
5.00 MeV	3.292E+03	1.185E+02	2.30 um	3869 A	6037 A
5.50 MeV	3.499E+03	1.106E+02	2.44 um	3935 A	6211 A
6.00 MeV	3.687E+03	1.039E+02	2.57 um	3993 A	6365 A
6.50 MeV	3.857E+03	9.797E+01	2.70 um	4044 A	6504 A
7.00 MeV	4.011E+03	9.277E+01	2.82 um	4090 A	6630 A
8.00 MeV	4.276E+03	8.401E+01	3.05 um	4174 A	6852 A
9.00 MeV	4.495E+03	7.690E+01	3.26 um	4245 A	7043 A
10.00 MeV	4.680E+03	7.101E+01	3.48 um	4307 A	7212 A

(C) 1989 by J.P. Biersack and J.F. Ziegler

==&gt; Version - 92.04 &lt;==

Ion = Ge ( Mass = 74 )

Target = In( 50 % ) + P( 50 % )

Ion Energy	dE/dx Elec.	dE/dx Nuclear	Projected Range	Longitudinal Stragglng	Lateral Stragglng
10.00 keV	5.886E+01	9.787E+02	89 A	55 A	56 A
11.00 keV	6.173E+01	1.005E+03	95 A	58 A	59 A
12.00 keV	6.448E+01	1.028E+03	100 A	61 A	62 A
13.00 keV	6.711E+01	1.050E+03	106 A	64 A	65 A
14.00 keV	6.964E+01	1.069E+03	111 A	67 A	68 A
15.00 keV	7.209E+01	1.087E+03	116 A	69 A	71 A
16.00 keV	7.445E+01	1.104E+03	122 A	72 A	74 A
17.00 keV	7.674E+01	1.119E+03	127 A	75 A	76 A
18.00 keV	7.897E+01	1.133E+03	132 A	77 A	79 A
20.00 keV	8.324E+01	1.159E+03	142 A	82 A	84 A
22.00 keV	8.730E+01	1.182E+03	152 A	87 A	89 A
24.00 keV	9.119E+01	1.201E+03	162 A	92 A	94 A
26.00 keV	9.491E+01	1.219E+03	172 A	97 A	99 A
28.00 keV	9.849E+01	1.235E+03	181 A	102 A	104 A
30.00 keV	1.019E+02	1.249E+03	191 A	107 A	109 A
33.00 keV	1.069E+02	1.267E+03	205 A	114 A	116 A
36.00 keV	1.117E+02	1.283E+03	219 A	120 A	123 A
40.00 keV	1.177E+02	1.301E+03	238 A	129 A	132 A
45.00 keV	1.249E+02	1.319E+03	261 A	140 A	143 A
50.00 keV	1.316E+02	1.333E+03	284 A	151 A	153 A
55.00 keV	1.380E+02	1.344E+03	306 A	161 A	164 A
60.00 keV	1.442E+02	1.352E+03	329 A	172 A	174 A
65.00 keV	1.501E+02	1.359E+03	351 A	182 A	185 A
70.00 keV	1.557E+02	1.364E+03	374 A	193 A	195 A
80.00 keV	1.665E+02	1.370E+03	419 A	213 A	214 A
90.00 keV	1.766E+02	1.372E+03	463 A	233 A	234 A
100.00 keV	1.861E+02	1.372E+03	508 A	253 A	253 A
110.00 keV	1.952E+02	1.369E+03	553 A	273 A	272 A
120.00 keV	2.039E+02	1.364E+03	598 A	292 A	291 A
130.00 keV	2.122E+02	1.359E+03	644 A	312 A	309 A
140.00 keV	2.202E+02	1.352E+03	689 A	331 A	328 A
150.00 keV	2.280E+02	1.344E+03	735 A	350 A	346 A
160.00 keV	2.354E+02	1.336E+03	781 A	370 A	365 A
170.00 keV	2.427E+02	1.328E+03	827 A	389 A	383 A
180.00 keV	2.497E+02	1.319E+03	873 A	408 A	401 A
200.00 keV	2.632E+02	1.301E+03	967 A	446 A	437 A

-----  
Multiply Stopping by      for Stopping Units

1.0000E-01	eV / Angstrom
1.0000E+00	keV / micron
1.0000E+00	MeV / mm
2.0878E-03	keV / (ug/cm2)
2.0878E-03	MeV / (mg/cm2)
2.0878E+00	keV / (mg/cm2)
2.5271E-01	eV / (1E15 atoms/cm2)
2.5995E-04	L.S.S. reduced units