

LA TÉCNICA DE FOTORREFLECTANCIA PARA ANALIZAR PROPIEDADES ÓPTICAS Y MECÁNICAS DE MUESTRAS SEMICONDUCTORAS

Photoreflectance technique to analyze optical and mechanical properties of semiconductor samples

RESUMEN

Se presenta una revisión de la técnica de Fotorreflectancia (FR) desde su fundamentación teórica hasta algunas de sus aplicaciones. La fotorreflectancia es una técnica de modulación no destructiva que no requiere preparación previa de la muestra, es empleada ampliamente para el estudio de la estructura electrónica de semiconductores, con ella se pueden determinar las energías de los puntos críticos las cuales brindan información, entre otras de los esfuerzos presentes en las muestras.

PALABRAS CLAVES: Fotorreflectancia, Espectroscopía de Modulación, Puntos críticos.

ABSTRACT

It is presented a biographic revision of the photoreflectance technique (PR) since its theoretical foundation to some applications. The PR is a non destructive modulation technique and does not require previous sample preparation. It has been employed to study semiconductor electronic structure and to determine the critical points energy which gives information of strain in the sample, among other.

KEYWORDS: Photoreflectance, Modulation spectroscopy, Critical points, strain

FRANCY NELLY JIMÉNEZ G.

Ing Química. M. Sc Física
Est. Doctorado en Ingeniería
Universidad Nacional de Colombia
Sede Manizales
Profesor Asistente
Universidad Autónoma Manizales
francy@autonoma.edu.co

CARLOS VARGAS HERNÁNDEZ

Profesor Asociado.
Universidad Nacional de Colombia
Departamento de Física y Química
Sede Manizales
cvargash@unal.edu.co

JESÚS FABIÁN JURADO

Profesor Asociado.
Universidad Nacional de Colombia
Departamento de Física y Química
Sede Manizales
ifjurado@unal.edu.co

1. INTRODUCCIÓN

Las técnicas de fácil implementación y que no requieren preparación previa de las muestras, cada vez toman más importancia para el estudio y análisis de materiales. Esto implica que técnicas no invasivas como las ópticas en general, sean de gran aceptación.

En los materiales, en especial en aquellos con aplicaciones en opto-electrónica es de vital interés conocer su comportamiento óptico así como su tiempo de vida útil. Dentro de los dispositivos opto-electrónicos que involucran las propiedades electrónica y ópticas de los materiales se encuentran, los diodos emisores de luz (LED), los diodos láser, fotodetectores, pantallas planas, etc. Cuando estos dispositivos son utilizados a temperaturas por encima de la temperatura de fabricación es posible la generación de defectos producto de los esfuerzos presentes en la estructura, esto incide en el tiempo de operación normal de los dispositivos. Una de las técnicas que ofrecen información de los esfuerzos superficiales e interfaciales en los dispositivos es la FR.

2 ESPECTROSCOPIA DE MODULACIÓN

La espectroscopía se basa en la medida de la intensidad y la longitud de onda de la energía radiante que emana o interacciona con el material generando transiciones entre estados energéticos característicos del material. En la espectroscopía de modulación se aplican pequeñas perturbaciones periódicas a una propiedad física ya sea de la muestra (modulación externa) o del sistema (modulación interna). Estas perturbaciones pueden ser entre otras de: campo eléctrico, entonces se habla de electrorreflectancia (ER), temperatura, se tiene la (termorreflectancia), o luz se denomina fotorreflectancia.

2.1. Mecanismo de modulación en FR

El mecanismo de la fotorreflectancia es la modulación del campo eléctrico superficial o en la interfaz por generación de pares electrón-hueco (PEH). Debido a la importancia de la modulación a continuación se describe el mecanismo mediante el cual se lleva a cabo. Cuando un semiconductor es expuesto a condiciones ambientales, su superficie es atacada por el aire formándose una capa de óxidos principalmente, sobre dicha capa pueden adsorberse átomos y/o moléculas del ambiente generando un conjunto complejo de estados electrónicos localizados, o trampas superficiales, estas trampas, crean una región de carga

espacial responsable de la existencia de un campo eléctrico intrínseco y estados dentro de la brecha, similar a como lo hacen las impurezas, pero localizados espacialmente en la superficie generando así una densidad de estados superficiales que son ocupados por electrones del interior del cristal [1]. Debido a la presencia de electrones en los estados superficiales se crea una barrera de potencial para los otros electrones que llegan a la superficie, esto hace que las bandas de conducción y de valencia se curven cerca de la superficie. La presencia de una alta densidad de estados superficiales hace que se modifique el nivel de Fermi para mantenerlo constante en la interfase semiconductor-aire, acercándolo a energías mayores (para tipo n) y a energías menores (tipo p).

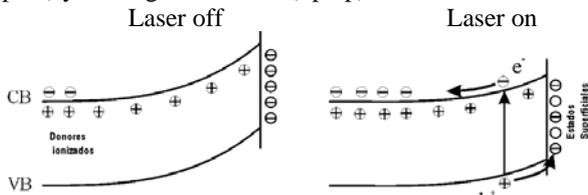


Figura 1. Representación esquemática de los efectos de FR para una muestra tipo n.

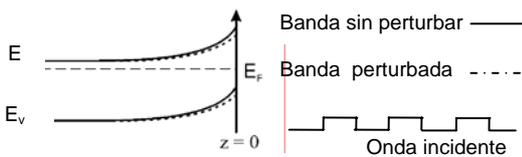


Figura 2. Curvamiento de las bandas por efecto del haz modulador para semiconductor tipo n.

En fotorreflectancia se emplea un láser interrumpido mecánicamente como fuente de modulación de tal manera que cuando el obturador se interpone, es decir cuando el láser no está incidiendo sobre la muestra, las bandas energéticas están curvadas por la ocupación de los estados superficiales que están por encima del nivel de Fermi, cuando el láser incide sobre la muestra a energías mayores a la banda prohibida se crean pares electrón-hueco fotoinducidos (Ver figuras 1 y 2), que son separados por el campo eléctrico interno generado en la superficie, es decir electrones de la banda de valencia son excitados a la banda de conducción y difunden dentro del material. Los huecos que quedan en la banda de conducción neutralizan electrones de la superficie haciendo que la barrera de potencial baje, aplanando las bandas energéticas en la región de carga espacial lo cual se traduce en un cambio en la reflectividad [2].

2.2 Descripción de la Técnica de Fotorreflectancia

Wang, Albers y Bleil reportaron en 1968 un trabajo en el cual la reflectancia de un cristal es modulada por un segundo haz de luz incidente, este efecto se denomina fotorreflectancia [3]. Dentro de las ventajas de la técnica está la posibilidad de una alta resolución sin hacer uso de montajes complicados ni dañar las muestras como si

sucede en ER, por ello la técnica de FR es ampliamente empleada en la determinación de las propiedades ópticas de materiales semiconductores que se emplean en dispositivos electrónicos.

Las muestras son colocadas dentro de un sistema de refrigeración basado en un crióstato de ciclo cerrado de helio el cual cuenta con un control óptimo de temperatura de 0,5 K y un sistema de vacío de aproximadamente 10^{-6} torr. En conjunto el sistema puede lograr reducir la temperatura desde la ambiente hasta 12 K. En La figura 3 se muestra esquemáticamente un arreglo experimental. Se tiene una lámpara que puede ser de filamento de tungsteno, gas halógeno y vidrio de cuarzo. La luz proveniente de la lámpara entra a través de unas rendijas que pueden ir variando su apertura hacia el monocromador. El monocromador consta generalmente de tres rejillas de difracción de 300, 600 y 1200 líneas por mm y funciona como un prisma en el cual se puede seleccionar la longitud de onda que incidirá sobre la muestra. De allí a través de un arreglo de lentes se hace incidir la luz sobre la muestra. La luz del láser es interrumpida mecánicamente por un obturador mecánico o "Chopper" a una frecuencia generalmente en el rango 130 a 260 Hz y se hace incidir sobre la muestra en el mismo punto que la luz proveniente del monocromador. La luz reflejada por la muestra es enfocada a un fotodetector tipo PIN o fotoconductor (dependiendo del rango del espectro donde se este trabajando) que convierte la señal de luz en corriente o voltaje y que está conectado a un amplificador lock-in. El haz de modulación debe eliminarse a la entrada del detector, para ello se usa un filtro.

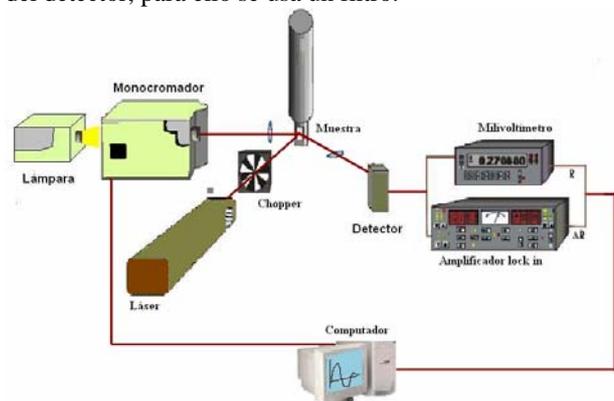


Figura 3. Esquema de un equipo de fotorreflectancia

La señal obtenida en el detector tiene dos componentes una que es proporcional a la reflectividad (R) debida a la luz del monocromador y puede monitorearse con el milivoltímetro y una que es proporcional al cambio en la reflectividad (ΔR) debido a la modulación que es detectada por el amplificador, el cual toma la señal modulada solo en concordancia con la referencia de la luz pulsada del láser. El cociente de las intensidades registradas ($\Delta R/R$) se grafica ya sea en función de longitudes de onda o de energía.

3 ESPECTROS DE MODULACIÓN Y FUNCIÓN DIELECTRICA

En la modulación del campo eléctrico el espectro obtenido puede expresarse teóricamente como un espectro de tercera derivada de la función dieléctrica. Por esto la cantidad fundamental que describe la respuesta dieléctrica del material es la función dieléctrica dada como: $\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2$ con ϵ_1 y ϵ_2 , la parte real e imaginaria respectivamente. La perturbación inducida por el campo eléctrico en una muestra produce cambios en la reflectancia (ΔR), de tal manera que es preciso conocer $\Delta R/R$ en términos de la función dieléctrica. Esta relación se obtiene derivando la expresión de Fresnel para la reflectancia. Recordemos que el índice de refracción complejo N se relaciona con la función dieléctrica a través de [4]:

$$N = n + ik = \epsilon^{1/2} \quad (1)$$

Donde n es el índice de refracción y k el coeficiente de extinción, además la parte real e imaginaria de la función dieléctrica están relacionadas con n y k por:

$$\epsilon_1 = n^2 - k^2, \quad \epsilon_2 = 2nk \quad (2)$$

La reflectividad R del material se relaciona con el coeficiente de reflectividad r mediante $R = |r|^2$, donde r que para un sistema de dos medios, con luz a incidencia normal al plano que forman ambos medios es [4].

$$r = \frac{n + ik - 1}{n + ik + 1} = \frac{\epsilon^{1/2} - 1}{\epsilon^{1/2} + 1} \quad (3)$$

Aquí se ha considerado el índice de refracción del aire igual a uno. Por tanto:

$$R = \left| \frac{\epsilon^{1/2} - 1}{\epsilon^{1/2} + 1} \right|^2 = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2} = f(\epsilon_1, \epsilon_2) \quad (4)$$

Realizando La diferenciación respectiva de la ecuación anterior respecto al parámetro de perturbación externo ζ introducido en la fotorreflectancia puede obtenerse la diferencial total, además dividiendo entre R para normalizar se llega a:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial \epsilon_1} \frac{\partial \epsilon_1}{\partial \zeta} + \frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial \epsilon_2} \frac{\partial \epsilon_2}{\partial \zeta} \quad (5)$$

Donde se han definido los coeficientes de Seraphin [5]:

$$\alpha = \frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial \epsilon_1}, \quad \beta = \frac{1}{R} \frac{\partial R}{\partial \epsilon_2} \quad (6)$$

Y el cambio en la función dieléctrica:

$$\Delta \epsilon_1 = \frac{\partial \epsilon_1}{\partial \zeta}, \quad \Delta \epsilon_2 = \frac{\partial \epsilon_2}{\partial \zeta} \quad (7)$$

La expresión (4) se reduce a:

$$\frac{\Delta R}{R} = \alpha \Delta \epsilon_1 + \beta \Delta \epsilon_2 = \text{Re}[(\alpha - \beta i) \Delta \epsilon] \quad (8)$$

donde $\Delta \epsilon = \Delta \epsilon_1 + i \Delta \epsilon_2$. Como los coeficientes de Seraphin no son fáciles de calcular ya que la reflectividad modulada se toma en la vecindad de los puntos críticos, la cantidad $\alpha - \beta i$ puede aproximarse a una constante escrita en forma polar como $C \exp(i\theta)$, esto nos conduce a la expresión típica de la forma de línea de la reflectividad modulada:

$$\frac{\Delta R}{R} = \text{Re}[C \exp(i\theta) \Delta \epsilon] \quad (9)$$

3.1 Puntos críticos

Los puntos donde ocurre una variación abrupta del coeficiente de absorción y por ende de la densidad de estados conjuntos, se denominan **puntos críticos**. Cuando se induce una perturbación como el campo eléctrico superficial en FR, se destruye la invariancia traslacional del Hamiltoniano H_0 , en este caso el momento no se conserva [6] y se obtiene que la expresión general de $\epsilon(E, \Gamma)$ dada por la aproximación de un electrón, para un semiconductor descrito por funciones de Bloch $n(k, r)$ con energía $E_n(k)$ de la banda y vector de onda k es [7].

$$\epsilon(E, \Gamma) = 1 + \frac{4\pi e^2 \hbar^2}{m^2 E^2} \sum |\hat{e} \cdot P_{cv}(k)| \left[\frac{1}{E_{cv}(k) - E - i\Gamma} + \frac{1}{E_{cv}(k) + E + i\Gamma} \right] \quad (10)$$

Donde los subíndices c, v , indican las bandas de conducción y valencia respectivamente, \hat{e} es el vector unitario de polarización del campo eléctrico, y $P_{cv}(k) = \langle ck | p | vk \rangle$ es el elemento de matriz de momento. La energía de transición interbanda, es:

$$E_{cv}(k) = E_c(k) - E_v(k) \quad (11)$$

Γ es el parámetro de ensanchamiento fenomenológico y es debido a impurezas y defectos, es decir a centros de dispersión. Para ver el origen de la estructura de la función dieléctrica $\epsilon(E, \Gamma)$ y por consiguiente de los espectros ópticos, convertimos primeramente en la ecuación la suma sobre k , en una integral, luego reemplazamos las variables de integración independientes k_x, k_y, k_z en la ecuación anterior por la energía E , y dos variables k_1 y k_2 que están localizados en un punto de la superficie S de energía constante $E_c - E_v$. Ya que el Jacobiano de la transformación es: $|\nabla E_{cv}(k)|_E^{-1}$ Se obtiene [7]:

$$\varepsilon(E, \Gamma) = 1 + \frac{e^2 \hbar^2}{\pi^2 m^2 E^2} \int_{B,Z} dE \int_S dk_1 dk_2 \frac{|\hat{e} \cdot P_{cv}(k)|^2}{|\nabla E_{cv}(k)|^2} \left[\frac{1}{E_{cv}(k) - E - i\Gamma} + \frac{1}{E_{cv}(k) + E + i\Gamma} \right] \quad (12)$$

La ecuación (12) muestra que $\varepsilon(E, \Gamma)$ tiene singularidades para valores de k denominados puntos críticos o singulares de Van Hoove y son de dos tipos:

$$|\nabla E_{cv}(k) = 0|, \quad |\nabla E_{cv}(k) \neq 0| \quad (13)$$

Los primeros son posibles en puntos de alta simetría lo cual es cierto en Γ ($k=0$), los segundos no implican esta condición sino que las banda de conducción y la de valencia tengan el mismo gradiente en el punto k , es decir, tengan pendientes paralelas. Se obtiene una enorme simplificación en el análisis de los espectros de modulación haciendo una expansión parabólica en series de la variación de la energía obteniéndose:

$$E_{cv}(k) \cong E_g + \frac{1}{2} \hbar^2 \left[\frac{k_x^2}{\mu_{xx}} + \frac{k_y^2}{\mu_{yy}} + \frac{k_z^2}{\mu_{zz}} \right] \quad (14)$$

Donde μ_{ij} son las masas reducidas. Para calcular los espectros de modulación podemos escribir la función dieléctrica como una superposición de funciones locales:

$$\varepsilon(E, \Gamma) = \frac{\hat{e}^2 \hbar^2 |\hat{e} \cdot P_{cv}|^2}{\pi^2 m^2 E^2} \int \frac{d^3 k}{E_{cv}(k) - E - i\Gamma} \quad (15)$$

Dependiendo del signo de las masas, los puntos críticos pueden clasificarse en cuatro categorías. El punto M_0 corresponde a un punto de mínima energía y todas las masas μ_{ii} (xx, yy, zz) son positivas. M_1 corresponde a un punto silla con una masa negativa y dos positivas. M_2 corresponde a un punto silla con dos masas negativas y una positiva y M_3 es un punto de máxima energía y todas las masas son negativas. De otra parte según el número de masa infinitas el punto crítico adquiere un dimensionalidad que puede ser 1D (dos masa infinitas), 2D (una masa infinita) y 3D (ninguna masa infinita) [8]. En cada caso realizando explícitamente la integral para una, dos y tres dimensiones, se obtiene la $\varepsilon(E, \Gamma)$ en la vecindad del punto crítico [9] que fue compactada por Aspnes en la expresión general:

$$\varepsilon(E, \Gamma) = A \Gamma^{-n} e^{i\theta} (E - E_g + i\Gamma)^n \quad (16)$$

En esta expresión el parámetro n esta ligado a la dimensionalidad del punto crítico y puede tomar los valores de $n=-1/2$ para 1D, $n=0$ para 2D, $n=1/2$ para 3D y $n=-1$ para niveles de excitones discretos.

En la figura 4 se observa un espectro de FR donde se evidencian estos puntos críticos con su correspondiente ubicación en la estructura de bandas para el GaAs que es un semiconductor de brecha directa.

3.1.1 Régimen de campo bajo

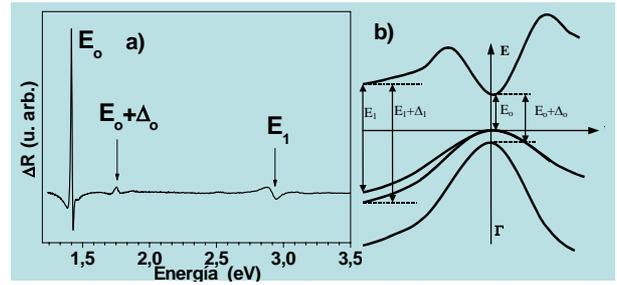


Figura 4. a) Espectro de FR para GaAs, se observan las transiciones correspondientes a E_0 , $E_0 + \Delta$, E_1 . b) Ubicación de los puntos críticos en la estructura de bandas.

Aspnes ha encontrado que cuando el campo eléctrico aplicado (F) es bajo tal que $eFa_0 \ll E_g$, con a_0 la constante de red, el cambio en la función dieléctrica esta relacionado con la tercera derivada de la función dieléctrica no perturbada y esta dado como [10]:

$$\Delta\varepsilon = \Delta\varepsilon(E, \Gamma, \hbar\omega) = \frac{(\hbar\Omega)^3}{3E^2} \frac{\partial^3}{\partial E^3} [E^2 \varepsilon(E, \Gamma)] \quad (17)$$

Donde $\hbar\Omega$ es la energía electro-óptica característica del sistema y esta relacionada con el campo eléctrico intrínseco. Si además $|\hbar\Omega| \ll \Gamma$, estamos en régimen de campo bajo. De la ecuación (8) se tiene que $\Delta R/R$ depende de $\Delta\varepsilon$ y este a su vez de la tercera derivada ε que se obtuvo en la ecuación (16). Haciendo las derivadas correspondientes y los procesos algebraicos pertinentes, además de emplear la relación de Euler se tiene la forma de línea para campo bajo empleada en los ajustes de los espectros de fotorreflectancia para un valor de $n = 1/2$ que se establece para una transición 3D-M0 que es la que se presenta en el punto crítico E_0 para muchos semiconductores.

$$\frac{\Delta R}{R} = C \left[\begin{aligned} &M^{-5/2} \cos\left(\frac{3\pi}{4} - \frac{5\phi}{2} + \theta\right) - \frac{4}{E} M^{-3/2} \\ &\cos\left(\frac{3\pi}{4} - \frac{5\phi}{2} + \theta\right) + \frac{8}{E^2} M^{-1/2} \cos\left(\frac{3\pi}{4} - \frac{5\phi}{2} + \theta\right) \end{aligned} \right] \quad (18)$$

$$\text{Donde } M = \sqrt{E_g^2 + \Gamma^2} \quad \text{y} \quad \phi = \tan^{-1} \frac{\Gamma}{E - E_g}$$

Con el fin de ajustar los espectros experimentales a la expresión teórica es necesario determinar los cuatro parámetros de ajuste de los cuales depende que son E_g , la energía de la transición del punto crítico; la fase θ , está determinada por la asimetría de la señal y se relaciona con el tipo de dimensión del punto crítico así como con inhomogeneidades en el campo interno; el parámetro de ensanchamiento fenomenológico Γ , se determinan por la localización energética de la estructura y sobre todo por el ancho de la forma de línea; la amplitud C , esta relacionada al elemento de matriz momento, a la masa efectiva y también con posibles interacciones columbianas y contiene información de la simetría de la perturbación [7]. Esta forma de línea se denomina comúnmente *Forma de Línea Lorentziana de Tercera*

Derivada (TDLF). Bajo este régimen pueden presentarse otras transiciones como:

• **Transiciones excitónicas:**

Mediante la técnica de FR puede evidenciarse la presencia de otros tipos de estructuras presentes en la vecindad de la brecha prohibida. Por debajo de la brecha se presentan transiciones ya sea en la banda de impurezas [11] o en estados inducidos por trampas [12]. La forma de línea de los espectros de FR para dos contribuciones excitónicas puede obtenerse a partir de la primera derivada de la ecuación (16), haciendo $n=-1$ se obtiene:

$$\frac{\Delta R}{R} = \text{Re} \left[\sum C_j \exp(i\theta_j) (E - E_j + i\Gamma_j)^{-2} \right] \quad (19)$$

En la que E_j , Γ_j , C_j , y θ_j son la energía, el parámetro de ensanchamiento, la amplitud y la fase de la j -ésima transición excitónica respectivamente.

• **Desdoblamiento de la banda de valencia**

Por encima de la brecha se presentan también contribuciones atribuidas al desdoblamiento de la banda de valencia debido al esfuerzo ocasionado por el desacople de red entre la película y el sustrato y por la diferencia de los coeficientes de expansión térmica [13]. Sin la presencia de esfuerzo está presente la transición E_0 que es la fundamental y $E_0+\Delta_0$ debida al espín orbita. Con la presencia de esfuerzo se observan otras transiciones que son E_0^L debida a los Hueco liviano (HL), E_0^H debida a los Huecos pesados (HH) y $E_0+\Delta_0$ al espín-orbita que se modelan por medio de la suma de tres contribuciones de formas de línea de tercera derivada (TDLF) para un punto crítico tridimensional, es decir se emplea la ecuación (18).

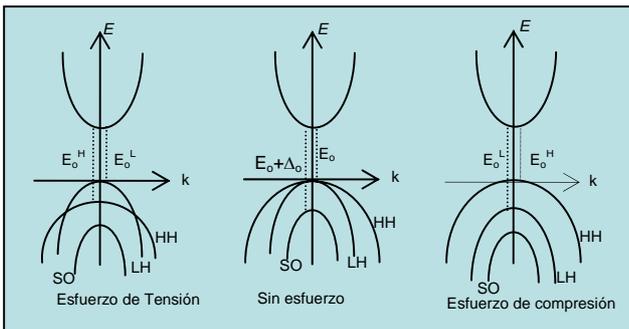


Figura 5. Efectos de los esfuerzos en la estructura de bandas del semiconductor

4. ALGUNOS ESPECTROS OBTENIDOS

En la figura 6, 7 y 8 pueden observarse algunos espectros de FR tomados a unas muestras de CdTe crecida sobre sustratos de GaAs por la técnica MBE (Molecular Beam Epitaxy). En la figura 6 se muestran los espectros obtenidos al hacer incidir diferentes láseres. Además se

tiene una variante cuando simultáneamente se hacen incidir dos láseres de diferentes longitudes de onda [14], esta variación se conoce como fotorreflectancia diferencial. De los espectros pueden obtenerse las energías de la transición fundamental al realizar los ajustes con la expresión dada en la ecuación de donde se tienen las siguientes energías: para el sustrato de GaAs 1.419, 1.416, 1.411 y 1.418 eV respectivamente y para la película de CdTe 1.502, 1.495, 1.502 y 1.502 eV respectivamente. Además de estos ajustes puede obtenerse el parámetro de ensanchamiento fenomenológico.

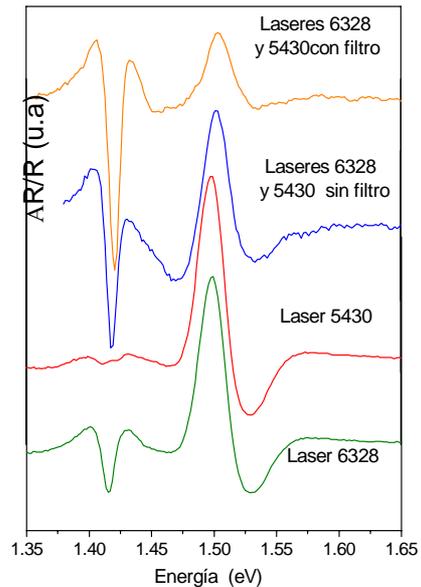


Figura 6. Espectros de FR para una muestra de CdTe crecida sobre GaAs

En las figuras 7 y 8 se observan dos transiciones correspondientes al CdTe que se deben al desdoblamiento de la banda de valencia en huecos ligeros y pesados [15]. Se evidencia el corrimiento de las bandas con la temperatura, esto debido a que el esfuerzo generado en la película aumenta al aumentar la temperatura y por ello las bandas de HL y HH se van separando tal como se muestra esquemáticamente en la figura 5.

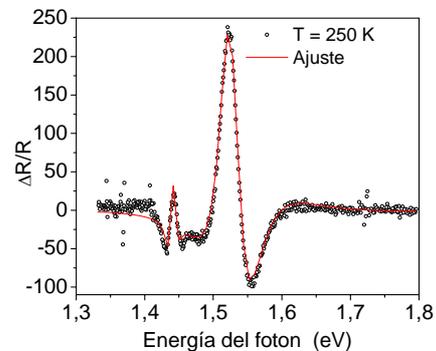


Figura 7. Espectros de FR tomado a 250 K para CdTe ajustado con 3 TDLF.

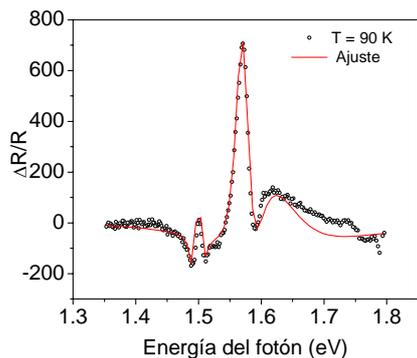


Figura 8. Espectros de FR tomado a 90 K para CdTe ajustado con 3 TDFL.

5. APLICACIONES DE LA TÉCNICA DE FOTORREFLECTANCIA

La aplicación más relevante de la fotorreflectancia y en general de la espectroscopia de modulación en semiconductores involucra la determinación de la energía de los puntos críticos. Entre esos puntos se encuentra la transición fundamental (E_0) del material. Mediante la técnica de FR puede analizarse la dependencia de E_0 con la temperatura, así como la del factor de ensanchamiento Γ también en función de la temperatura lo cual da información de procesos dispersivos dentro del material.

Pueden obtenerse además otras energías correspondientes a puntos de alta simetría como la interacción spin órbita ΔE_0 , el levantamiento de la degeneración en la dirección L del hueco pesado E_1 , etc. El objetivo de estas mediciones puede mirarse desde dos perspectivas, primero se usa la técnica para medir E_0 de un material conocido que es de interés para ser usado como semiconductor en láseres, o como detectores en dispositivos opto electrónicos, ya sea de compuestos ternarios ó cuaternarios. Segundo se emplea la técnica para caracterizar materiales al conocer la variación de su E_0 . Se pueden estudiar semiconductores en bloque o heteroestructuras semiconductoras de baja dimensionalidad como: películas delgadas, pozos cuánticos y puntos cuánticos. Además también puede emplearse la FR para examinar dispositivos semiconductores como transistores, transistores de heterounión bipolar, dispositivos pseudomórficos, y emisores de luz láser [2]. Los esfuerzos generan cambios en la estructura de bandas de un material semiconductor, por tanto a través de la FR es posible determinar su presencia al analizar los espectros. La importancia del conocimiento de los esfuerzos en una heteroestructura radica en como afecta sus propiedades ópticas. Pueden obtenerse heteroestructuras teniendo como sustrato una capa colchón en la cual se generan las dislocaciones o defectos causados por los esfuerzos debidos a desacoples de la constante de red y a efectos térmicos, de tal manera que la capa semiconductor de interés este menos influenciada por estos esfuerzos. El control de esfuerzos puede ser además beneficioso ya que al generar desdoblamiento de la banda de valencia induce cambios en

la constante dieléctrica del material así como un aumento de la absorción óptica, esto puede ser aprovechado en la generación de moduladores y detectores ya que permiten gran versatilidad en su construcción [13].

6. CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES

La técnica de FR ha adquirido una gran importancia en la caracterización de materiales debido al avance creciente de la tecnología de los láseres, selectores de longitud de onda y fotodetectores entre otros dispositivos, además de ser una técnica versátil, no destructiva y de fácil implementación. La FR es una técnica importante para el estudio de las propiedades de absorción de materiales semiconductores y algunos dispositivos fabricados en forma de heteroestructuras, ya que es posible estudiar los esfuerzos presentes y su evolución en función de los parámetros de fabricación.

BIBLIOGRAFÍA

- [1] P. Y. Yu and M. Cardona. Fundamentals of semiconductor. Springer Verlag, Berlin, 2nd Edition. 1999.
- [2] Jan Misiewicz. Piorth Sitarek, Grzegorz. Semiconductor heterostructure and devices structures investigated by photoreflectance spectroscopy. Materials Science, vol 21. No 3, 2003.
- [3] E Y Luang. W.A Alberts and Bleil, Proc Int conf.on II-VI semiconductors. Compound 1967 (W A Benjamín pag 136 New York, 1968).
- [4] G. Harbeke. Optical Properties of Semiconductor, pag. 23 - 92. Optical Properties of solid. North Holland Publishing Company. New York, 1972.
- [5] B. O. Seraphin. Modulated Reflectance, pag. 187. Optical Properties of solids. North Holland Publishing company, New York, 1972.
- [6] D. E. Aspnes. Surface 37, 418, 1973.
- [7] D. E. Aspnes. Hanbook of semiconductors. Vol 2. Capitulo 4 Modulation Spectroscopy/ Electric Field Effect on the dielectric function of semiconductors. New Jersey.
- [8] Ming- Fu Li. Semiconductors Quantum Physics. Optical Properties of semiconductors. Assef, word scientific, 1994.
- [9] D. E. Aspnes. Phys. Rev B, 10: 4228, 1974.
- [10] S. K. Brierley and D.S Lehr. J. Appl. Phys. 67:3878, 1990.
- [11] J. Nukeaw, J. Yangisawa, N. Matsubara, Y. Fujiwara, and Y. Takeda. Appl. Phys. Lett, 70:84, 1997.
- [12] Z. Yu, S. G. Hofer, N. C. Giles, T. H. Myers, and C. J. Summers. Phys. Rev. B. 51:13789, 1995.
- [13] Jasprit Singh. Hanbook of semiconductors. capítulo 5, Strain induce band structure modifications in semiconductor heterostructure. Pag. 235 - 283.
- [14] F.N.Jiménez-García, H.F.Gonzales, C.Vargas-Hernández. Revista Colombiana de Física. Vol. 38, No. 4, 2006.
- [15] Francny Nelly Jiménez García. Tesis de Maestría en Física. Caracterización óptica por Fotorreflectancia a Temperatura variable de heteroestructuras semiconductoras ZnSe/GaAs y CdTe/GaAs, 2005.