

ANISOTROPIAS OPTICAS EN LAS SUPERFICIES

(001) Y (110) DE GaAs

T E S I S

que para obtener el grado de

DOCTOR EN CIENCIAS
(FISICA)

en la
UNIVERSIDAD AUTONOMA DE SAN LUIS POTOSI

presenta:

SOFIA ELIZABETH ACOSTA ORTIZ

Asesor: Prof. Dr. Alfonso Lastras Martinez

Jurado:

Prof. Dr. Jesus Urias Hermosillo
Prof. Dr. Adan R. Rodriguez Dominguez
Prof. Dr. Ruben Barrera Perez

A
MIS PADRES
A
JOSE ALBERTO
A II
QUE ESTAS POR NACER

PREFACIO

La realización de este trabajo se llevó a cabo en los laboratorios del Instituto de Física de la Universidad Autónoma de San Luis Potosí, bajo la dirección del Dr. Alfonso Lastras Martínez. El trabajo ha dado lugar a la publicación de los siguientes artículos de investigación:

- S.E. Acosta-Ortiz and A. Lastras-Martínez, "Measurements of Above-Bandgap Optical Anisotropies in the (001) Surface of GaAs", Solid State Commun. 64(5), 809 (1987).
- S.E. Acosta-Ortiz and A. Lastras-Martínez, "Above-Bandgap Optical Anisotropies in the Reflectivity Spectrum of (001) GaAs", "Proceedings of the International Workshop on the Electromagnetic Response of Interfaces and Composite Systems", World Scientific Reports, R.G. Barrera, editor (1988). En prensa.
- S.E. Acosta-Ortiz and A. Lastras-Martínez, "Electro-Optic Effects in the Optical Anisotropies of (001) GaAs". Enviado a Physical Review B.
- S.E. Acosta-Ortiz and A. Lastras-Martínez, "A Comparison between the Electro-Optic Effects in the Optical Anisotropies of (001) and (110) GaAs". En preparación.

Los cuatro artículos forman parte de los resultados reportados en esta tesis. Debo reconocer el esfuerzo realizado por el Dr. Alfonso Lastras M., para conseguir el apoyo económico necesario para la instalación y equipo de los laboratorios.

Agradezco a los Dres. Rubén Barrera y Luis Mochán por su colaboración e interés en nuestro trabajo al llevar a cabo los cálculos teóricos, así como por las reuniones de trabajo que tantas ideas dieron para beneficio de nuestra investigación.

Agradezco también al M. en C. Juan Martín Montejano C. por crecer una de las películas epitaxiales que se utilizaron en nuestros experimentos y a él, junto con los M. en C. Gustavo Ramírez, Hernando Ariza y Raymundo Rodríguez por sus incontables muestras de compañerismo.

Les estoy muy agradecida a los Dres. Pedro Villaseñor, Jesús Urías y Francisco Mejía, quienes con su ejemplo de trabajo fueron, desde los inicios de mi carrera, la primer motivación para seguir por el camino de la investigación. Y a todos mis maestros.

Quiero agradecer a los Dres. Rubén Barrera, Adán Rodríguez, Jesús Urías, Alfonso Lastras y Hugo Navarro, la lectura minuciosa de la tesis, sus críticas y sugerencias y a la Srta. Miriam Medina S. por su paciencia y buena disposición en la escritura de este trabajo.

Agradezco profundamente el apoyo de mis padres y de mis hermanos, sin el cual me hubiera sido imposible dar este paso y desde luego a José Alberto, que me facilitó enormemente la tarea teniendo siempre una palabra de aliento y una sonrisa cuando más las necesitaba.

La realización de este trabajo fue posible gracias al apoyo económico de CONACyT (DAFRHU, DADC y DAAI), OEA-PRDCyT y SEP-PRONAES.



UNIVERSIDAD AUTÓNOMA DE SAN LUIS POTOSÍ

INSTITUTO DE FÍSICA

Dr. Manuel Sandoval Vallarta

AVENIDA Obregon 64

Teléfono 3-71-1.

76000 - San Luis Potosí, S. L. P. - México

San Luis Potosí, S. L. P.
6 de junio de 1988.

M. en C. Sofia Elizabeth Acosta O..
P r e s e n t e.

Por la presente me permito comunicarle de manera oficial los pormenores concernientes a su Examen de Promoción Doctoral, el que ha sido autorizado por el Comité Académico según Acta de fecha 2 de junio, en virtud del cumplimiento íntegro y satisfactorio de los requisitos generales del Programa de Doctorado vigente y de haber concluido su trabajo de Tesis: ANISOTROPIAS OPTICAS EN LAS SUPERFICIES (001) Y (110) DE GaAs"

El Jurado Examinador es el mismo que deliberó en su Examinación de Candidatura, a saber, integrado por los Doctores:

Alfonso Lastras Martinez,

Jesus Urias Hermosillo,

Adán Rubén Rodríguez D.,

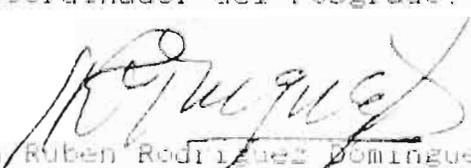
por parte de este Comité Académico y por el Doctor

Rubén Barrera Perez,

como Examinador Externo, del Instituto de Física de la Universidad Nacional.

El Examen tendrá lugar el próximo día jueves 16 de Junio, a las 17.00 horas.

" SIEMPRE AUTÓNOMA. POR MI PATRIA EDUCARE "
El Coordinador del Posgrado.


Dr. Adán Rubén Rodríguez Domínguez

c.c.p. DEPTO. DE ACTAS, FACULTAD DE CIENCIAS.
c.c.p. Archivo.

RESUMEN

Se presentan los resultados de un estudio sistemático de anisotropías ópticas en la reflectividad de las caras (001) y (110) de GaAs, utilizando una técnica de reflectividad diferencial. Se encuentra que las anisotropías observadas experimentalmente están formadas al menos por dos componentes: una que depende de la concentración de impurezas del semiconductor (y del tipo de conductividad, para la cara (001)) y que está asociada con fenómenos de volumen y otra que es independiente de la impurificación y que está asociada con fenómenos de superficie. El origen de la componente que depende de la concentración de impurezas es el efecto electro-óptico lineal, para el caso de la cara (001) y electro-óptico cuadrático para la cara (110). Se llevaron a cabo también experimentos de electrorreflectancia con luz polarizada linealmente, para comprobar este origen electro-óptico. Finalmente, se comparan los resultados obtenidos para las componentes del espectro de anisotropía de GaAs (001) y (110), que no dependen de la concentración de impurezas, con cálculos recientes sobre anisotropías superficiales basados en el modelo de efecto de campo local.

ABSTRACT

The results of a systematic study of optical anisotropies in the reflectivity of the (001) and (110) surfaces of GaAs are shown. The experimental results were obtained by a reflectance-difference technique. It is found that the observed anisotropies are formed by at least two components: one that depends on the impurity concentration of the semiconductor (and on the conductivity type, for the (001) surface) and that is associated with bulk phenomena and another one that is independent of the impurification and that is associated with surface phenomena. The origin of the component that depends on the impurity concentration is the linear electro-optic effect for the case of the (001) surface and the quadratic electro-optic effect for the (110) surface. We also carried out electreflectance experiments with linearly polarized light to prove this electro-optic origin. Finally, the results obtained for the impurity independent component of the (001) and (110) GaAs anisotropy spectra are compared with recent calculations on surface anisotropies that are based on the local-field effect model.

INDICE

	PAGINA	
CAPITULO I	INTRODUCCION	1
CAPITULO II	SISTEMA EXPERIMENTAL	8
CAPITULO III	RESULTADOS EXPERIMENTALES	14
	3.1 EFECTOS DE VOLUMEN	18
	3.2 EFECTOS DE SUPERFICIE	25
	3.3 INCERTIDUMBRES EXPERIMENTALES	33
CAPITULO IV	TEORIA	40
	4.1 EFECTO DE CAMPO LOCAL	40
	4.2 DISPERSION ESPACIAL	44
	4.3 EFECTO ELECTRO-OPTICO	
	4.3.1 CONCEPTOS	51
	4.3.2 PROPIEDADES FISICAS DE LOS COEFICIENTES ELECTRO-OPTICOS	54
	4.3.3 DETERMINACION EXPERIMENTAL DE LOS COEFICIENTES ELECTRO- OPTICOS	57
CAPITULO V	DISCUSION Y CONCLUSIONES	60
REFERENCIAS		67

CAPITULO I
INTRODUCCION

I. INTRODUCCION.

El estudio de anisotropías ópticas en semiconductores con simetría cúbica ha tomado gran interés en los últimos años¹⁻¹⁰. La razón principal es el hecho de que las propiedades ópticas de volumen de los materiales cúbicos son nominalmente isotrópicas, de tal manera que cualquier anisotropía observada en las propiedades ópticas de estos cristales debería estar asociada con fenómenos de superficie. Entonces, en principio, la medición de espectros de anisotropía en la reflectividad de los semiconductores cúbicos nos daría información de sus propiedades superficiales. Sin embargo, como se verá más adelante, aun en semiconductores con simetría cúbica el volumen puede contribuir de una manera importante a las anisotropías observadas; así, se debe tener cuidado al identificar el origen físico de dichas anisotropías a fin de aislar la componente superficial. Por lo tanto, el estudio de anisotropías ópticas en la reflectividad de semiconductores con simetría cúbica será un buen método para distinguir efectos relacionados con la superficie, siempre que las anisotropías provenientes del volumen estén bien identificadas.

En ausencia de perturbaciones, las propiedades del volumen son isotrópicas y cualquier anisotropía observada estará relacionada con la pérdida de simetría debida a la presencia de la superficie. Sin embargo, la existencia de una perturbación direccional (campo eléctrico, tensión, etc.) puede convertir el

crystal que antes era isotrópico en un cristal uniaxial o biaxial, dependiendo de la simetría del mismo. En cristales con simetría de zincblenda, la presencia de un campo eléctrico, que puede tener un origen externo o interno, induce una birrefringencia uniaxial. Entonces, en presencia de un campo eléctrico, la anisotropía observada experimentalmente tendrá dos componentes: una debida a la anisotropía del volumen y otra que proviene de la superficie.

Si bien las anisotropías en la reflectividad de semiconductores han sido observadas desde hace más de veinte años¹¹, el primer estudio sistemático de anisotropías en el espectro óptico de semiconductores con simetría cúbica, a energías superiores al ancho de banda fundamental, fue realizado hace apenas tres años por D.E. Aspnes y A.A. Studna¹⁻³. Ellos estudiaron ampliamente cristales de Si y Ge y encontraron anisotropías del orden del 1% debidas principalmente a apantallamiento de muchos cuerpos en la superficie y a dispersión espacial del volumen. W.L. Mochán y R.G. Barrera⁴⁻⁶ desarrollaron un modelo teórico basado en la teoría de efecto de campo local y predijeron anisotropías superficiales inducidas en las propiedades ópticas de cristales cúbicos. A. Hernández-Cabrera y colaboradores⁷ analizaron teóricamente efectos electro-ópticos lineales en semiconductores con simetría de zincblenda por medio de un modelo microscópico simple y sin usar parámetros de ajuste; obtuvieron los coeficientes electro-ópticos lineales para GaP, GaAs, InP, ZnSe y ZnTe,

encontrando una concordancia satisfactoria con los resultados experimentales. Sin embargo, su estudio se limita a energías alrededor del ancho de banda fundamental. Posteriormente, V.L. Berkovits y colaboradores⁸ estudiaron experimentalmente las anisotropías ópticas de las superficies (110) de GaAs y InSb en el rango de energías 2.5 a 3.5 eV, encontrando una dependencia de la amplitud espectral con la concentración de impurezas y atribuyendo dicha dependencia al campo eléctrico superficial generado debido al amarre del nivel de Fermi en la superficie oxidada. En sus resultados experimentales, Berkovits et al encontraron además una anisotropía que no estaba asociada al doblamiento de las bandas en la superficie, concluyendo que dicha anisotropía estaba asociada a una deformación superficial inducida en el cristal. Recientemente, D.E. Aspnes y A.A. Studna⁹ reportaron los espectros de anisotropía para la cara (110) de GaAs y InP llegando a la conclusión de que la contribución dominante a la anisotropía óptica se debe a la dispersión espacial en el volumen.

El propósito de este trabajo es estudiar de una forma sistemática la influencia de la concentración de impurezas y del tipo de conductividad, en las anisotropías ópticas de las superficies (001) y (110) de GaAs en el rango de energías 2.5 a 5.5 eV. La motivación para estudiar cristales con estructura de zincblenda fue el hecho de que no se había dado una explicación satisfactoria para el origen físico de las anisotropías observadas experimentalmente en estos cristales. Se eligió GaAs

para llevar a cabo la investigación, debido a la gran importancia que ha tenido últimamente para la fabricación de dispositivos optoelectrónicos, además de ser el semiconductor con estructura de zincblenda más barato y fácil de conseguir; siendo posible, por otro lado, generalizar algunas de las conclusiones de este trabajo a todos los semiconductores con estructura de zincblenda.

Nuestro estudio demuestra que los espectros de anisotropía de la superficie (001) de GaAs están formados por dos componentes: una de ellas depende fuertemente de la concentración de impurezas y del tipo de conductividad del semiconductor, mientras que la otra es independiente de estos dos parámetros. El origen físico de la primer componente es el campo eléctrico superficial que aparece debido a la presencia de estados superficiales que fijan el nivel de Fermi del semiconductor a una energía bien determinada. Este campo eléctrico superficial induce una anisotropía en las propiedades ópticas del volumen del semiconductor (efecto electro-óptico lineal para el caso de la superficie (001)). La componente espectral que no depende de la concentración de impurezas ni del tipo de conductividad del semiconductor, está relacionada con efectos de superficie.

Para el caso de la superficie (110) de GaAs, los espectros de anisotropía están formados también por dos componentes: una que depende de la concentración de impurezas, pero que no depende del tipo de conductividad del semiconductor y la otra que es independiente de estos dos parámetros y que puede ser explicada

parcialmente por fenómenos superficiales debidos a efectos de campo local.

El origen de la componente del espectro de anisotropía de GaAs (110) que depende de la concentración de impurezas, es el efecto electro-óptico cuadrático, en contraste con la superficie (001) cuya anisotropía proveniente del volumen tiene su origen en el efecto electro-óptico lineal.

Para probar el origen electro-óptico de las anisotropías de volumen, se llevaron a cabo experimentos de electrorreflectancia con luz polarizada linealmente a incidencia casi normal sobre las superficies (001) y (110) de GaAs y con el vector de polarización orientado a lo largo de las dos direcciones de simetría de cada superficie. La concordancia entre estos experimentos y los resultados obtenidos para la componente de volumen de las anisotropías observadas es muy buena.

La presente Tesis está estructurada como sigue: en el capítulo II se describe el sistema experimental utilizado para la obtención de los espectros de anisotropía, en el capítulo III se presentan los resultados de nuestros experimentos, así como su interpretación, incluyéndose una discusión de las incertidumbres experimentales; en el capítulo IV se habla brevemente acerca de los modelos teóricos que podrían emplearse para explicar las anisotropías observadas en semiconductores con simetría cúbica, dándose énfasis al efecto electro-óptico y haciendo una breve discusión sobre el origen físico de las componentes del tensor electro-óptico y su posible determinación experimental. Por

último, en el capítulo V se dan las conclusiones del trabajo y se discute la interpretación de nuestros resultados en relación con otras investigaciones.

CAPITULO II

SISTEMA EXPERIMENTAL

II. SISTEMA EXPERIMENTAL.

El sistema experimental empleado para la obtención de los espectros de anisotropía por la técnica de reflectividad diferencial (RD) se muestra en la fig. 1. El experimento consiste en hacer incidir luz monocromática polarizada linealmente, a incidencia casi normal ($\theta \approx 10^\circ$) y polarización s, sobre la superficie especular de una muestra que está rotando a una frecuencia constante. La luz reflejada es enfocada sobre un fotodetector y analizada eléctricamente por un amplificador sensible a la fase ("lock-in" PAR 124A) sintonizado al doble de la frecuencia a la cual está rotando la muestra y con la fase ajustada para dar el máximo de lectura. De esta manera, la señal que aparece a la salida de dicho amplificador es la diferencia en reflectividad de la muestra ($\Delta R = R_{\parallel} - R_{\perp}$), cuando el vector de polarización de la luz incidente es paralelo a una dirección de simetría del cristal y cuando es perpendicular a dicha dirección.

El sistema está gobernado a través de una microcomputadora HP 85 que toma el valor ΔR y lo divide entre $R = (R_{\parallel} + R_{\perp})/2$ que es el promedio en reflectividad de la muestra. De este modo, en el eje vertical de los espectros tenemos la variación en reflectividad normalizada. La frecuencia del motor es de 25 Hz y un decodificador óptico da la señal de referencia al amplificador "lock-in". El sistema óptico consiste en una lámpara de descarga de xenón de 150 W (Kratos 150), un monocromador de .25 m (Kratos GMA 252), un prisma polarizador de cuarzo tipo Rochon (Optics for

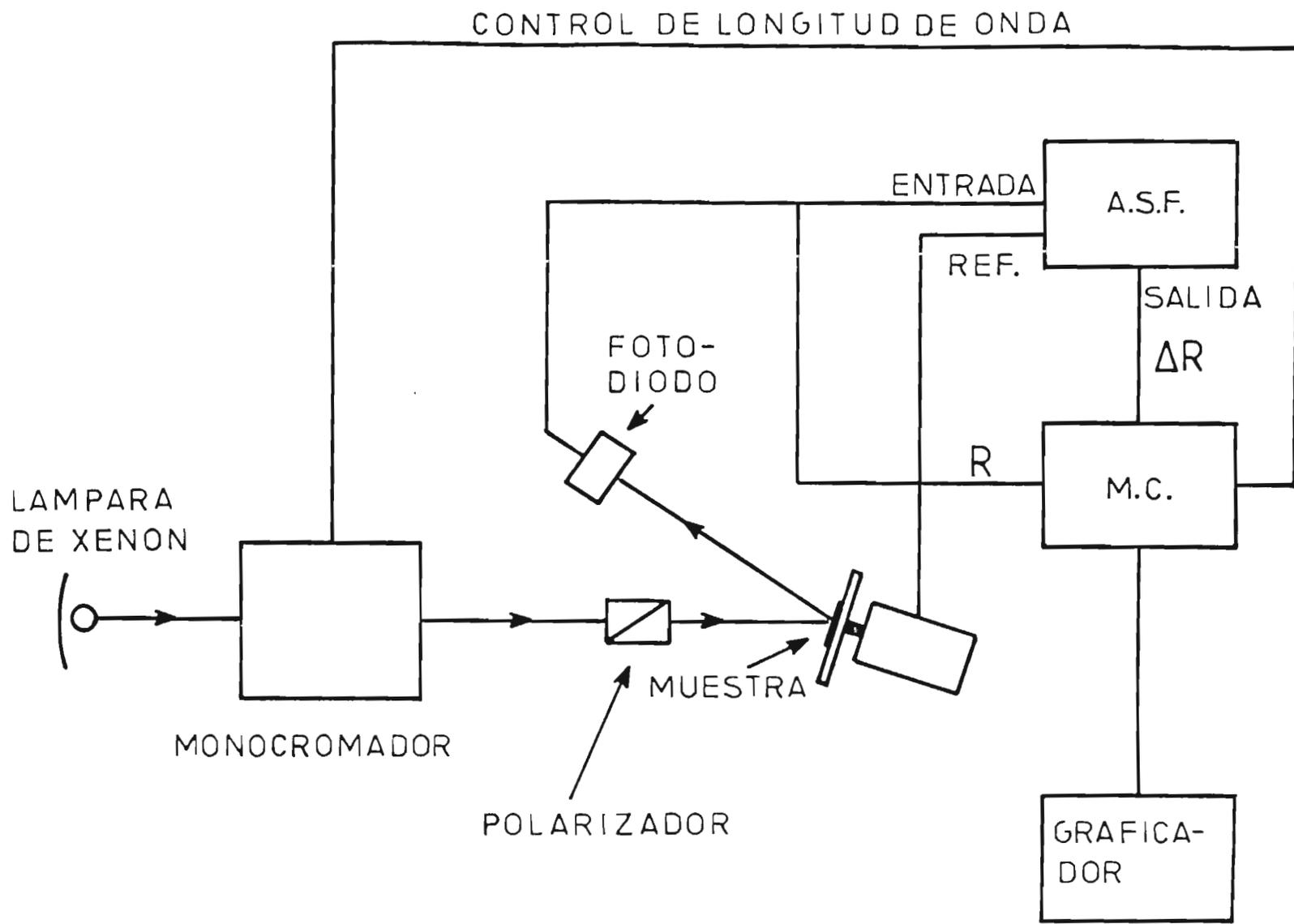


Fig. 1. Diagrama esquemático del espectrómetro usado en los experimentos de reflectividad diferencial. Las siglas A.S.F. y M.C. significan, respectivamente, Amplificador -- Sensible a la Fase y Micro Computadora.

Research), un fotodiodo de silicio con repuesta extendida hacia el ultravioleta (UDT 555UV) y lentes de cuarzo. El sistema responde hasta una energía de 5.5 eV.

Previamente a la medición experimental, las muestras reciben un tratamiento químico-mecánico con una solución al 1% de bromo en metanol y justo antes de la medición reciben un tratamiento químico-mecánico final con una solución al .05% de bromo en metanol, son enjuagadas en metanol y secadas con un flujo de nitrógeno.

Debido a que en el experimento la muestra está rotando, es muy importante que la superficie de la misma esté lo más perpendicular posible a su eje de giro, ya que de lo contrario el haz reflejado formará círculos en el fotodetector que producirán, si la superficie del mismo no es uniforme en sensibilidad, una señal a la frecuencia de rotación de la muestra con una componente de segundo armónico que se sumará a nuestra señal de anisotropía. Para evitar esta componente parásita, antes de hacer las mediciones experimentales alineamos ópticamente la superficie de la muestra utilizando un laser de He-Ne. La muestra está montada en un soporte formado por dos platos unidos con tres tornillos ajustables y un resorte. Se hace incidir el laser sobre la misma, procurando enfocar el haz justo en el centro del plato y la luz reflejada se colecta en un detector de posición (UDT 431); de este modo es posible ir ajustando los tornillos necesarios hasta lograr una desviación mínima del haz reflejado. Con este arreglo experimental es posible reducir las

desviaciones del haz a 100 micras sobre la superficie del fotodetector (lo que implica un ángulo de $\approx .038^\circ$).

Para realizar los experimentos de electrorreflectancia se fabricó una barrera Schottky sobre la superficie (001) de una muestra de GaAs tipo-n, con una concentración de impurezas de $10^{16}/\text{cm}^3$. Estos experimentos consisten en medir los cambios producidos en la reflectividad de una superficie, por un campo eléctrico externo modulado. En nuestras mediciones el campo se moduló a una frecuencia de 100 Hz. La barrera se formó evaporando una película semitransparente de oro (aprox. 30nm) sobre la superficie especular de la muestra y un contacto óhmico de Au-Ge sobre la cara opuesta. Para poder comparar los espectros de reflectividad diferencial con los experimentos de electrorreflectancia, se utilizó en estos últimos luz polarizada linealmente a lo largo de las dos direcciones de simetría de la superficie y se restaron los espectros de electrorreflectancia correspondientes. En los experimentos de electrorreflectancia sobre la superficie (110) de GaAs, se empleó una muestra de GaAs tipo-n con una concentración de impurezas de $2.2 \times 10^{18}/\text{cm}^3$.

Para identificar las direcciones de simetría del cristal en la superficie (001) de GaAs, se realizó un tratamiento químico sobre la superficie, que consiste en sumergir el cristal en una solución 1:1 de NaOH:KOH a una temperatura de 350°C^{12} . El tratamiento revela las direcciones de simetría de la cara (001), formando rectángulos en la superficie, cuyos lados mayor y menor están orientados en las direcciones $[\bar{1}10]$ y $[\bar{1}\bar{1}0]$.

respectivamente.

Las direcciones de simetría para la cara (110) se tomaron de la referencia 2.

CAPITULO III

RESULTADOS EXPERIMENTALES

III. RESULTADOS EXPERIMENTALES.

En la fig. 2 aparecen los resultados experimentales obtenidos para muestras de GaAs orientadas en la dirección (001), con diferentes niveles de concentración de impurezas y tanto tipo-n como tipo-p. El espectro superior se obtuvo para GaAs tipo n, con impurezas de silicio en una concentración de $n=2.8 \times 10^{18}/\text{cm}^3$. Las concentraciones de cada muestra están indicadas en la figura. Para la muestra de GaAs tipo-p con concentración $p=3.7 \times 10^{17}/\text{cm}^3$ el dopante es cadmio, mientras que la muestra con concentración $p=2.9 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ está dopada con zinc. En el eje vertical $\Delta R=R[1\bar{1}0]-R[\bar{1}10]$, donde $[1\bar{1}0]$ y $[\bar{1}10]$ son direcciones de simetría del cristal.

De los resultados de la figura 2, se concluye que los espectros de anisotropía están formados al menos por dos componentes: una de ellas que depende de la concentración de impurezas y del tipo de conductividad (la amplitud de la oscilación alrededor de las energías E_1 y $E_1+\Delta_1$ disminuye al disminuir la concentración de impurezas y cambia su fase en 180° al pasar de semiconductor tipo-n a tipo-p) y otra que no depende de estos dos parámetros. La dependencia en la concentración de impurezas y en el tipo de conductividad de la primer componente de anisotropía, hace suponer que esta componente del espectro es de origen electro-óptico; es decir, que la anisotropía es inducida por el campo eléctrico superficial, que aparece debido a la presencia de estados superficiales que fijan el nivel de Fermi

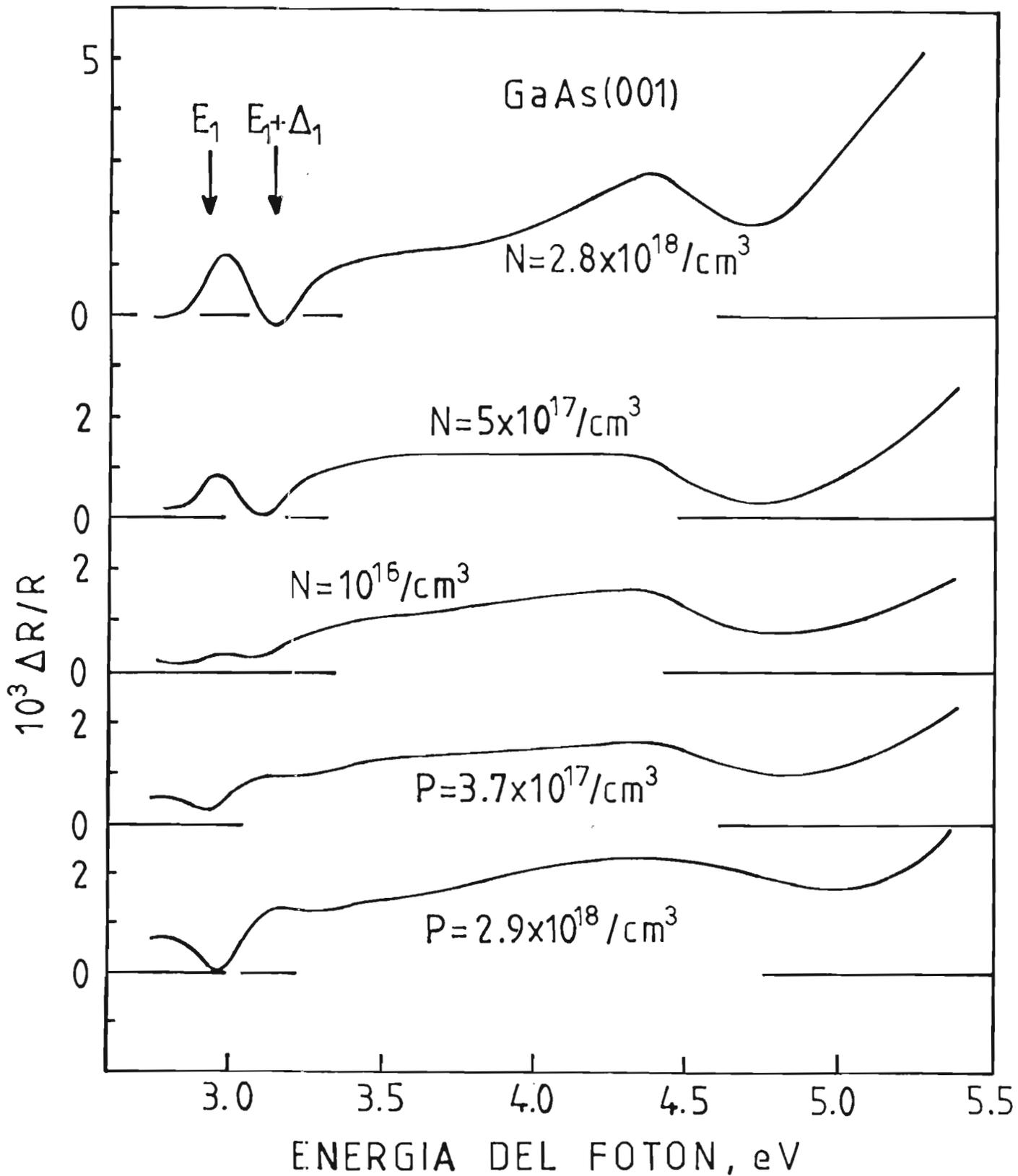


Fig. 2. Espectros de anisotropía en la reflectividad de GaAs (001), como una función de su nivel de impurificación y tipo de conductividad. De -- arriba hacia abajo, los espectros corresponden a muestras impurificadas con: Si, Si, sin impurificación intencional, Cd y Zn. $\Delta R = R_{[1\bar{1}0]} - R_{[\bar{1}\bar{1}0]}$

y traen como consecuencia un doblamiento de las bandas cerca de la superficie, de una manera similar a lo que ocurre en una barrera Schottky. Este campo eléctrico superficial aumenta al aumentar la concentración de impurezas en el semiconductor. En la superficie alcanza un valor máximo dado por¹³:

$$E_{\max} = \left(\frac{2 q V_d N}{\epsilon_s} \right)^{1/2}$$

donde q es la carga del electrón; V_d es el voltaje de difusión (igual a la diferencia entre los niveles de Fermi de los estados superficiales y del volumen), N es la concentración de impurezas y ϵ_s la permitividad del semiconductor. La magnitud del campo promedio es $\frac{1}{2}E_{\max}$. El campo eléctrico superficial se extiende por lo menos 100 planos atómicos dentro del semiconductor, de tal forma que la anisotropía debida al campo es una anisotropía de volumen. La segunda componente, es decir, la componente de los espectros de anisotropía que no depende de la concentración de impurezas ni del tipo de conductividad del semiconductor, puede estar asociada a fenómenos de superficie. De este modo, el espectro de anisotropía observado experimentalmente es la suma de un efecto de volumen y un efecto superficial.

En la figura 3 se muestran los espectros de anisotropía obtenidos experimentalmente para la superficie (110) de GaAs. Las muestras fueron pulidas químico-mecánicamente, como se describe en el capítulo II. Se presentan los resultados obtenidos para tres muestras: la primera de ellas es tipo-n con una concentración de impurezas de silicio de $1.1 \times 10^{18} / \text{cm}^3$. La

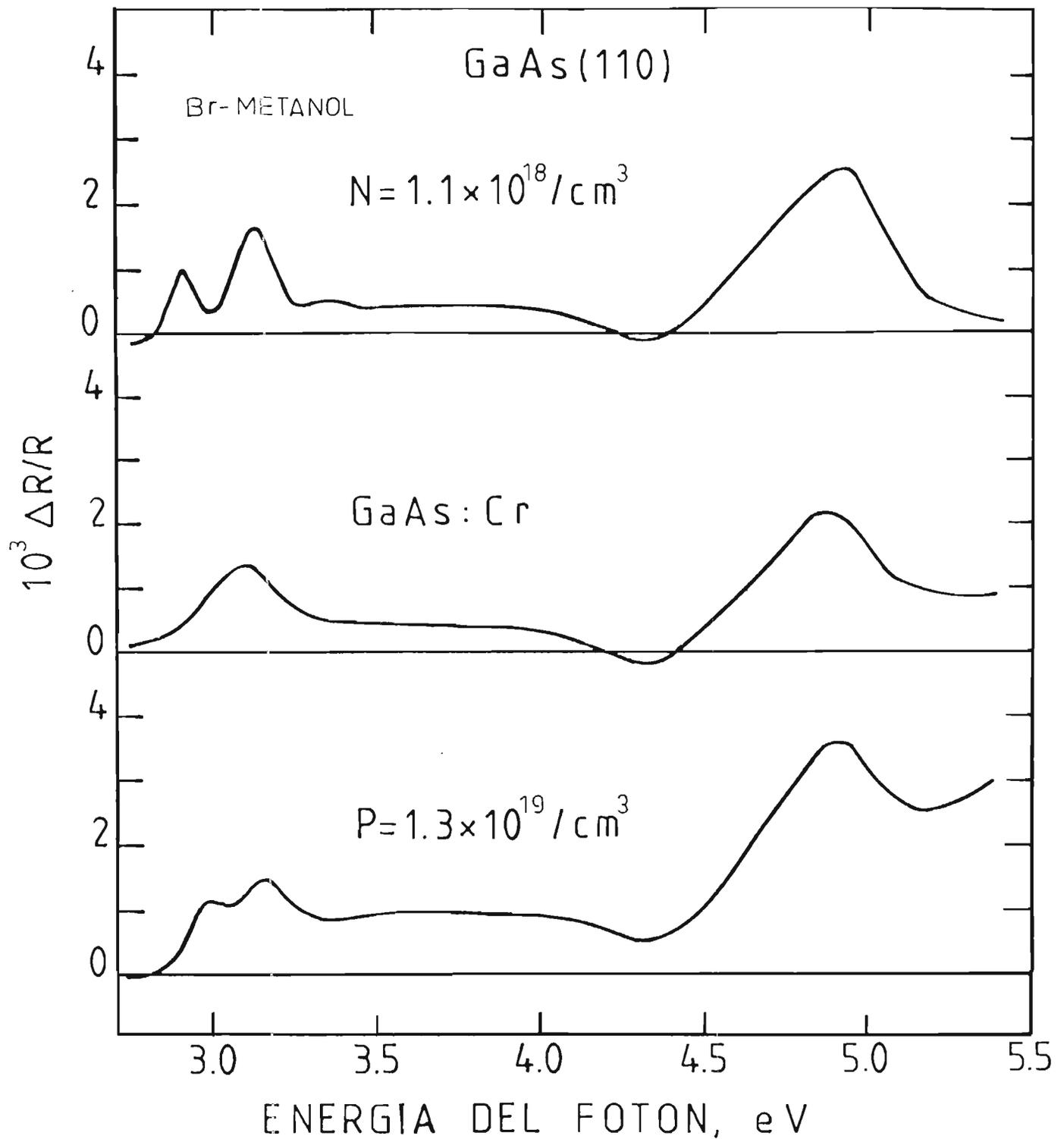


Fig. 3. Espectros de anisotropía en la reflectividad de tres muestras de GaAs (110), pulidas químico-mecánicamente con 1% Br-Metanol. De arriba hacia abajo, los espectros corresponden a muestras impurificadas con: Si, Cr y Zn. $\Delta R = R_{\begin{smallmatrix} \text{---} \\ [1\bar{1}0] \end{smallmatrix}} - R_{\begin{smallmatrix} \text{---} \\ [001] \end{smallmatrix}}$

segunda está contaminada con cromo, por lo que es un material semiaislante y la tercera es tipo-p, con una concentración de impurezas de zinc de $1.3 \times 10^{19} / \text{cm}^3$. Los espectros obtenidos concuerdan bastante bien con los resultados de la referencia 8, aunque los espectros de dicha referencia están muy limitados en energía. Tal y como se esperaba, la forma de línea alrededor de las energías E_1 y $E_1 + \Delta_1$ (2.8-3.3 eV) depende de la concentración de impurezas (los dos picos observados desaparecen en el material poco contaminado) pero no depende del tipo de conductividad del semiconductor (los dos picos tienen el mismo signo positivo tanto en el material tipo-n como en el tipo-p), mientras que a energías altas los espectros tienen esencialmente la misma forma de línea. Lo anterior demuestra que así como para la superficie (001), los espectros de anisotropía de GaAs (110) están formados al menos por dos componentes con diferente origen físico: la primera que depende de la concentración de impurezas del semiconductor y que tiene su origen en fenómenos de volumen que se pueden explicar en base a efectos electro-ópticos y la segunda que es independiente de la concentración de impurezas y del tipo de conductividad del semiconductor y que se puede asociar con fenómenos de superficie.

3.1 Efectos de Volumen. -

Como se verá en el siguiente capítulo, el efecto electro-óptico relacionado con la anisotropía de volumen del GaAs orientado en la dirección (001) es un efecto electro óptico

lineal (efecto Pockels), mientras que la anisotropía de volumen para GaAs (110) tiene su origen en el efecto electro-óptico cuadrático (efecto Kerr).

La presencia de un efecto lineal en las anisotropías de volumen de GaAs (001) se ve confirmada por un experimento en el cual se pulieron químico-mecánicamente las caras opuestas de una misma muestra y, manteniendo la misma posición de la muestra en el plato y la misma fase en el "lock-in", se midieron por separado las dos caras. Los espectros resultantes fueron iguales, excepto por un cambio de fase de 180° , como debía esperarse en un efecto lineal.

Para probar el origen electro-óptico de las anisotropías observadas se llevaron a cabo experimentos de electrorreflectancia (ER) en la superficie (001) de GaAs, para el rango de energías 2.6 a 3.4 eV. En estos experimentos, se aplica un campo eléctrico externo de c.a. perpendicular a la superficie, esto es, casi paralelo a la dirección de la luz incidente (configuración longitudinal), sobre una barrera Schottky de GaAs $10^{16}/\text{cm}^3$ orientado en la dirección (001). Se empleó luz polarizada linealmente en las dos direcciones de simetría del cristal, restando los espectros de electrorreflectancia correspondientes. De este modo, se simulan los efectos del campo eléctrico superficial y de la rotación de la muestra.

En la figura 4 se muestran los espectros de ER para una barrera Schottky sobre GaAs (001) con luz polarizada a lo largo de las direcciones $[1\bar{1}0]$ y $[\bar{1}\bar{1}0]$, respectivamente. El voltaje

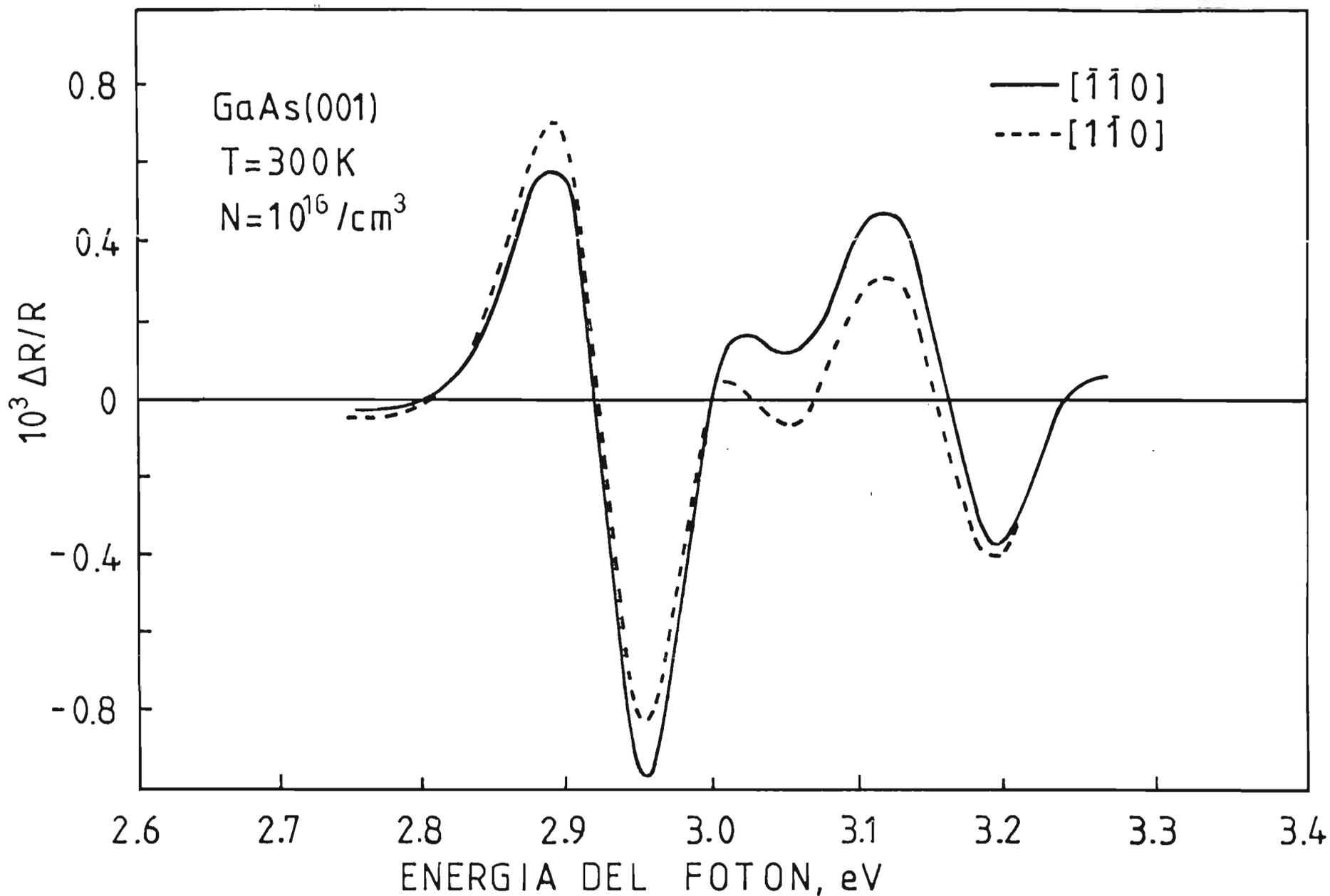


Fig. 4. Espectros de electrorreflectancia para GaAs (001) tipo n, con una concentración de impurezas de 10¹⁶/cm³, mostrando la diferencia para dos direcciones de polarización de la luz incidente.

aplicado en los dos casos fue de 1.5 V. Como puede verse en la figura 4, los espectros correspondientes a cada dirección son diferentes, lo cual implica que hay una anisotropía. De esta manera si restamos los dos espectros, obtenemos la forma de línea característica de dicha anisotropía, la cual se muestra en la figura 5 (línea continua). En la misma figura (línea punteada) aparece el espectro obtenido por la técnica de reflectividad diferencial (RD) para una muestra de GaAs $10^{16}/\text{cm}^3$; en este caso, se restó al espectro correspondiente a una concentración $N=10^{16}/\text{cm}^3$ que aparece en la figura 2, la forma de línea asociada con la anisotropía superficial (fig. 7) (ver la sección 3.2), con el fin de aislar la componente de volumen.

Es notable la concordancia entre los dos experimentos. Si bien hay un ligero corrimiento en energía, es muy importante el hecho de que ambos experimentos coincidan en la inversión del signo del espectro alrededor de la energía $E_1 + \Delta_1$, con respecto al signo alrededor de la energía E_1 . Hasta ahora no se ha desarrollado un modelo teórico que explique satisfactoriamente este fenómeno, es decir, un modelo para el efecto electro-óptico lineal alrededor de las energías de transición E_1 y $E_1 + \Delta_1$. Es importante hacer notar que los experimentos de electrorreflectancia sólo revelan efectos provenientes del volumen del semiconductor, puesto que cada punto del espectro de ER se obtiene al restar la reflectividad de la muestra sin campo eléctrico aplicado, de la reflectividad con campo eléctrico, eliminándose por lo tanto los efectos superficiales.

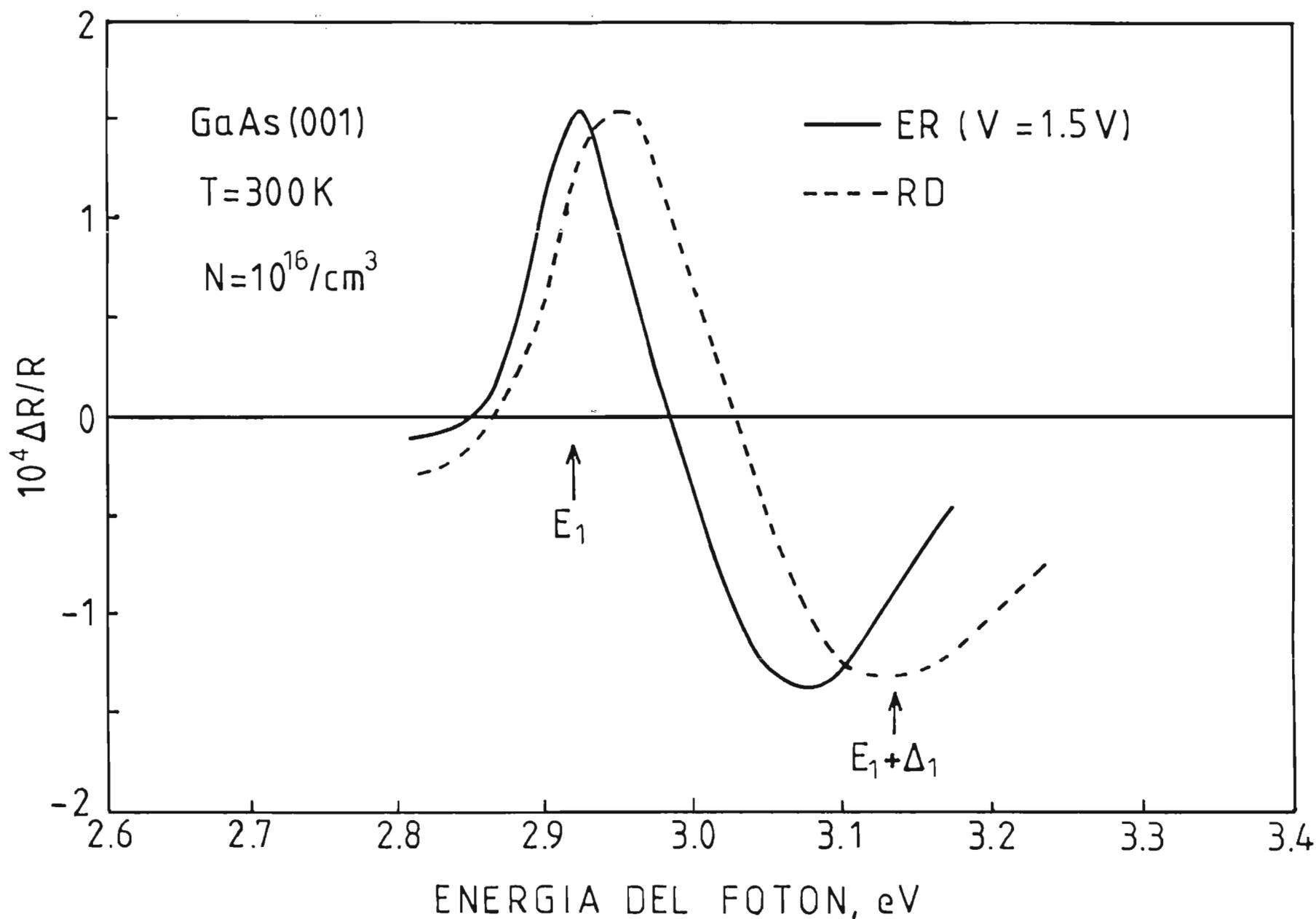


Fig. 5. Línea continua: componente electro-óptica lineal del espectro de electrorreflectancia para GaAs (001). Línea punteada: componente dependiente de la impurificación, del espectro de anisotropía de GaAs (001),

Para probar el origen electro-óptico cuadrático de las anisotropías provenientes del volumen en el caso de la cara (110) de GaAs, se llevaron a cabo también experimentos de electrorreflectancia sobre una barrera Schottky de GaAs orientado en la dirección (110). En la figura 6 se compara la forma de línea obtenida por la técnica de reflectividad diferencial (línea punteada) para la componente de volumen del espectro de anisotropía, con un espectro típico de electrorreflectancia (línea continua). Los dos espectros corresponden a muestras de GaAs (110) con una concentración de impurezas del orden de $10^{18}/\text{cm}^3$.

La línea punteada se obtuvo al restar el espectro de anisotropía correspondiente a una muestra semiaislante (GaAs:Cr), del espectro de una muestra con una concentración de impurezas de $n=1.1 \times 10^{18}/\text{cm}^3$ (ambos espectros se muestran en la fig.3), con el fin de eliminar la componente superficial.

Como es bien sabido, en el espectro de electrorreflectancia de la superficie (110) de semiconductores con simetría cúbica, el término lineal no contribuye, por lo que la contribución más importante a la señal de electrorreflectancia proviene del término cuadrático. La semejanza entre los espectros de ER y RD en la figura 6, es una prueba del origen electro-óptico cuadrático de las anisotropías de volumen para la superficie (110) de GaAs.

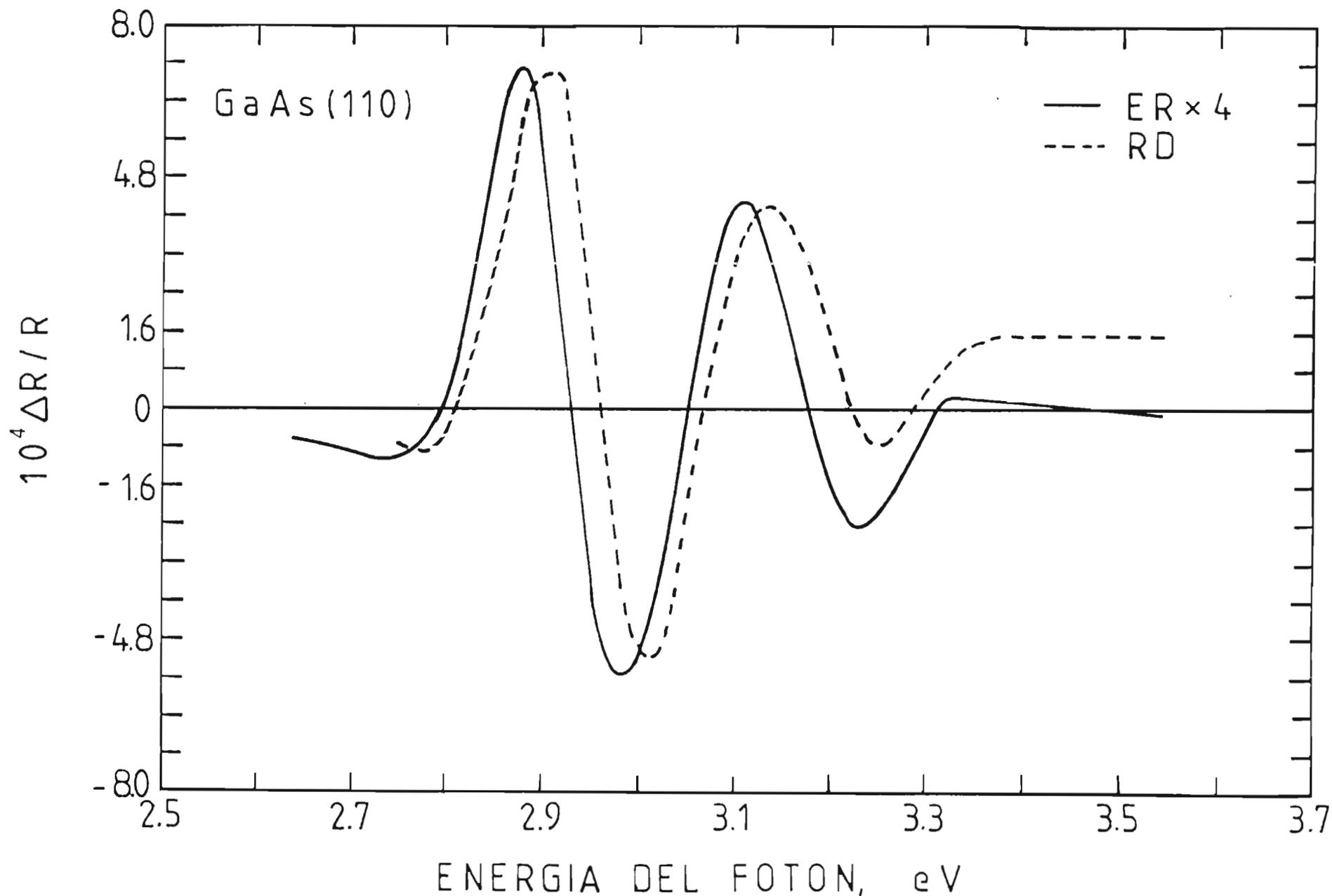


Fig. 6. Espectro típico de electrorreflectancia para una muestra de GaAs (110) (línea continua). Componente de volumen del espectro de anisotropía obtenido por la técnica de reflectividad diferencial, para una muestra de GaAs (110) (línea punteada).

3.2 Efectos de Superficie.-

El origen de la componente superficial de los espectros de anisotropía puede ser intrínseco o extrínseco y de acuerdo con nuestros experimentos, los espectros de anisotropía obtenidos en nuestras mediciones son: 1) una combinación de una componente de volumen, 2) una componente superficial intrínseca (debida al hecho de que en la superficie se termina la red de átomos y que se puede explicar en base a efectos de campo local) y 3) una componente superficial extrínseca (posiblemente originada por el hecho de que el tratamiento químico-mecánico dado a la superficie puede crear rugosidades en ella)^o.

Para aislar la componente superficial intrínseca, se midió el espectro de reflectividad de una película epitaxial de GaAs (001) tipo-n con muy baja concentración de impurezas ($10^{15}/\text{cm}^3$), de tal manera que el campo eléctrico superficial fuera muy pequeño. La forma de línea obtenida se muestra en la figura 7. Se puede ver como la oscilación alrededor de las energías E_1 y $E_1 + \Delta_1$ casi desaparece, mientras que a altas energías el espectro es esencialmente el mismo que el que se observa para las muestras más contaminadas (fig. 2).

De igual manera, se trató de aislar la componente superficial intrínseca de los espectros de anisotropía de GaAs (110), midiendo la anisotropía en la reflectividad de una película epitaxial crecida en los laboratorios del Instituto de Física de la UASLP, con una baja concentración de impurezas

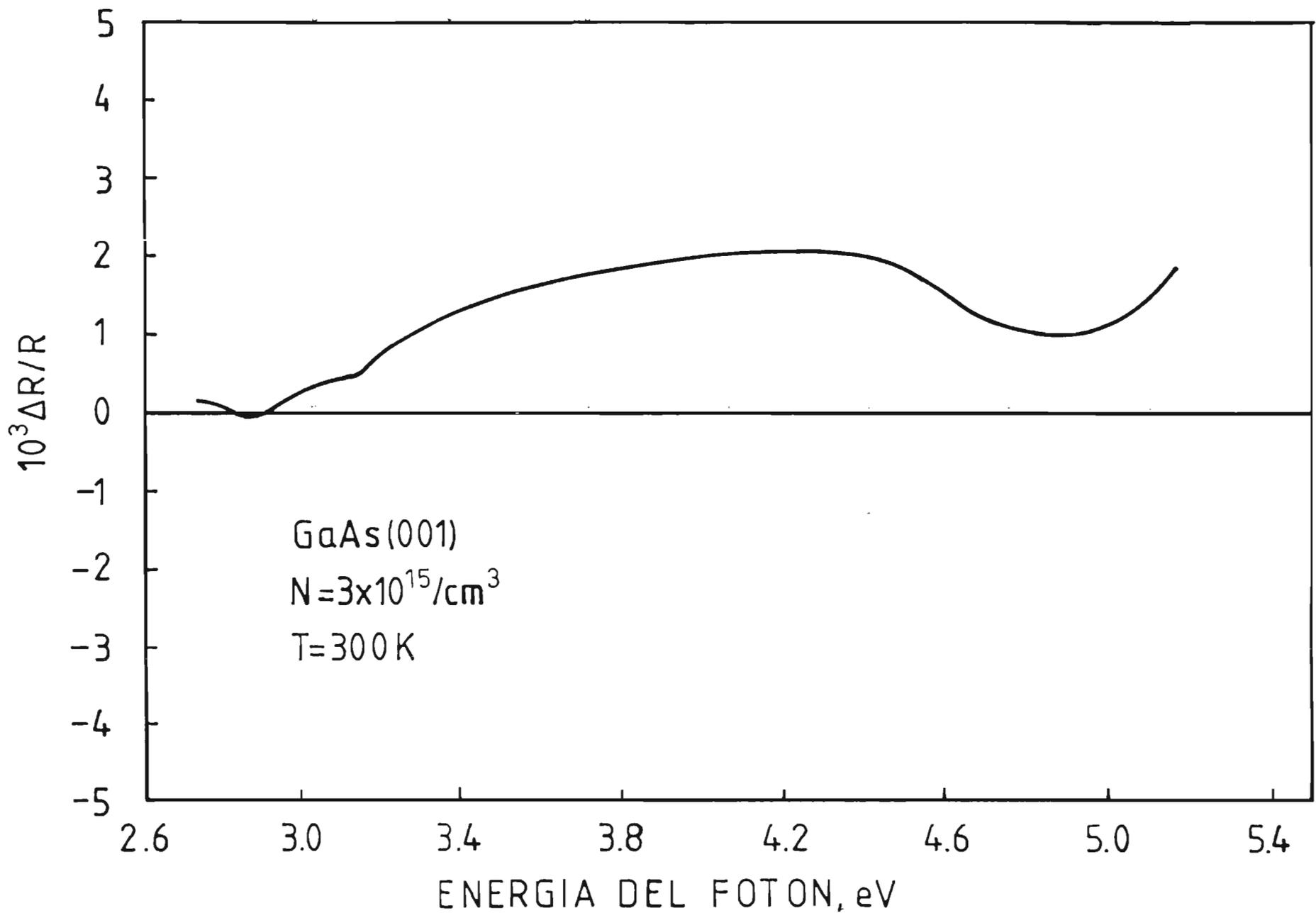


Fig. 7. Espectro de anisotropía en la reflectividad de GaAs (001) tipo n, con una concentración de impurezas de $3 \times 10^{15} / \text{cm}^3$.

($\sim 2 \times 10^{16} / \text{cm}^3$) y a la que no se le dió ningún tratamiento químico. El resultado aparece en la figura 8, comparado con cálculos recientes llevados a cabo por W.L. Mochán y R.G. Barrera¹⁴ basados en el efecto de campo local. En sus cálculos Mochán y Barrera consideraron dos subredes fcc interpenetradas, cada una con su propia polarizabilidad $\Gamma_{\mu} (\mu=1,2)$ y dispuestas de tal manera que se reproduzca la estructura de la zincblenda. Tomaron una de las polarizabilidades (Γ_2) como parámetro ajustable y calcularon el espectro de anisotropía dándole distintos valores a Γ_2 . El espectro mostrado en la figura 8 corresponde a un valor $\Gamma_2=0.02$, donde la suma $\Gamma_1 + \Gamma_2$ debe cumplir la relación de Clausius-Mossotti:

$$\Gamma_1 + \Gamma_2 = \frac{3 (\epsilon - 1)}{4\pi (\epsilon + 2)}$$

y ϵ es el valor de la constante dieléctrica en el volumen del semiconductor.

En la figura 9 se muestra una comparación entre los cálculos de Mochán y Barrera para la superficie (001) de GaAs (tomando los mismos valores para las polarizabilidades de los distintos átomos que los considerados para el cálculo de la fig. 8) y nuestros resultados experimentales para la película epitaxial de GaAs (001) que se muestra en la figura 7.

Se puede ver que si bien no existe una concordancia perfecta entre teoría y experimento, el parecido entre los dos espectros es una evidencia de la existencia de anisotropías debidas a fenómenos superficiales intrínsecos y de la utilidad del modelo

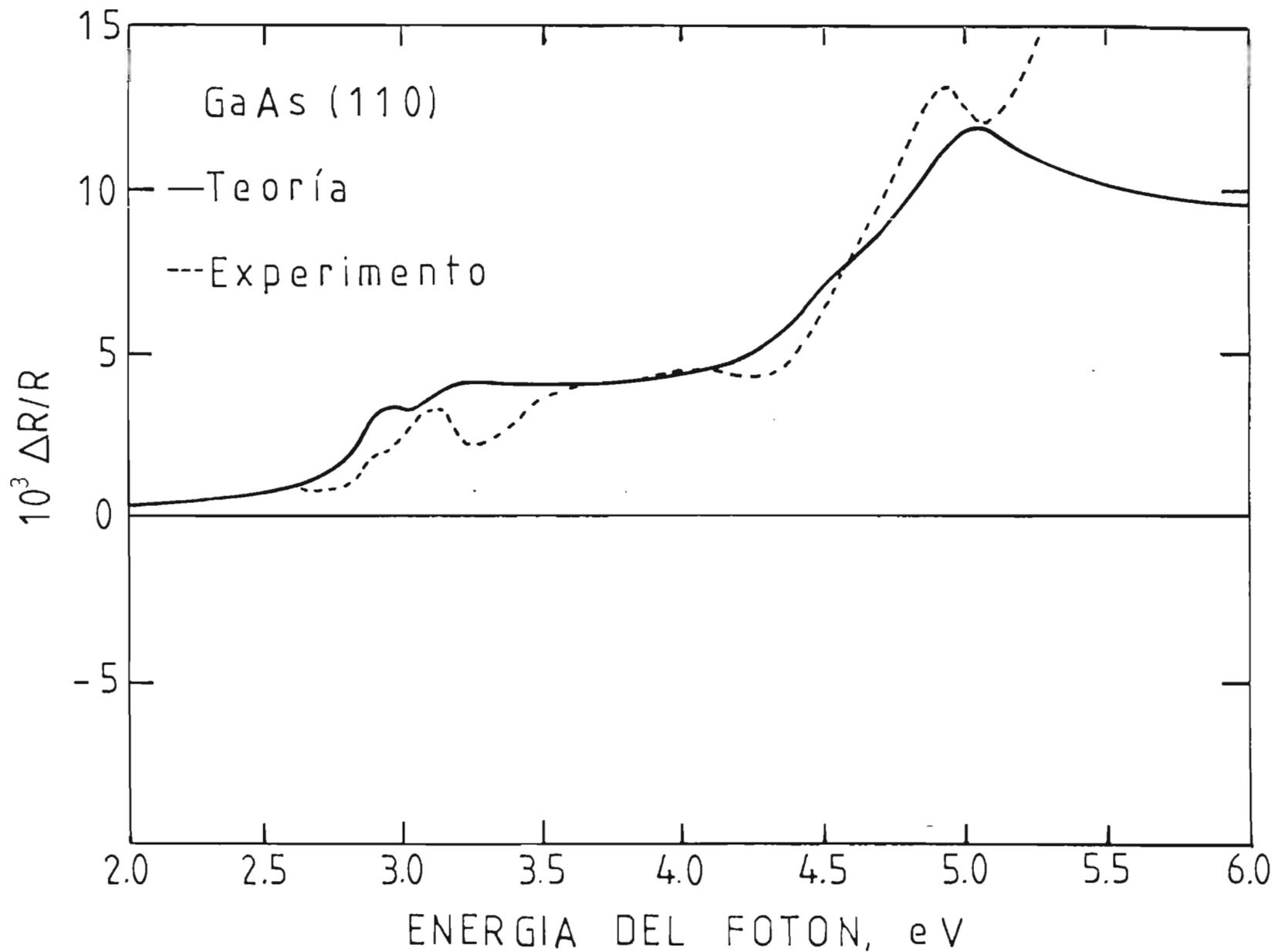


Fig. 8. Comparación entre el espectro obtenido por la técnica de reflectividad diferencial para una película epitaxial de GaAs (110) poco contaminada ($N \sim 2 \times 10^{16} / \text{cm}^3$) y cálculos basados en el modelo de campo local superficial [14].

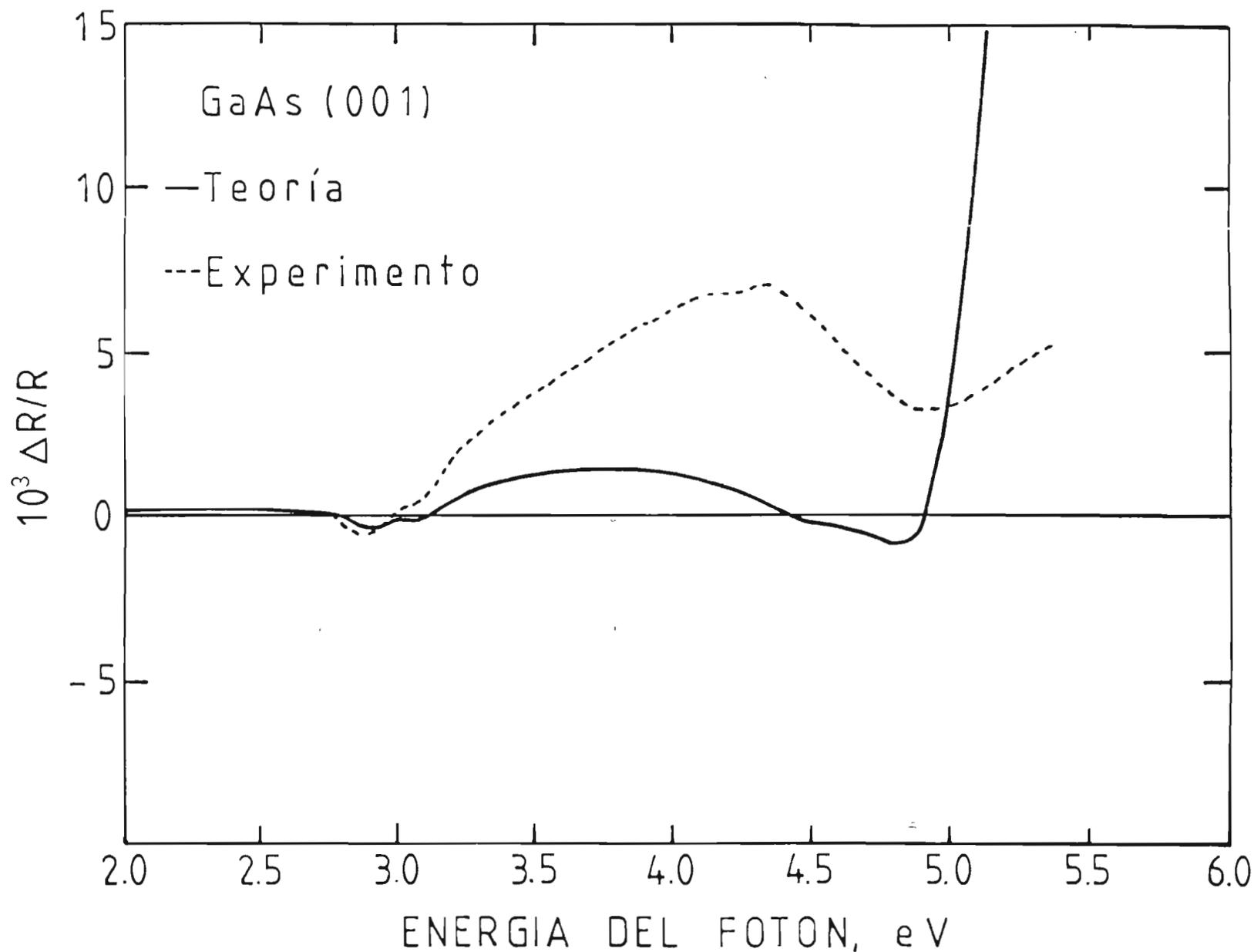


Fig. 9. Comparación entre el espectro obtenido por la técnica de reflectividad diferencial para una película epitaxial de GaAs (001) poco contaminada ($N = 3 \times 10^{15} / \text{cm}^3$) y cálculos basados en el modelo de campo local superficial [14].

de efecto de campo local para explicar dichas anisotropías.

Para probar la existencia de la componente superficial extrínseca, se midieron los espectros de anisotropía para las mismas muestras que aparecen en la figura 3 pero sin darles el tratamiento químico-mecánico de Br-Metanol. Los resultados se muestran en la figura 10. Las muestras son obleas comerciales que habían recibido en los laboratorios donde fueron crecidas (Bertram Laboratories, New Jersey), un pulido químico-mecánico con una solución de composición $10\text{H}_2\text{O}:1\text{NaOCl}:1\text{Nalco 2360}$ (el Nalco 2360 es un compuesto coloidal de sílica). Como puede verse al comparar las figuras 3 y 10, aunque ambas curvas muestran estructura similar, aparece un corrimiento hacia arriba (muestra tipo-n) o hacia abajo (muestra tipo-p) de los espectros de la figura 10 comparados con los de la figura 3, lo que demuestra que hay una componente de volumen y una componente superficial intrínseca que no cambian al variar el tratamiento, mientras que hay una componente superficial extrínseca que depende del tratamiento que se le da a la superficie y que podría deberse a microestructura con una dirección preferencial, producida por dicho tratamiento^o.

Se midieron también los espectros de anisotropía para dos muestras de GaAs:Cr (001) encontrándose esta misma dependencia de la magnitud de los espectros con el tratamiento superficial, como puede verse en la figura 11.

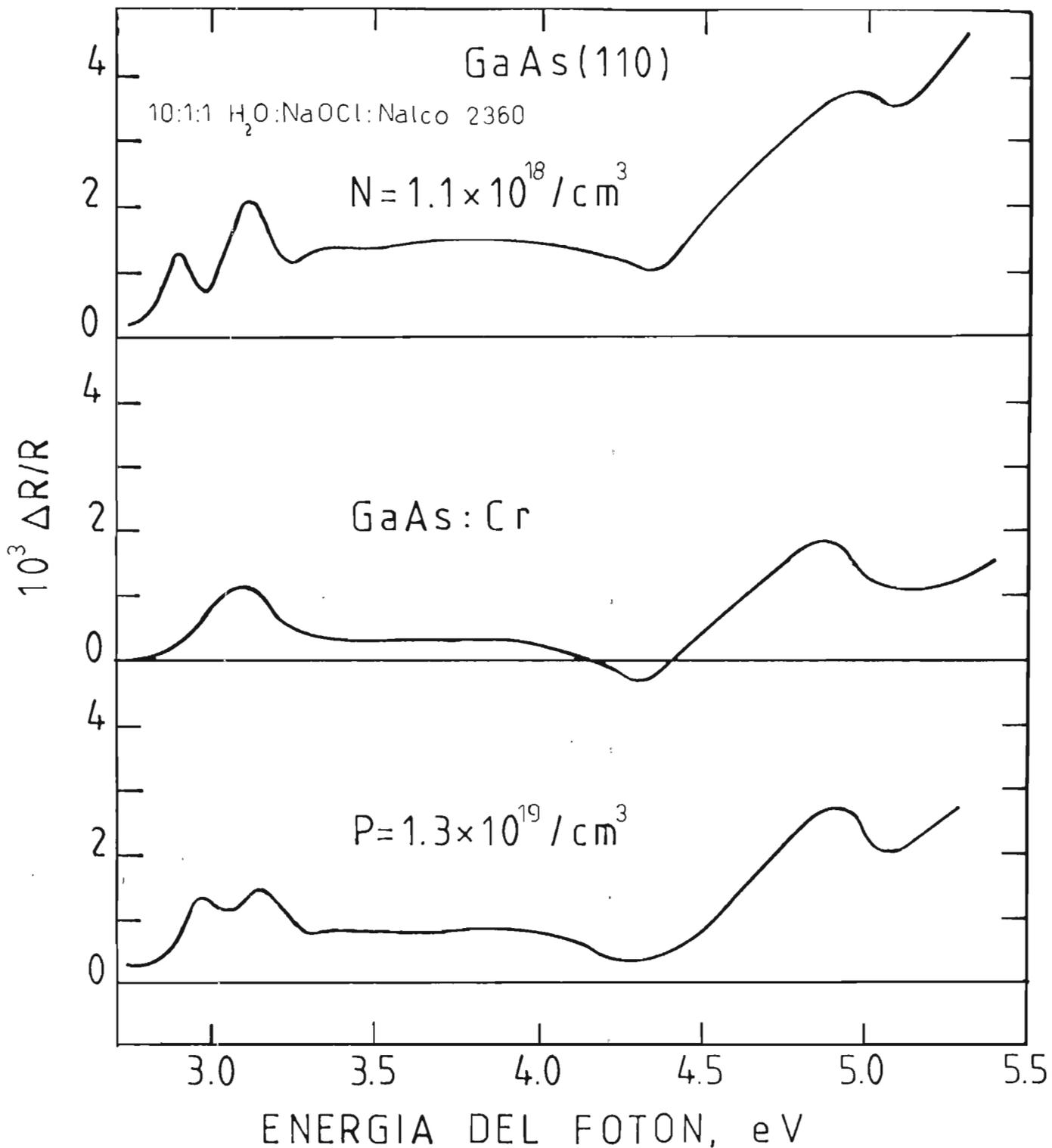


Fig. 10. Espectros de anisotropía en la reflectividad de tres muestras de GaAs (110) pulidas químico- mecánicamente con 10 H₂O:1 NaOCl:1 Nalco 2360. De arriba hacia abajo, los espectros corresponden a muestras impurificadas con: Si, Cr y Zn. $\Delta R = R_{[1\bar{1}0]} - R_{[001]}$

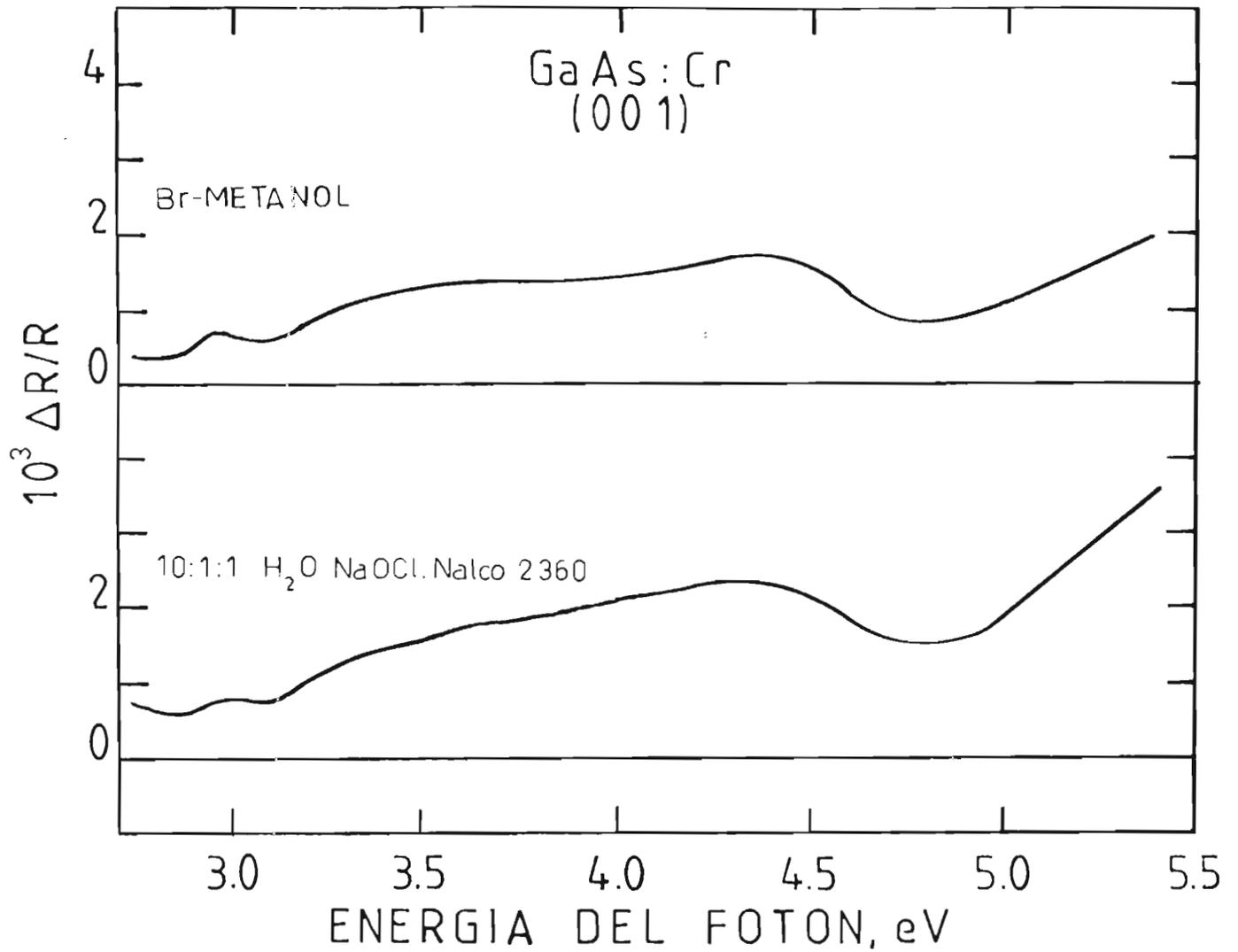


Fig. 11. Comparación entre los espectros de anisotropía de dos muestras de GaAs: Cr (001) con diferente tratamiento químico-mecánico.

3.3 Incertidumbres Experimentales.-

Se hablará brevemente de las incertidumbres y posibles errores que se pueden cometer al llevar a cabo los experimentos.

El error experimental debido exclusivamente a la precisión de los aparatos después de efectuarse varias mediciones (un promedio de 3 por muestra) de un mismo espectro, son pequeños en la escala en que aparecen graficados los espectros. El valor numérico promedio de la diferencia entre dos espectros medidos a la misma fase y manteniendo todos los parámetros iguales (sensibilidad del amplificador lock-in, número de lecturas promediadas en cada valor de energía, etc.) es del .6% de la escala máxima en la que están graficados los espectros de anisotropía.

Como ya se explicó en el capítulo dos, las muestras son alineadas antes de cada medición experimental con el fin de eliminar señales parásitas provenientes de la rotación de la muestra. En este paso es posible cometer errores debido a que las muestras no siempre quedan alineadas de la misma manera, si bien en todos los casos se busca que la desalineación sea mínima. La figura 12 es un ejemplo típico de los errores que se pueden cometer al alinear una misma muestra varias veces. La desviación promedio entre los dos experimentos que se muestran en dicha figura es del 1.8% de la escala máxima, aumentando este valor a alta energía donde la desviación es del 9.2%. En promedio se llevan a cabo 5 experimentos por cada muestra,

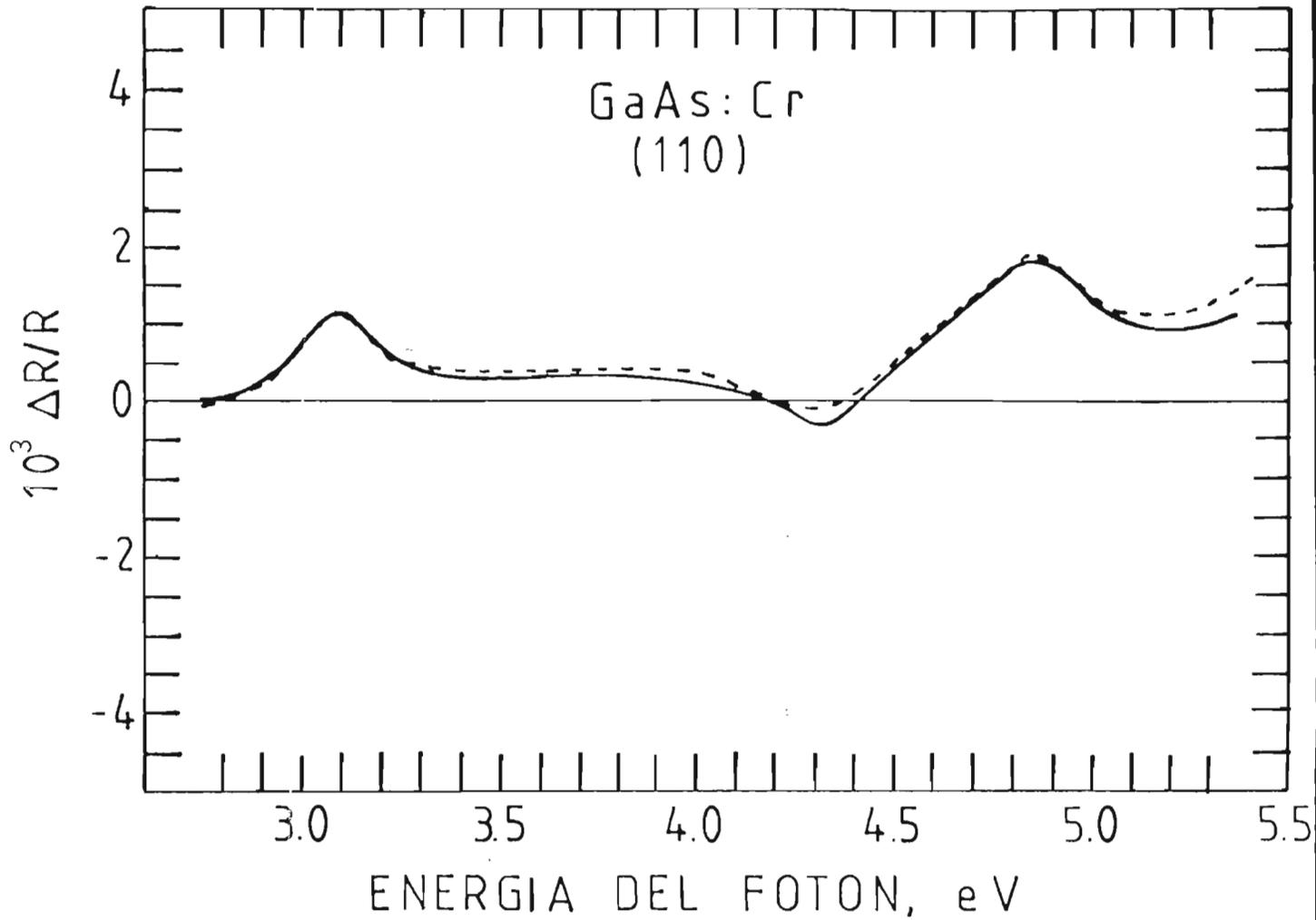


Fig. 12. Espectros de anisotropía en la reflectividad de GaAs:Cr (110) para dos alineaciones diferentes de una misma muestra.

alineando la muestra en cada ocasión, antes de seleccionar el espectro que consideramos como el que representa realmente las anisotropías de dicha muestra. El criterio que se sigue para seleccionar el espectro adecuado es que la señal $\Delta R/R$ medida a 90° respecto a la fase de la señal de anisotropía, sea lo más cercano a cero en todo el espectro y que la señal $\Delta R/R$ medida a la frecuencia f de rotación de la muestra sea también aproximadamente cero en todo el espectro. La primer condición garantiza que nuestra señal de anisotropía está maximizada y que con toda probabilidad no hay señales parásitas superpuestas provenientes de la falta de alineación de la muestra o de cualquier otra señal debida a la rotación de la misma, mientras que la segunda condición confirma lo anterior. Obviamente si la señal en f es pequeña comparada con $\Delta R/R$, la contribución que esta señal pueda tener en nuestros espectros de anisotropía será despreciable.

Las desviaciones promedio respecto al cero, de las señales en cuadratura de los espectros de anisotropía que se muestran en las figuras 2, 3, 7, 10 y 11 son del 2% de la escala máxima, mientras que la amplitud de los espectros en f es aproximadamente el 6% de dicha escala.

Si bien los errores que se cometen al alinear la muestra son pequeños, no puede decirse lo mismo respecto a las diferencias que pueden existir entre los espectros de varias muestras a las que se les da el mismo tratamiento químico-mecánico. La figura 13 es un ejemplo de estas diferencias. Los espectros mostrados

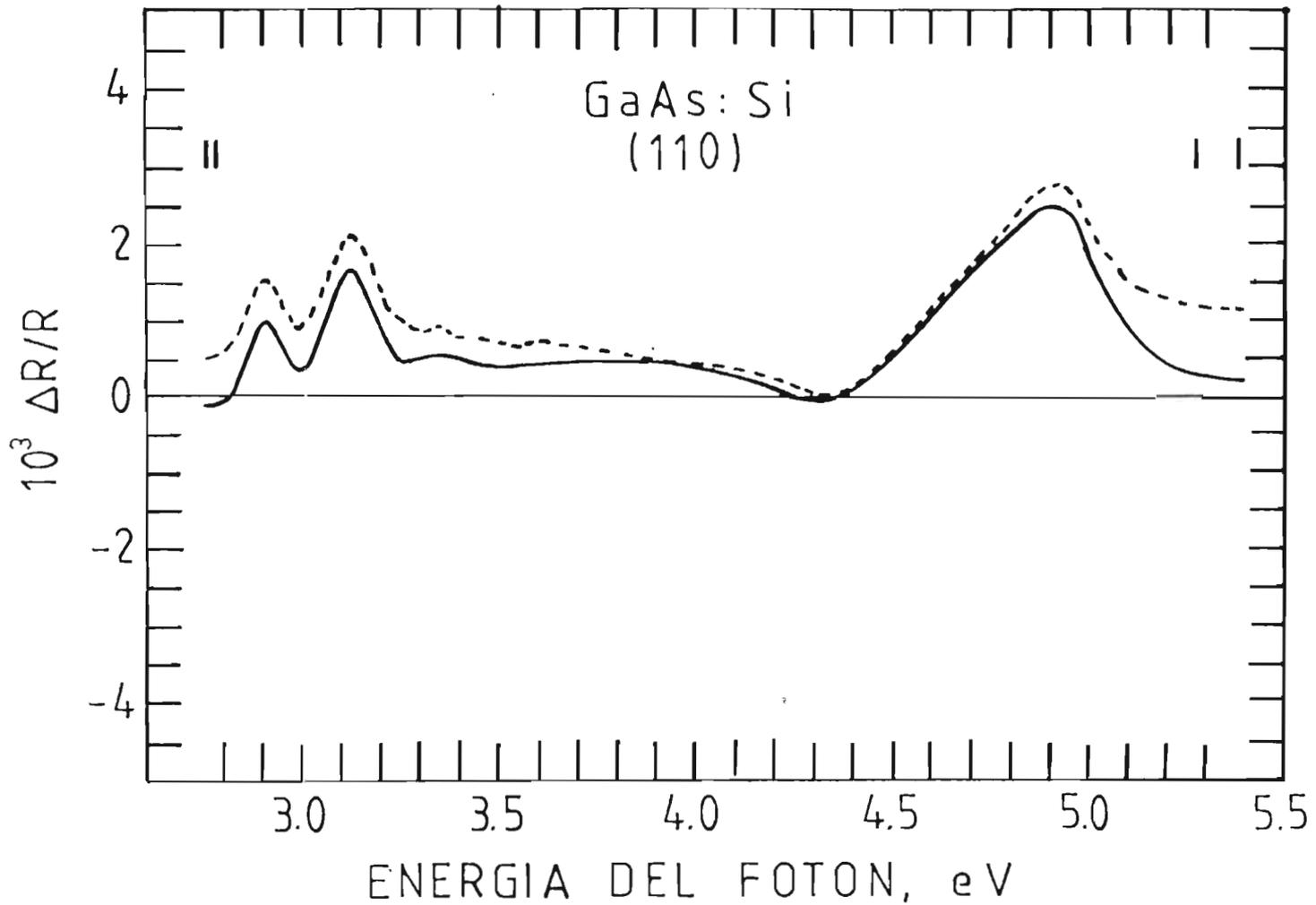


Fig. 13. Espectros de anisotropía en la reflectividad, para dos muestras de GaAs (110) contaminadas con silicio, que han recibido el mismo tratamiento de 1% Br-Metanol. Las barras verticales muestran la incertidumbre en energía, debida a la resolución del monocromador.

corresponden a dos muestras de una misma oblea de GaAs (110) contaminada con silicio, que recibieron el mismo pulido con 1% Br-Metanol y .05% Br-Metanol.

A pesar de que el tratamiento químico-mecánico no está perfectamente controlado, se ha tratado de minimizar los errores realizando experimentos sobre varias muestras (~10) que han recibido el mismo tratamiento. El criterio que se utiliza para elegir el espectro más adecuado, es que se satisfagan los siguientes requisitos:

- 1) Que la superficie de la muestra sea especular
- 2) Que sea posible alinear la muestra hasta una desviación del haz reflejado menor que $.1^\circ$
- 3) Que la señal en cuadratura sea casi cero en todo el espectro (menor que el 3% de la escala máxima en que se grafique la señal de anisotropía)
- 4) Que la señal en f sea pequeña (menor que el 10% de la escala máxima).

El cumplimiento de estos requisitos permite seleccionar el espectro más representativo de la señal de anisotropía de una muestra. De ahí que se haya elegido el espectro marcado con línea continua en la figura 13, como el espectro de anisotropía de una muestra de GaAs (110) tipo-n con concentración de $1.1 \times 10^{18} / \text{cm}^3$. En la misma figura aparecen las barras de incertidumbre en el valor de la energía debidas a la resolución del monocromador, la cual es de 3.3 nm.

Debe hacerse notar que la magnitud de los espectros

mostrados en las figuras 2-7 y 10-13 es el valor rms de la señal de anisotropía, ya que éste es el valor medido por los aparatos. Por lo que para obtener la magnitud real de anisotropía, se debe multiplicar el valor absoluto por $2\sqrt{2}$.

CAPITULO IV

TEORIA

IV. TEORIA.

Las anisotropías ópticas en semiconductores con simetría cúbica pueden ser estudiadas teóricamente en base a varios fenómenos que ocurren tanto en el volumen del semiconductor como en su superficie. El modelo más exitoso hasta ahora para explicar las anisotropías superficiales, se basa en el efecto de campo local y se debe a W.L. Mochán y a R.G. Barrera⁵. En el caso de las anisotropías que tienen su origen en el volumen del semiconductor, existen dos teorías para tratar de explicar los resultados experimentales: la primera se basa en el fenómeno de dispersión espacial y ha sido adoptada por D.E. Aspnes⁹ para explicar sus resultados, la segunda se fundamenta en el efecto electro-óptico y es la teoría que explica de una manera más convincente los resultados experimentales obtenidos en el presente trabajo. Se hablará brevemente de cada una de estas teorías.

4.1 Efecto de campo local.-

El efecto de campo local, puede definirse como el efecto que la interacción entre puntos cercanos de un sistema, a través de las fluctuaciones espaciales del campo eléctrico, tiene en su respuesta dieléctrica macroscópica⁵. Este efecto aparece en sistemas no homogéneos, como son los cristales y tiene su origen en la diferencia entre el campo eléctrico local, que es el que

polariza al sistema y el campo eléctrico macroscópico, que es el que aparece en las ecuaciones de Maxwell. El modelo de efecto de campo local es un modelo no local, entendiéndose por no localidad la dependencia del vector desplazamiento en un punto dado del espacio, no sólo del campo eléctrico en dicho punto, sino también del campo eléctrico en puntos cercanos. Esto es:

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \int dt' \int d^3r' \hat{\epsilon}(\vec{r}, \vec{r}'; t - t') \vec{E}(\vec{r}', t')$$

donde \vec{D} y \vec{E} son los vectores desplazamiento y campo eléctrico, respectivamente y $\hat{\epsilon}$ es el tensor dieléctrico. La expresión anterior muestra cómo el desplazamiento, en un punto y un tiempo dados, depende no sólo del campo eléctrico en dicho punto sino también del campo eléctrico en puntos y tiempos cercanos.

Se puede pensar en las fluctuaciones microscópicas del campo eléctrico como un mecanismo mediante el cual se puede transmitir información sobre el valor del campo macroscópico entre distintos puntos del cristal, lo cual da origen a una no localidad en la respuesta dieléctrica macroscópica. Ya que dichas fluctuaciones dependen de la disposición geométrica de los átomos que forman al cristal y como esta disposición se ve modificada cerca de la superficie, se espera que la función dieléctrica macroscópica tenga variaciones en las cercanías de la superficie de cristales.

La teoría más simple del efecto de campo local es la de Claussius-Mossotti¹⁵. En ella se expresa el límite local de la respuesta dieléctrica macroscópica, en el interior de una red

cúbica de átomos puntuales polarizables, en términos de la polarizabilidad atómica, encontrándose un corrimiento entre las frecuencias de resonancia del cristal y las frecuencias de resonancia atómicas. Dicho corrimiento depende de la densidad del cristal. Se han hecho algunos intentos para extender la teoría de Claussius-Mossotti a fin de tomar en consideración la superficie del cristal. Entre estos intentos puede mencionarse el trabajo de Mahan y Obermair¹⁶, quienes encontraron una expresión para la reflectividad de una red de dipolos puntuales, sobre cuya superficie incide luz perpendicularmente, suponiendo, incorrectamente, que la longitud de onda de todos los modos propios de polarización del cristal es mucho mayor que la distancia entre átomos. W.L. Mochán¹⁷ calculó la influencia que el campo local, en la cercanía de la superficie, tiene en las propiedades ópticas de un cristal, utilizando el modelo de una red semiinfinita de átomos puntuales polarizables. Calculó primero la polarización como función de la distancia a la superficie y después utilizó ésta para calcular las conductividades superficiales necesarias para poder utilizar un formalismo perturbativo desarrollado por Mochán, Fuchs y Barrera¹⁸ y con éste calcular la reflectancia. Dicho formalismo es un formalismo general para el cálculo de las propiedades ópticas de sistemas no locales cuyas funciones respuesta han sido modificadas en la cercanía de la superficie. En él se obtiene una expresión para la impedancia superficial del sistema perturbado, en términos de la impedancia superficial del sistema

no perturbado y de los cambios en las funciones respuesta que relacionan entre sí a la corriente eléctrica con el campo y con el desplazamiento eléctrico en la cercanía de la superficie:

$$Z_s = \frac{Z_s^\circ}{1 + \frac{4\pi}{c} Z_s^\circ \langle\langle \Delta\sigma_{yy} \rangle\rangle} \quad (2)$$

donde Z_s es la impedancia superficial del sistema perturbado para una polarización s de la luz incidente, Z_s° es la impedancia superficial del sistema no perturbado y $\langle\langle \Delta\sigma_{yy} \rangle\rangle$ es el cambio en la conductividad, definida ésta como la función respuesta corriente-campo eléctrico y dada en términos de la función dieléctrica por:

$$\hat{\epsilon} = \hat{\epsilon} + \frac{4\pi i}{\omega} \hat{\sigma}$$

Sus resultados son muy generales ya que no se hace suposición alguna acerca del sistema no perturbado, lo único que se requiere conocer de éste es su impedancia superficial. En sus cálculos encontraron que la reflectancia puede cambiar en más de una parte en mil al iluminar distintas caras de cristales cúbicos o al rotar algunas de estas caras alrededor de su normal.

En un trabajo posterior, Mochán y Barrera⁵ calcularon, en base al efecto de campo local, las anisotropías superficiales inducidas en las propiedades ópticas de cristales con simetría cúbica. Así, obtuvieron el cambio normalizado en la reflectividad a incidencia normal, cuando la dirección de polarización rota de la dirección x $[1\bar{1}0]$ a la dirección y $[001]$:

$$\frac{\Delta R}{R} \equiv \frac{R^x - R^y}{R} = 16\pi \operatorname{Re} \left[\frac{\langle\langle \Delta\sigma_{xx} \rangle\rangle - \langle\langle \Delta\sigma_{yy} \rangle\rangle}{\xi - 1} \right] \quad (3)$$

obteniendo una concordancia satisfactoria con los experimentos de D.E. Aspnes² para la superficie (110) de Ge.

4.2 Dispersión Espacial.-

La dispersión espacial, esto es, la dependencia del tensor dieléctrico en el vector de onda a una frecuencia fija, está recibiendo una mayor atención en electrodinámica y óptica de materia condensada, particularmente en óptica de cristales¹⁹. En contraste con la dispersión de frecuencia, es decir, la dependencia de la constante dieléctrica en la frecuencia, la dispersión espacial es de interés en óptica, principalmente cuando se tiene que ver con nuevos fenómenos cualitativos. Uno de estos fenómenos ha sido bien conocido por muchos años, se trata de la actividad óptica natural (girotropía). Pero hay otros efectos interesantes debidos a la dispersión espacial, por ejemplo: nuevas ondas normales a frecuencias vecinas a las líneas de absorción, anisotropía óptica de cristales cúbicos y muchas otras.

La propagación de ondas normales en un medio caracteriza las propiedades electromagnéticas de dicho medio. Estas características del medio son proporcionadas por las componentes

del tensor dieléctrico complejo:

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon'_{ij} + i\varepsilon''_{ij}$$

el cual, por definición, relaciona los vectores \vec{E} y \vec{D} en electrodinámica lineal:

$$D_i = \varepsilon_{ij} E_j$$

En el caso más simple, las componentes del tensor $\hat{\varepsilon}$ se pueden considerar constantes (independientes de ω y \vec{q}). En una mejor aproximación, se toma en cuenta la dispersión en frecuencia, es decir se considera:

$$\varepsilon_{ij}(\omega) = \varepsilon'_{ij}(\omega) + i\varepsilon''_{ij}(\omega)$$

$$D_i(\omega) = \varepsilon_{ij}(\omega) E_j(\omega) \quad (4)$$

en este caso, se trabaja dentro del campo de la óptica de cristales clásica. Sin embargo, en algunos casos es necesario ir más allá de las fronteras de la aproximación (4) y tomar en cuenta la dispersión espacial. Esto implica la necesidad de escribir:

$$\varepsilon_{ij}(\omega, \vec{q}) = \varepsilon'_{ij}(\omega, \vec{q}) + i\varepsilon''_{ij}(\omega, \vec{q})$$

$$D_i(\omega, \vec{q}) = \varepsilon_{ij}(\omega, \vec{q}) E_j(\omega, \vec{q}) \quad (5)$$

El hecho de despreciar la dispersión espacial es equivalente a suponer que la polarización eléctrica en un punto dado en el medio, está determinada por la magnitud del campo eléctrico en

este punto. Frecuentemente esta es una aproximación satisfactoria, pero obviamente la polarización en un punto está determinada, en general, por el campo eléctrico en una cierta vecindad de este punto.

La magnitud del efecto de dispersión espacial está determinada por el parámetro $\frac{a}{\lambda}$, donde a es la dimensión característica (el radio de la "región de influencia", el radio de acción molecular, etc.) y $\lambda = \frac{2\pi}{q}$ es la distancia característica sobre la cual el campo en el medio cambia: la longitud de onda en un medio transparente. En un medio no metálico condensado (cristales o fluidos) el radio a es del orden de la constante de red o de las dimensiones moleculares, esto es, $a \sim 10^{-7}$ ó 10^{-8} cm. Por lo tanto, el parámetro $\frac{a}{\lambda}$ es muy pequeño aun en el rango óptico. Por ejemplo, para $\lambda_0 = 4000 \text{ \AA}$ y $n \sim 10$, siendo λ_0 la longitud de onda de la radiación en el vacío, $\frac{a}{\lambda} \sim 10^{-3}$ y entonces $\frac{a}{\lambda} = \frac{an}{\lambda_0} \sim 10^{-2}$. Así, la dispersión espacial en óptica de cristales se puede considerar como débil en el sentido de que el parámetro $\frac{a}{\lambda}$ es pequeño:

$$qa \sim \frac{a}{\lambda} = \frac{an}{\lambda_0} \ll 1$$

Esta es la razón por la cual es común ignorar la dispersión espacial en óptica de cristales. Sin embargo, la pequeñez del parámetro característico $\frac{a}{\lambda}$ no siempre permite ignorar los efectos debidos a este parámetro. Esto es especialmente cierto cuando se consideran nuevos fenómenos que podrían no existir si el efecto de dispersión espacial se despreciara, tal sería el

caso de la actividad óptica o girotropia.

Dado que el parámetro q_a es pequeño, es conveniente expandir el tensor $\epsilon_{ij}(\omega, \vec{q})$ como una serie de potencias con respecto a \vec{q} , reteniendo sólo unos cuantos términos de la expansión:

$$\epsilon_{ij}(\omega, \vec{q}) = \epsilon_{ij}(\omega) + i \gamma_{ij\ell}(\omega) q_\ell + \alpha_{ij\ell m}(\omega) q_\ell q_m \quad (6)$$

En general, para un medio no girotrópico (es decir, que no posee actividad óptica natural) se cumple que¹⁹

$$\gamma_{ij\ell} = 0$$

Entonces, para GaAs que es un cristal que a pesar de no poseer centro de simetría, no es girotrópico, la dependencia del tensor dieléctrico en \vec{q} será:

$$\epsilon_{ij}(\omega, \vec{q}) = \epsilon_{ij}(\omega) + \alpha_{ij\ell m}(\omega) q_\ell q_m \quad (7)$$

donde las componentes del tensor α diferentes de cero, para un cristal con simetría de zincblenda y permitiendo que los ejes coordenados coincidan con los ejes de simetría cuatro del cristal, cumplen las relaciones:

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= \alpha_{xxxx} = \alpha_{yyyy} = \alpha_{zzzz} \\ \alpha_2 &= \alpha_{xxzz} = \alpha_{yyxx} = \alpha_{zzyy} = \alpha_4 = \alpha_{zzxx} = \alpha_{xxyy} = \alpha_{yyzz} \\ \alpha_3 &= \alpha_{xyxy} = \alpha_{yzyz} = \alpha_{zxzx} \end{aligned}$$

En el caso en que la absorción es diferente de cero, es

decir, $\epsilon_{ij}''(\omega, \vec{q}) \neq 0$, el tensor $\alpha_{ijlm}(\omega)$ es complejo:

$$\alpha_{ijlm}(\omega) = \alpha'_{ijlm}(\omega) + i \alpha''_{ijlm}(\omega)$$

Los efectos ópticos asociados con dispersión espacial del tensor dieléctrico en cristales no girotrópicos, fueron estudiados desde hace más de 30 años en cristales inorgánicos de Cu_2O , por E.F. Gross²⁰ y más tarde en GaAs por P.Y. Yu y M. Cardona²¹. Recientemente D.E. Aspnes^{2,3} realizó un estudio teórico-experimental de anisotropías ópticas en la región de energía visible-cercano al ultravioleta, atribuyendo parte de las anisotropías observadas a efectos de dispersión espacial. En dicho trabajo^{2,3} hizo un estudio sistemático sobre Si y Ge (110) encontrando que las formas de línea observadas experimentalmente eran muy similares a las partes imaginarias de las funciones dieléctricas del volumen respectivas, excepto que las estructuras en los puntos críticos estaban exageradas. Esto le hizo suponer, como una primer aproximación, que los mecanismos que daban lugar a los espectros de anisotropías eran proporcionales a la parte imaginaria de la función dieléctrica $\text{Im}(\epsilon)$ y a la primera derivada de ésta con respecto a la energía $\frac{d\epsilon}{dE}$. Así, relacionó los efectos de campo local superficial con $\text{Im}(\epsilon)$, mientras que los efectos de dispersión espacial los asoció con $\frac{d\epsilon}{dE}$.

Con base al modelo de bandas parabólicas simples tridimensional, D.E. Aspnes y A.A. Studna⁹ obtuvieron la siguiente expresión para la contribución de la dispersión

espacial de volumen a la anisotropía en la reflectividad:

$$\frac{\Delta R}{R} = - \frac{C_{sd}}{2m_e c^2} \operatorname{Re} \left[\frac{2n_a \varepsilon}{n(\varepsilon - \varepsilon_a)} \frac{d(E^2 \varepsilon)}{dE} \right] \quad (8)$$

donde ε y ε_a son las funciones dieléctricas del semiconductor y el ambiente, respectivamente, $n = \varepsilon^{1/2}$ y $n_a = \varepsilon_a^{1/2}$ son los índices de refracción correspondientes, E y q ($q^2 \sim E^2 \varepsilon$) son respectivamente, la energía y el vector de onda complejo, del fotón, m_e es la masa del electrón libre y el coeficiente C_{sd} es una función de la estructura de bandas de energía dado por⁹:

$$C_{sd} = \frac{m_e}{6} \left[\frac{1}{m_{cl} - m_{vl}} - \frac{1}{m_{ct} - m_{vt}} \right] \quad (9)$$

donde m_{cl} , m_{ct} y m_{vl} , m_{vt} son las masas electrónicas longitudinales(c) y transversales(t), en las bandas de conducción(c) y de valencia(v). Masas positivas corresponden a energías absolutas que crecen al alejarse del punto crítico.

Físicamente, el hecho de tomar en cuenta un valor finito para q , equivale a tener transiciones ligeramente no verticales; entonces, si se quiere conservar el esquema de transición vertical, un valor finito de q actuaría desplazando ligeramente la banda de conducción con respecto a la banda de valencia. Este desplazamiento efectivamente aumenta la separación de las bandas de valencia y de conducción, apareciendo como una modificación en la energía y así el espectro resultante es funcionalmente

equivalente al encontrado en espectroscopía de modulación de primera derivada.

En cálculos anteriores a los de la referencia 9, D.E. Aspnes³ tomó en cuenta sólo las masas transversales para calcular el coeficiente C_{sd} alrededor de la transición E_1 , es decir, consideró un modelo en el cual el punto crítico E_1 es de tipo M_0 y de dos dimensiones (bandas paralelas a lo largo de la dirección $\langle 111 \rangle$). Sin embargo, este modelo produce resultados con el signo erróneo y de un orden de magnitud menor que el observado experimentalmente. Estas discrepancias se eliminan al tomar en cuenta la naturaleza parabólica tridimensional del punto crítico E_1 , implicando que dicho punto es de tipo M_1 , tal como se esperaba^o. De acuerdo a los resultados de D.E. Aspnes y A.A. Studna^o, las anisotropías ópticas son extremadamente sensibles a curvaturas residuales entre bandas casi paralelas. Con la expresión (9) y utilizando el valor de $1.9 m_e$ para m_{cl} y $(m_{cl} - m_{vl}) \approx 0.0125 m_e$ se obtiene un buen ajuste con sus resultados experimentales para GaAs (110). Obviamente los valores del coeficiente C_{sd} son diferentes para los puntos críticos E_1 (2.3 - 3.8 eV) y E_2 (3.9 - 5.5 eV) puesto que son puntos críticos de tipo diferente: para E_1 , $C_{sd}=12.7$ y para E_2 , $C_{sd}= 10.1$ ^o. Sin embargo, estos valores para las masas de interbanda longitudinales son demasiado pequeños para ser consistentes, lo que indica, de acuerdo a D.E. Aspnes y A.A. Studna, que el modelo de bandas parabólicas simples, utilizado para el ajuste, tiene validez cualitativa, pero no cuantitativa^o.

4.3 EFECTO ELECTRO-OPTICO

4.3.1 Conceptos. -

En algunos semiconductores que son normalmente isotrópicos, la presencia de un campo eléctrico induce una birrefringencia uniaxial o biaxial, dependiendo de la simetría del cristal. A este fenómeno por el cual un campo eléctrico puede inducir un cambio en los índices de refracción de un cristal, se le conoce como efecto electro-óptico. El efecto electro-óptico puede ser directo o indirecto: directo, cuando el cristal no se deforma e indirecto, cuando el campo eléctrico produce una deformación del cristal y a su vez, la deformación produce un cambio en el índice de refracción (combinación de piezoelectricidad inversa con fotoelasticidad). El efecto observado en un cristal libre es la suma de ambos efectos directo e indirecto.

En general, para un cristal de cualquier simetría, los índices de refracción están especificados por la indicatriz, la cual es un elipsoide cuyos coeficientes son las componentes del tensor de impermeabilidad dieléctrica relativa $B_{ij} = 1/\epsilon_{ij}$, donde ϵ_{ij} son las componentes del tensor dieléctrico. La ecuación general de la indicatriz es²²:

$$B_{ij} x_i x_j = 1 \quad (10)$$

que toma su forma más simple en el sistema de coordenadas principal:

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad (11)$$

donde las direcciones x, y, z son los ejes principales, esto es, las direcciones en el cristal a lo largo de las cuales \vec{D} y \vec{E} son paralelos. $1/n_x^2, 1/n_y^2$ y $1/n_z^2$ son los valores principales del tensor de impermeabilidad dieléctrica. Entonces, un pequeño cambio en los índices de refracción producido por un campo eléctrico, tendrá como consecuencia un cambio en la forma, medida y orientación de la indicatriz, es decir, un cambio en los coeficientes B_{ij} :

$$\Delta B_{ij} \equiv B_{ij}(\vec{E}) - B_{ij}(0) = r_{ijk} E_k + s_{ijkl} E_k E_l \quad (12)$$

donde \vec{E} es el campo eléctrico aplicado. Las constantes r_{ijk} , forman un tensor de tercer rango y se conocen como los coeficientes electro-ópticos lineales (o Pockels) y s_{ijkl} son los coeficientes electro-ópticos cuadráticos (o Kerr), que forman un tensor de cuarto rango. En la expresión (12) se han despreciado términos de orden superior al cuadrático. Dado que el tensor dieléctrico ϵ_{ij} es un tensor simétrico siempre que el medio sea ópticamente inactivo, también el tensor B_{ij} lo será en tales condiciones; consecuentemente, los índices i y j pueden ser permutados y se tiene:

$$r_{ijk} = r_{jik}, \quad s_{ijkl} = s_{jilk}, \quad s_{ijkl} = s_{ijlk}$$

esto reduce el número de elementos independientes de r_{ijk} de 27 a 18 y el número de elementos de s_{ijkl} de 81 a 36. Aun más, la simetría propia del cristal reduce el número de elementos independientes, haciendo que algunos elementos sean cero,

mientras que otros sean iguales entre sí.

Si se desprecian términos de orden superior al cuadrático y se toma en cuenta la forma matricial de los tensores de tercer y cuarto rango, el cambio normalizado en la reflectividad producido por un campo eléctrico en un cristal de zincblenda, se puede escribir en la forma²³:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta R}{R} = & 2 \left[a_{kl} + b_{hl} + c_{hk} \right] P_{44} |\vec{E}| + \\ & \left\{ Q_{12} + \left[Q_{11} - Q_{12} \right] \left[a^2 h^2 + b^2 k^2 + c^2 l^2 \right] + \right. \\ & \left. Q_{44} \left[bckl + calh + abhk \right] \right\} |\vec{E}|^2 \end{aligned} \quad (13)$$

donde (a,b,c) y (h,k,l) son respectivamente los cosenos direccionales del campo eléctrico aplicado y del vector de polarización de la luz incidente, \vec{E} es el campo eléctrico aplicado y P y Q son tensores de tercer y cuarto rango respectivamente.

Estos tensores son reales y se pueden relacionar con los tensores complejos r_{ijk} y s_{ijkl} que aparecen en la ecuación (12) a través de los coeficientes de Seraphine²³.

De la expresión (13) se puede ver que para campos eléctricos aplicados perpendicularmente a la superficie y con luz polarizada linealmente e incidencia normal (geometría longitudinal), el término lineal es anisotrópico para la superficie (001)²⁴ mientras que el término cuadrático, si bien es diferente de cero, no es anisotrópico. Las direcciones de máxima anisotropía son

las direcciones $[\bar{1}\bar{1}0]$ y $[\bar{1}\bar{1}0]$. En contraste, para la superficie (110) en la misma geometría longitudinal, el término lineal es cero²⁴, mientras que el término cuadrático es diferente de cero y es anisotrópico.

4.3.2 Propiedades Físicas de los Coeficientes Electro-Opticos.-

Los coeficientes electro-ópticos r_{ijk} y s_{ijkl} definidos en la ecuación (12) dependen, en general, de la longitud de onda de la luz, la frecuencia de modulación y la temperatura del cristal.

Sean q y Q las variables dinámicas (por ejemplo, desplazamientos) las cuales describen la distribución electrónica y la distribución de carga iónica, respectivamente. La impermeabilidad dieléctrica óptica η es una función directa de q y depende indirectamente de Q , la cual a su vez depende de la temperatura T . Se sabe que la contribución iónica directa a la polarizabilidad de una molécula es muy pequeña (menor por un factor de $\approx \frac{1}{2000}$ que la contribución electrónica). En un sólido, sin embargo, el potencial electrónico está determinado principalmente por la distribución de carga iónica. Por lo tanto, un cambio en la distribución de carga iónica resultará en un cambio correspondiente en el potencial electrónico, el cual, a su vez, cambia la polarizabilidad del sólido.

Un campo modulado $E(\omega_m)$ induce dos cambios independientes en la impermeabilidad óptica:

$$r = \frac{d\eta}{dE} = \left[\frac{\partial \eta}{\partial q} \right]_Q \frac{\partial q}{\partial E} + \left[\frac{\partial \eta}{\partial Q} \right]_q \frac{\partial Q}{\partial E}$$

El primer término tiene un origen puramente electrónico y se debe a la redistribución de electrones causada por el campo modulado. Si los electrones se representan por un oscilador armónico amortiguado con frecuencia de resonancia ω_0 , las cantidades $\left[\frac{\partial \eta}{\partial Q} \right]_q$ y $\left[\frac{\partial \eta}{\partial q} \right]_Q$ son resonantes a frecuencia ω_0 (típicamente 10^{14} - 10^{15} Hz). El segundo término toma en cuenta el cambio en la impermeabilidad óptica debido a la redistribución de carga iónica (o deformación de la red) causada por el campo modulado aplicado, $E(\omega_m)$. Si la red está representada por un oscilador armónico amortiguado, la cantidad

$$\frac{\partial Q}{\partial E} \approx \frac{e/M}{\left(\omega_T^2 - \omega_m^2 \right) + 2i\omega_m \Gamma}$$

es resonante a la frecuencia de la red ω_T con un ancho de línea 2Γ (e es la carga del electrón y M la masa iónica). Ya que la frecuencia de resonancia ω_T es mucho menor que la frecuencia de resonancia óptica ω_0 (es decir, $\omega_T \ll \omega_0$), las propiedades de dispersión de r se pueden considerar en forma separada. Bajo condiciones cuasielectrostáticas, es decir con frecuencias de modulación muy por abajo de las frecuencias fundamentales de resonancia acústica de la muestra, el cristal es libre de deformarse de acuerdo a la ley de piezoelectricidad y la variación de la deformación sigue al campo de modulación; el

coeficiente electro-óptico medido se designa por r_{ijk}^T (baja frecuencia). Si la frecuencia del campo eléctrico aplicado está muy por arriba de las frecuencias fundamentales de resonancia acústica de la muestra, el cristal no se deforma sino que está virtualmente sujeto (es decir, bajo tensión constante) y el coeficiente electro-óptico medido se designa por r_{ijk}^S (alta frecuencia). Los coeficientes r_{ijk}^T y r_{ijk}^S tienen las mismas propiedades de simetría y difieren por el efecto electro-óptico indirecto como sigue:

$$r_{ijk}^T = r_{ijk}^S + p_{ijlm} d_{lmk}$$

donde p_{ijlm} y d_{lmk} son los coeficientes elástico-ópticos y piezoeléctricos, respectivamente.

De lo anterior se concluye que el efecto electro-óptico puede ser directo o indirecto. El efecto electro-óptico que aparece cuando el cristal no se deforma se conoce como efecto electro-óptico directo o primario, mientras que el efecto que tiene lugar cuando hay una deformación de la red recibe el nombre de efecto electro-óptico indirecto o secundario y es una mezcla de un efecto piezoeléctrico inverso y un efecto fotoelástico (el campo eléctrico estático causa una deformación y a su vez ésta da lugar a un cambio en el índice de refracción). En un experimento en el cual se aplica un campo eléctrico estático a un cristal libre, lo que se mide es la suma del efecto electro-óptico directo y el indirecto, es decir, se miden los coeficientes r_{ijk}^T .

4.3.3 Determinación Experimental de los Coeficientes Electro-Ópticos.-

El método más común de determinar los coeficientes electro-ópticos es midiendo los cambios en fase de la luz incidente sobre un cristal electro-óptico²⁵:

$$\Delta\phi = \frac{\omega n_o^3 r_{63}}{2c} E_z d$$

donde d es el grosor del material y n_o es el índice de refracción. Los cambios de fase están directamente relacionados con los coeficientes electro-ópticos relevantes.

Estos coeficientes pueden ser determinados también a través de los resultados experimentales de anisotropías ópticas.

Si consideramos la anisotropía en la cara (001) de GaAs, tenemos al sustituir en la ecuación (13):

$a = 0$, $b = 0$, $c = 1$, ya que el campo superficial es perpendicular a la superficie. Entonces:

$$\frac{\Delta R}{R} = 2(\text{chk}) P_{44} |\vec{E}| + \left\{ Q_{12} + (Q_{11} - Q_{12}) c^2 \ell^2 \right\} |\vec{E}|^2$$

Ahora, cuando la polarización de la luz incidente es paralela a la dirección de simetría $[1\bar{1}0]$, $k = \cos 315^\circ$, $h = \cos 225^\circ$, $\ell=0$, entonces

$$\left(\frac{\Delta R}{R} \right)_{1\bar{1}0} = 2(-.5) P_{44} |\vec{E}| + Q_{12} |\vec{E}|^2$$

mientras que para la dirección $[\bar{1}\bar{1}0]$, $\lambda = \cos 225^\circ$, $\lambda = \cos 135^\circ$,
 $\ell = 0$:

$$\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_{\bar{1}\bar{1}0} = 2(.5) P_{44} |\vec{E}| + Q_{12} |\vec{E}|^2$$

Por lo que la señal de anisotropía = $\frac{R_{\bar{1}\bar{1}0} - R_{\bar{1}\bar{1}0}}{R}$ será:

$$-\frac{\Delta R}{R} = -2 P_{44} |\vec{E}|$$

Entonces, conociendo la magnitud del campo superficial y el valor de $\Delta R/R$ para cada longitud de onda, se puede estimar el valor de P_{44} en un amplio rango de energías.

Los coeficientes electro-ópticos indirectos pueden ser determinados a través de experimentos de piezoelectricidad²⁴ en una forma similar a la descrita para los experimentos de anisotropía.

CAPITULO V

DISCUSION Y CONCLUSIONES

V. DISCUSION Y CONCLUSIONES

De la concordancia obtenida entre los experimentos de reflectividad diferencial (RD) y los de electrorreflectancia, se puede concluir que las anisotropías observadas en la superficie (001) de GaAs tienen una componente muy importante proveniente del volumen del semiconductor, cuyo origen puede ser explicado satisfactoriamente en base al efecto electro-óptico lineal. Los espectros tienen, además, otra componente que tiene su origen en fenómenos superficiales. Es importante hacer notar que ésta es la primer explicación satisfactoria dada para dichas anisotropías en la cara (001) de GaAs o de cualquier otro semiconductor con estructura de zincblenda, lo que constituye una aportación original de nuestro trabajo.

Hasta donde nosotros sabemos, no se ha publicado otro trabajo experimental o teórico que trate las anisotropías de dicha superficie. Nuestros experimentos demuestran que la forma de línea de los espectros de anisotropía dependen de la concentración de impurezas del semiconductor y que la oscilación observada alrededor de las energías E_1 y $E_1 + \Delta_1$ se invierte al cambiar la conductividad del material de tipo-n a tipo-p; tales fenómenos son explicables en base al efecto electro-óptico lineal.

En contraste con la superficie (001) de GaAs en la que no se ha realizado otro estudio formal aparte del nuestro, para GaAs (110) se han publicado varios artículos^{1-3,8,9,26}. Recientemente

han trabajado tres grupos de investigadores en esta superficie^{8,9,27}, existiendo una controversia en cuanto al origen de las anisotropías que se originan en el volumen del semiconductor. Mientras que D.E. Aspnes y A.A. Studna⁹ atribuyen tales anisotropías a efectos de dispersión espacial, V.L. Berkovits et al⁸ concluyen que éstas tienen su origen en el efecto electro-óptico. Estos efectos explican de una manera cualitativa la dependencia que la amplitud de los espectros reportados por Berkovits et al, tiene con la concentración de impurezas del semiconductor.

De lo anterior surgió nuestro interés en estudiar la superficie (110) de GaAs de una forma sistemática tal como se hizo para la superficie (001).

Los resultados de nuestros experimentos demuestran que tal y como se esperaba, los espectros de anisotropía para dicha superficie dependen de la concentración de impurezas del semiconductor, pero no del tipo de conductividad de éste (lo que comprueba la presencia de un efecto electro-óptico cuadrático en esta superficie). Este hecho inclina la balanza a favor del modelo electro-óptico para la explicación de las anisotropías que tienen su origen en el volumen de semiconductores con estructura de zincblenda. Si bien D.E. Aspnes y A.A. Studna⁹ han logrado ajustar de una manera cualitativa sus experimentos sobre GaAs (110) con un modelo basado en fenómenos de dispersión espacial, dichos fenómenos no explican la dependencia de los espectros con la concentración de impurezas del semiconductor, mientras que el

efecto electro-óptico describe adecuadamente esta dependencia. Además, tal como se vió en el inciso 4.3.1, los coeficientes electro-ópticos lineales son cero para la superficie (110) de GaAs cuando se emplea una geometría longitudinal, por lo que es el efecto electro-óptico cuadrático el que contribuye a las anisotropías de volumen de dicho semiconductor. Esto explica la no dependencia de los espectros de anisotropía con el tipo de conductividad del semiconductor.

Por otro lado, el comportamiento de las anisotropías ópticas observadas en la superficie (001) de GaAs no puede ser explicado por el modelo de dispersión espacial, ya que los coeficientes del término lineal en la ecuación (6) son cero para GaAs, razón por la cual no podría explicarse la dependencia de los espectros con el tipo de conductividad del semiconductor en base a este modelo.

En resumen, el efecto electro-óptico explica de una manera satisfactoria el comportamiento de los espectros de anisotropía de GaAs tanto para la superficie (001) como para la superficie (110), por lo que consideramos que éste es un modelo adecuado para tratar las anisotropías que tienen su origen en el volumen de semiconductores con estructura de zincblenda.

En lo que respecta a las anisotropías que se originan en la superficie de dichos semiconductores, el modelo de efecto de campo local es el que ha tenido más éxito para explicar tales anisotropías tanto en cristales de Si y Ge^{2,3} (110) como en GaAs (110) y (001). Consideramos que este efecto puede ser la causa de las anisotropías superficiales intrínsecas y que además de

éstas existe una componente superficial extrínseca debida a diferencias en la condición de la superficie, originadas por el tratamiento químico dado a ésta. Los resultados de las figuras 3 y 9 concuerdan con los de la referencia 9 en el sentido de que un cambio en el tratamiento no cambia la estructura del espectro sino que sólo se manifiesta en un escalamiento en magnitud. De acuerdo con los resultados de la referencia 9, este comportamiento podría ser explicado suponiendo que el tratamiento crea una microrugosidad en la superficie, con una orientación preferencial.

De ahí la importancia de los experimentos de anisotropía por la técnica de reflectividad diferencial, que a pesar de ser una técnica relativamente sencilla, permite distinguir efectos con diferente origen físico y detectar fenómenos superficiales solo detectables por medio de otras técnicas mucho más sofisticadas, teniendo, por otra parte, la ventaja de ser una técnica no destructiva.

El hecho de que la técnica de reflectividad diferencial pueda realizarse a temperatura y presión ambiente permite que pueda ser aplicada para el estudio in situ de cristales crecidos por técnicas tales como MOCVD (Metal Organic Chemical Vapor Deposition), donde las técnicas electrónicas mas comunes para el estudio de superficies no pueden ser utilizadas. Esto abre la posibilidad de realizar estudios de procesos de crecimiento epitaxial en nuestro país, donde aún no se cuenta con sistemas de crecimiento en ultra alto vacío. De hecho se está comenzando a

montar en los laboratorios de nuestro Instituto esta técnica de MOCVD y está dentro de nuestros planes llevar a cabo el estudio de cristales durante su etapa de crecimiento.

Desde luego que la técnica de reflectividad diferencial también puede ser empleada en sistemas de ultra alto vacío y en la actualidad ya está siendo utilizada por D.E. Aspnes y colaboradores²⁸, en los laboratorios Bell de los Estados Unidos, para el estudio in situ de cristales crecidos por la técnica de MBE (Molecular Beam Epitaxy). Esta es otra aplicación importante de la técnica de RD y si bien es cierto que no puede realizarse actualmente en México, existe la posibilidad de llevar a cabo estos experimentos en los laboratorios de la Universidad de Illinois en Urbana-Champaign y en la Universidad de Sao Paulo en Brasil, donde nos han ofrecido facilitarnos una ventana óptica en su sistema de MBE.

Como puede verse, la técnica de reflectividad diferencial tiene un futuro promisorio y se espera que llegue a convertirse en una técnica rutinaria para el estudio de procesos de crecimiento y caracterización de superficies de cristales con simetría cúbica.

En resumen, se tienen las siguientes conclusiones:

- 1) Existe una anisotropía de volumen en los espectros de GaAs (001) que puede ser explicada en base al efecto electro-óptico lineal.
- 2) Para la superficie (110) de GaAs, la anisotropía proveniente del volumen tiene su origen en el efecto electro-óptico

cuadrático

- 3) Tanto en los espectros de anisotropía de la cara (001) como en los de la cara (110) de GaAs, existe una componente superficial intrínseca que se puede explicar en base al modelo de efecto de campo local superficial, más una componente superficial extrínseca originada por el tratamiento químico dado a la superficie.
- 4) La técnica de reflectividad diferencial ofrece una buena alternativa para el estudio de superficies en cristales semiconductores con simetría cúbica.

Entre los planes a corto y largo plazo podemos mencionar:

- 1) Calcular los coeficientes electro-ópticos a partir de los resultados experimentales de anisotropías ópticas.
- 2) Tratar de aislar las señales parásitas provenientes de la desalineación. Esto con la finalidad de facilitar las mediciones en ultra alto vacío, donde no es posible alinear la muestra.
- 3) Llevar a cabo los experimentos de reflectividad diferencial en un sistema de MBE. Esto nos permitirá realizar las mediciones sobre una superficie bien caracterizada y detectar fenómenos tales como la posible existencia de terrazas, terminando preferencialmente con un tipo de átomo y en general estudiar la cinética del crecimiento.
- 4) Tratar de determinar el origen de la anisotropía superficial extrínseca. Para este fin se enviarán a la Universidad

Autónoma de Madrid las muestras utilizadas en nuestros experimentos, para su estudio con un microscopio de "tunelamiento".

- 5) Acoplar el sistema de reflectividad diferencial al sistema de crecimiento MOCVD en el propio Instituto, para el estudio de procesos de crecimiento epitaxial.

REFERENCIAS

1. D.E. Aspnes and A.A. Studna, Phys. Rev. Lett. 54, 1956 (1985).
2. D.E. Aspnes, J. Vac. Sci. Technol. B3, 1138 (1985).
3. D.E. Aspnes, J. Vac. Sci. Technol. B3(5), 1498 (1985).
4. W.L. Mochán and R.G. Barrera, J. de Physique C5. Suppl. 45, 207 (1984)
5. W.L. Mochán and R.G. Barrera, Phys. Rev. Lett. 55, 1192 (1985).
6. W.L. Mochán and R.G. Barrera, Phys. Rev. Lett. 56, 2221 (1986).
7. Hernández-Cabrera, C. Tejedor and F. Meseguer, J. Appl. Phys. 58(12), 4666 (1985).
8. V.L. Berkovits, I.V. Makarenko, T.A. Minashvili and V.I. Safarov, Sov. Phys. Semicond. 20, 654 (1986).
9. D.E. Aspnes and A.A. Studna, "Reflectance-Difference Spectroscopy of (110) GaAs and InP". En prensa.
10. S.E. Acosta-Ortiz and A. Lastras-Martinez, Solid State Commun. 64 (5), 809 (1987).

S.E. Acosta-Ortiz and A. Lastras-Martinez, "Proceedings of the International Workshop on the Electromagnetic Response of Interfaces and Composite Systems", World Scientific Reports, R.G. Barrera, editor (1988). En prensa.

S.E. Acosta-Ortiz and A. Lastras-Martinez, "Electro-Optic Effects in the Optical Anisotropies of (001) GaAs". Enviado a Physical Review B.
11. M. Cardona, F.H. Pollak and K.L. Shaklee, J. Phys. Soc. Jpn. Suppl. 21, 89 (1966).
12. H. Miyari, S. Ozawa, M. Eguchi and T. Fukuda, J. Crys. Growth 76, 308 (1986).
13. W. Monch, Surf. Sci. 132, 92(1983).
14. W.L. Mochán y R.G. Barrera, en preparación.
15. R.P. Feynman, R.B. Leighton and M. Sands, Lectures on Physics (Addison-Wesley, 1964) Vol. II, seccion 11-5.

16. G.D. Mahan and Gustav Obermair, Phys. Rev. 183, 834 (1969).
17. W.L. Mochán, "Influencia de la superficie en las propiedades ópticas de sistemas no locales y cristalinos" (Tesis de Doctorado, Facultad de Ciencias, UNAM, 1983).
18. W.L. Mochan, R. Fuchs and R.G. Barrera, Physical Review B, 27(2), 771 (1983).
19. V.M. Agranovich and V.L. Ginzburg "Crystal Optics with Spatial Dispersion, and Excitons" (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York Tokyo, 1984).
20. E.F. Gross, Usp. Fiz. Nauk 63, 575, (1957), Sov. Phys. Usp. Nauk 63, 576 (1957).
21. P.Y. Yu and M. Cardona, Solid State Commun. 9, 1421 (1971).
22. J.F. Nye, "Physical Properties of Crystals", (Oxford, London, 1957).
23. V. Rhen, Surface Science 37, 442 (1973).
24. D.S. Kyser and V. Rhen, Solid State Commun. 8, 1437 (1970).
25. A. Yariv, "Quantum Electronics", segunda edición (1975).
26. Yu. N. Berozashvili, S.Z. Machavariani, A.G. Natsvlishvili, E.G. Tsitsishvili and S.Sh. Edilashvili, Sov. Phys. Semicond. 15(3), 334 (1981).
27. W.L. Mochán and R.G. Barrera, "Proceedings of the International Workshop on the Electromagnetic Response of Interfaces and Composite Systems", World Scientific Reports, R.G. Barrera, editor (1988).
28. D.E. Aspnes, J.P. Harbison, A.A. Studna and L.T. Florez, Phys. Rev. Lett. 54, 1687 (1987).