

PROCESOS DE RELAJAMIENTO EN SEMICONDUCTORES ALTAMENTE EXCITADOS. PARTE II. GAAs Y GAN[†]

P.H. Hernández

y

A. Zehe*

Departamento de Física, Instituto de Ciencias

Universidad Autónoma de Puebla

Apartado Postal J-48.72570 - Puebla, Pue. México

(recibido agosto 21, 1981; aceptado marzo 10, 1982)

RESUMEN

Para estudiar el comportamiento del sistema electrónico en desequilibrio en GaAs y GaN, se someten las muestras a excitación óptica intensa con fotones de energía $h\nu$ mayor que la energía del gap E_g . Se analizan los espectros de fotoluminiscencia, obtenidos en función de la temperatura y de la intensidad de excitación. Se encuentra que el sistema electrónico se puede representar por una función Maxwell-Boltzmann correspondiéndole temperaturas mayores que la de la red; se demuestra que los procesos dominantes de relajamiento son la dispersión electrón-electrón y polar óptica, determinándose la energía del fonón óptico para cada material.

ABSTRACT

In order to study the non-equilibrium electronic system behavior in GaAs and GaN, the samples are exposed to high intensity optical excitation with photons of energy $h\nu$ higher than the energy bandgap E_g . The photoluminescence spectra obtained as a function of temperature and excitation intensity are analyzed. It is found that the electronic system is well represented by a displaced Maxwell-Boltzmann distribution function, therefore we can assign it a temperature greater than the one corresponding to the lattice. It is shown that the dominant relaxation processes are the electron-electron and polar optical scattering, moreover the optical phonon energy is determined for each material.

[†] Trabajo parcialmente apoyado por la Secretaria de Educación Pública.

* Actualmente en Technische Universität Dresden, Sektion Physik, Mommsenstrasse 13, 8027, R.D.A.

1. INTRODUCCION

En un trabajo anterior⁽¹⁾ presentamos en forma breve los conceptos teóricos necesarios para estudiar la dinámica de los electrones excitados en el semiconductor mediante la técnica de fotoluminiscencia. Es decir, dimos una descripción del proceso de generación de pares electrón-hoyo por excitación óptica, del relajamiento de los electrones en desequilibrio a una situación de cuasi-equilibrio en el fondo de la banda de conducción, causado por dispersión electrón-electrón, polar-óptica, acústica y piezoeléctrica, y finalmente el regreso de los electrones a la banda de valencia por medio de la recombinación radiativa con la subsecuente emisión de radiación.

Precisamente esta radiación emitida por el semiconductor cuando se ha excitado ópticamente, forma el espectro de fotoluminiscencia. La forma de línea de este espectro y sus modificaciones debidas a cambios en la temperatura de la muestra, en la intensidad de excitación, en los parámetros de crecimiento de las muestras, por la aplicación de campos eléctricos o magnéticos, presiones, etc., proporcionan información tanto de las propiedades del material en estudio, como del comportamiento de los portadores en el material.

Se han empleado estudios de fotoluminiscencia para caracterizar niveles energéticos debidos a impurezas y defectos en la red⁽²⁾, para medir la incorporación de impurezas implantadas⁽³⁾, y para muchos otros estudios como tiempos de vida⁽⁴⁾ y movilidad de portadores⁽⁵⁾.

En este trabajo empleamos esta técnica para estudiar el comportamiento de electrones fuertemente excitados creados cuando el semiconductor se somete a excitación intensa con fotones de energía $h\nu$ mayor que la energía de brecha E_g . Estudiamos en dependencia de la temperatura del baño criogénico y de la intensidad de excitación, efectos de electrones "calientes", su relajamiento y recombinación en dos materiales semiconductores $A^3 - B^5$ con estructura de banda directa: GaAs y GaN.

El GaAs cristaliza en la estructura del zinc-blenda y su transición fundamental se presenta en 1.43 eV a temperatura ambiente; es tal vez el más estudiado de los compuestos semiconductores $A^3 - B^5$, debido a la perfección a que se ha llegado en su crecimiento, en cuanto a pureza,

control de dopamiento, orientación, etc.

El GaN es uno de los compuestos de este grupo menos estudiados y, a diferencia del GaAs, se tienen muchos problemas para controlar las características de la muestra durante su crecimiento. Mientras la mayoría de los compuestos semiconductores $A^3 - B^5$ cristalizan con la estructura cúbica del zinc-blenda, el GaN lo hace con la estructura hexagonal de la wurtzita y tiene el mayor ancho de brecha que cualquier otro compuesto del galio, indio, antimonio, arsénico o fósforo. La absorción fundamental del GaN ocurre en 3.4 eV a temperatura ambiente, se comporta eléctricamente como los compuestos $A^2 - B^6$, puesto que a la fecha las muestras crecidas sólo exhiben conductividad tipo n.

Las razones al elegir estos dos materiales para estudiar en ellos la dinámica de electrones calientes son entre otras: la del interés que despierta la diferencia entre dos estados materiales, en el sentido de que el GaAs se puede obtener con concentración de impurezas baja del orden de 10^{15} cm^{-3} y en cambio en el GaN siempre se tienen concentraciones de impurezas del orden de 10^{19} cm^{-3} ; otra razón es la aplicación de estos materiales, como por ejemplo en diodos fotoluminiscentes, debido a su emisión en el intervalo visible, el GaAs en rojo y el GaN en verde y azul, así como su potencial aplicación en dispositivos optoelectrónicos tales como los osciladores Gunn⁽⁶⁾.

En la segunda sección de este trabajo, describimos el sistema experimental utilizado y los espectros medidos. El análisis y la discusión de estos espectros los realizamos en la tercera sección y las conclusiones aparecen en la sección cuatro.

2. EXPERIMENTO

2.1. Condiciones Experimentales

Como fuente de excitación usamos la línea de 488 nm con una potencia de 0.83 Watts de un láser de argón ionizado (Spectra Physics) para la muestra de GaAs y la línea de 325 nm con una potencia de 13 mWatts de un láser de HeCd (Liconix) para excitar la muestra de GaN. Las muestras se colocaron en el dedo frío del crióstato de un sistema de refrigeración disples provisto de un circuito cerrado de He y un calentador, de tal ma-

nera que la temperatura de la muestra se puede controlar en el rango de 9 a 300°K.

El haz de excitación fue concentrado mediante un sistema óptico en la superficie de la muestra en un punto de aproximadamente 100 μm de diámetro. La intensidad fue disminuida con filtros neutros. La fotoluminiscencia de la muestra se recogió con un sistema óptico y se enfocó en la rendija de entrada de un monocromador de rejillas (Zeiss) con resolución espectral de 0.4 nm/mm.

El dedo frío fue colocado a un ángulo de 50° respecto al haz incidente para evitar su entrada directa al monocromador, cuya salida fue detectada por un tubo fotomultiplicador (RCA). La señal del tubo fue analizada con un amplificador Lock-in (PARC) con señal de referencia de un chopper para el estudio del espectro completo, y para el análisis detallado de la cola de alta energía del espectro usamos un sistema de photon-counting (PARC) formado por un amplificador-discriminador y un contador de fotones (ver Fig. 1).

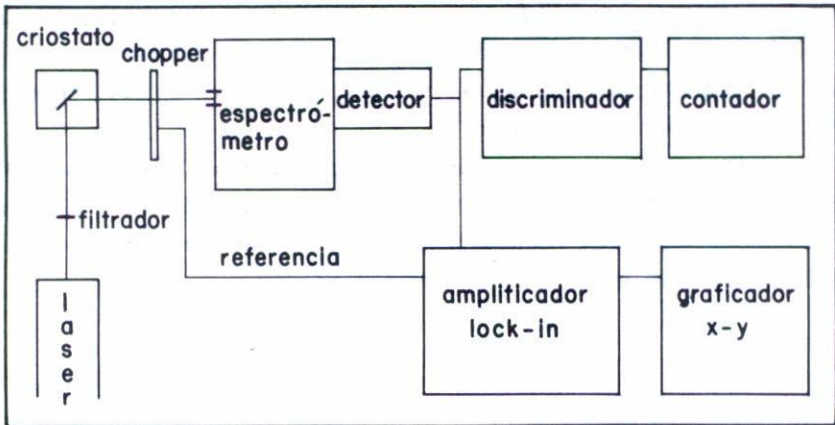


Fig. 1 Sistema experimental.

Usamos una muestra de GaAs crecida epitaxialmente y dopada con telurio con una concentración del orden de $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Algunas de las principales características del GaAs aparecen en la Tabla I.

TABLA I

estructura	zinc-blenda
banda	directa (000)
energía del gap	1.5192eV (0°K) ⁽⁷⁾ , 1.433eV (300°K) ⁽⁸⁾
masas efectivas	$m_e = 0.07m_0$ y $m_h = 0.5m_0$
constante dieléctrica	$\epsilon_0 = 12.56$ $\epsilon_\infty = 10.63$
energía de ionización de impurezas	$E_D = 5.8\text{meV}$ ⁽⁹⁾ , $E_A = 26.9\text{meV}$ ⁽¹⁰⁾
energía del fonón óptico	$\hbar\omega_0 = 36.74\text{meV}$ ($\approx 420^\circ\text{K}$) ⁽¹¹⁾

Tabla I. Principales parámetros del GaAs utilizados en los cálculos.

Estudiamos una muestra de GaN crecida por epitaxia en fase gas sobre un sustrato de zafiro con una concentración de impurezas del orden de 10^{19} cm^{-3} . Algunas características del GaN se dan en la Tabla II.⁽¹²⁾

TABLA II

estructura	wurtzita
banda	directa (000)
energía del gap	E_g (0°K) = 3.5eV, E_g (300°K) = 3.39eV
masas efectivas	$m_e = 0.2m_0$, $m_h = 0.8m_0$
constante dieléctrica	$\epsilon_\infty = 5.8$, $\epsilon_0 = 9.87$
energía del fonón óptico	$\hbar\omega_0 = 89.9\text{meV}$ ($\approx 1044^\circ\text{K}$)

Tabla II. Principales características de GaN.

2.2. Mediciones

Mostramos los espectros completos para los dos materiales obtenidos por la técnica de Lock-in en el primer apartado, y en el segundo

únicamente los de la cola de alta energía que es en donde se manifiesta la contribución de electrones calientes, éstos se obtienen con la técnica de photon-counting.

2.2.1. Espectros de GaAs y GaN

En la Fig. 2 observamos el espectro que obtenemos para GaAs cuando cambiamos la temperatura del baño criogénico y mantenemos fija la intensidad de excitación. Se observa que al aumentar la temperatura de la muestra, la intensidad de luminiscencia disminuye. Este hecho se debe a que la participación de los procesos no radiativos aumenta con la temperatura y por lo tanto disminuye la eficiencia de la recombinación radiativa. Se nota también el ligero corrimiento del pico a energías más bajas cuando se aumenta la temperatura.

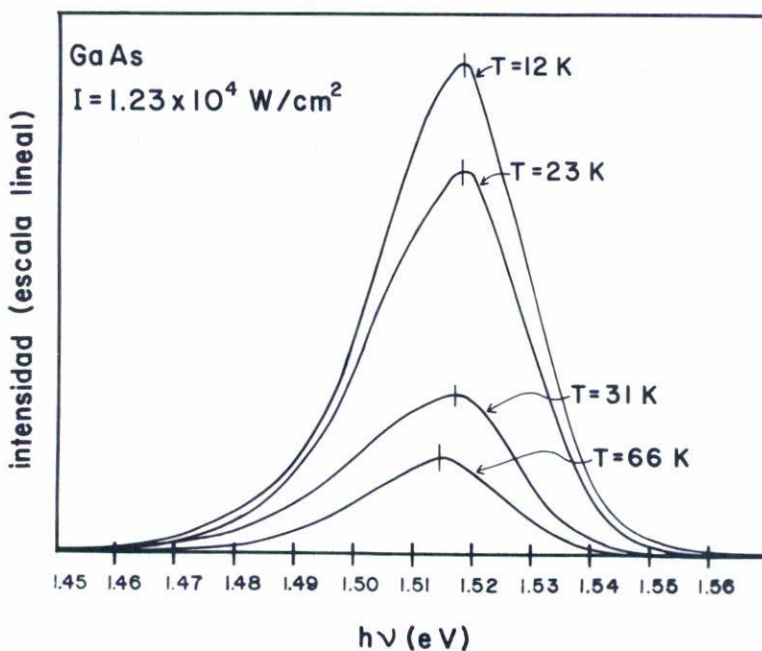


Fig. 2 Espectro de recombinación radiativa de GaAs en dependencia de la temperatura.

En la Fig. 3 se muestran dos espectros obtenidos para diferentes intensidades de excitación a la misma temperatura del baño. Obsérve-

se que tenemos una superposición de dos líneas, una debida a la transición banda-banda (A) y la otra debida muy probablemente a una transición de la banda de conducción a aceptor, tomando en cuenta que la diferencia energética de los picos es aproximadamente 20 meV.

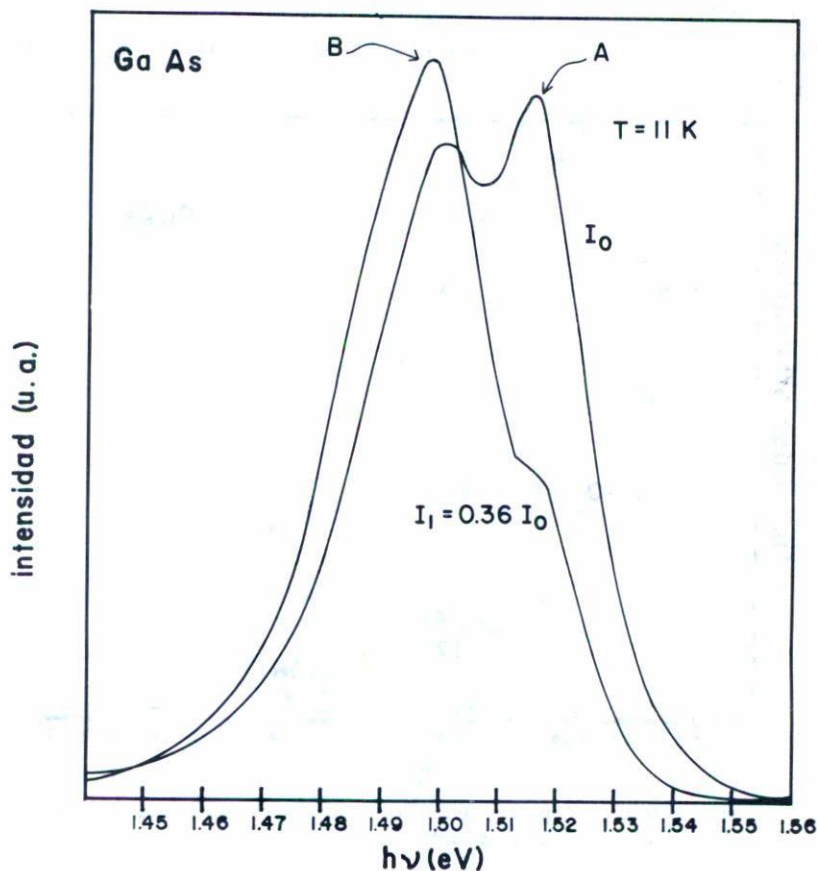


Fig. 3 Competencia de las transiciones banda-banda (A) y banda-aceptor (B) en dependencia de la intensidad de excitación. La escala de intensidad de emisión entre las dos curvas es arbitraria, para facilitar la comparación.

Además se nota en este espectro que cuando la intensidad de excitación disminuye, es más fuerte la contribución de la transición banda-aceptor a la recombinación total, y ahora el pico proveniente de la recombinación banda-banda es el que aparece como un hombro, aunque naturalmente

en el lado de mayor energía del espectro.

Con el objeto de tener una mayor intensidad de excitación, utilizamos el láser en el modo multilínea en su máxima potencia. Logramos nuestro objetivo, pero encontramos el pico de la transición en una posición energética más baja que la esperada. Disminuyendo la intensidad encontramos que el pico se corría hacia energías mayores, como se muestra en la Fig. 4.

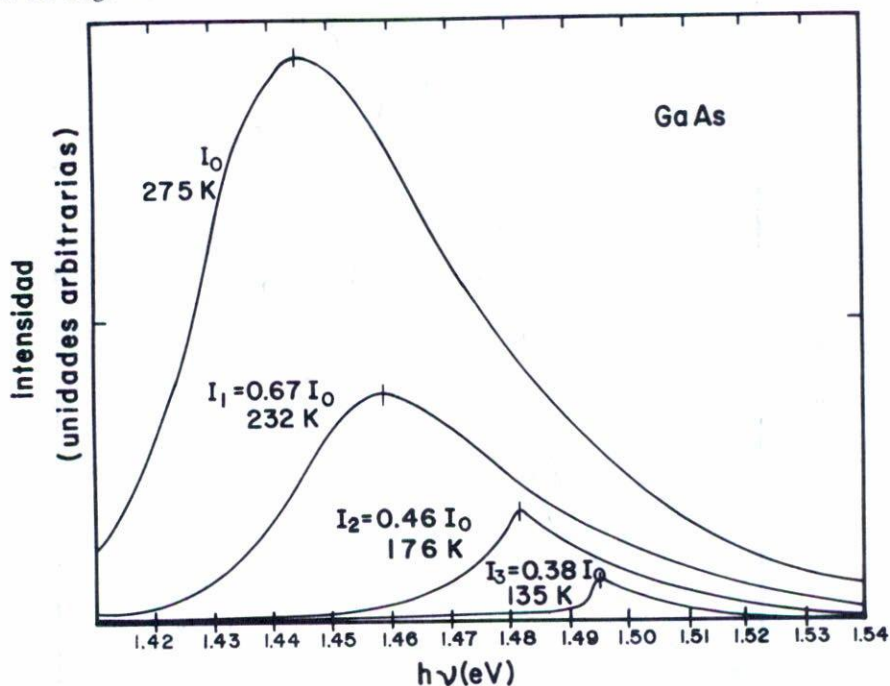


Fig. 4 Corrimiento del pico correspondiente a la energía del ancho del gap debido al calentamiento de la muestra.

Los valores de la temperatura de la red dados en la Fig. 4 se obtienen de la posición energética de los picos, y concuerdan bien con los calculados a partir de la relación entre E_g y T para GaAs dada por Panish y Casey⁽¹³⁾:

$$E_g(T) = E_g(0) - 5.8 \times 10^{-4} T^2 / (T + 300) \text{ eV} \quad . \quad (2.1)$$

La estructura que muestra el espectro de luminiscencia del GaN

es más complicada que la obtenida para GaAs. Este espectro depende mucho de la calidad de la muestra. En la actualidad mucha de la atención puesta en el GaN es precisamente en su crecimiento; a diferencia del GaAs, en el GaN el control del dopamiento, orientación y otras características del material es muy difícil.

En la Fig. 5 se muestra el espectro de luminiscencia para $T=30^{\circ}\text{K}$ y $T=80^{\circ}\text{K}$. En él aparecen picos correspondientes a diferentes transiciones que participan en la recombinación y están tomados únicamente en el rango de 300 a 450 nm.

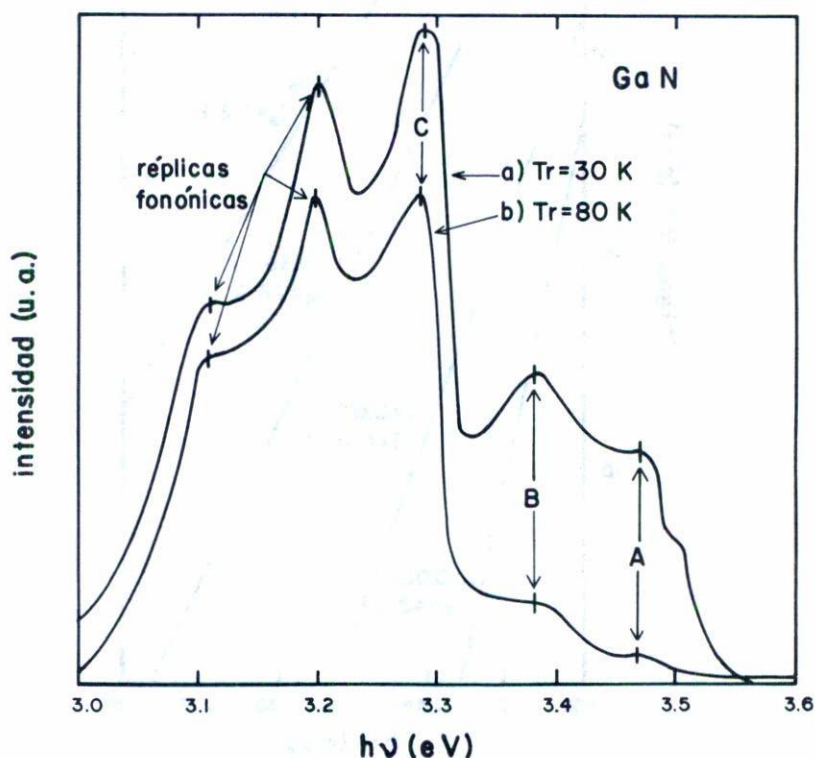


Fig. 5 Espectro de recombinación radiativa de GaN cuando la muestra se encuentra a 30 y 80°K . Se muestran los picos de las transiciones banda-banda (A), donador-banda (B) y donador-aceptor (C).

Por la posición energética en que aparecen estos picos, podemos asociarlos con transiciones banda-banda (A), transición impureza-banda (B) y a transición donador-aceptor (C).

2.2.2. Espectros de la Cola de Alta Energía

Las colas de alta energía del espectro normalizado mostradas en la Fig. 6 corresponden a intensidades de excitación de $I_0 = 1.23 \times 10^4 \text{W/cm}^2$, $I_1 = 4.76 \times 10^3 \text{W/cm}^2$, $I_2 = 6.64 \times 10^2 \text{W/cm}^2$ e $I_3 = 5.66 \times 10 \text{W/cm}^2$.

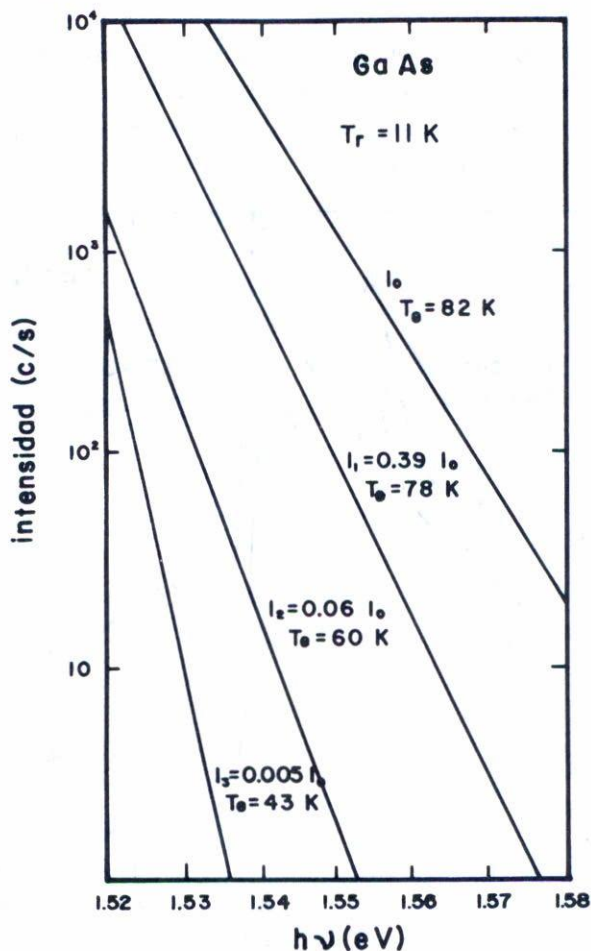


Fig. 6 Gráfico logarítmico de la cola de alta energía del espectro de GaAs que muestra el comportamiento maxwelliano de la distribución electrónica, así como la temperatura correspondiente a cada intensidad de excitación, con $I_0 = 1.23 \times 10^4 \text{W/cm}^2$.

Estos espectros fueron obtenidos con el contador de fotones y podemos ver que para intensidades de excitación cada vez mayores, el es-

pectro de GaAs se extiende hacia energías cada vez mayores.

La parte de alta energía del espectro de GaN mostrado en la Fig. 7 corresponde a la región de 3.48 a 3.54 eV de la Fig. 6 para $T_b = 30^\circ\text{K}$ y muestra que para las diferentes intensidades de excitación, al lado de mayor energía del pico debido al excitón libre que está situado en 3.476 eV, se encuentra otro pico con energía $h\nu = 3.495$ eV el cual corresponde a una transición banda-banda. Las intensidades de excitación son $I_0 = 6 \times 10^2 \text{W/cm}^2$, $I_1 = 1.5 \times 10^2 \text{W/cm}^2$ e $I_2 = 9 \times 10 \text{W/cm}^2$.

Las temperaturas que aparecen en cada línea de estas figuras las discutimos en la sección siguiente.

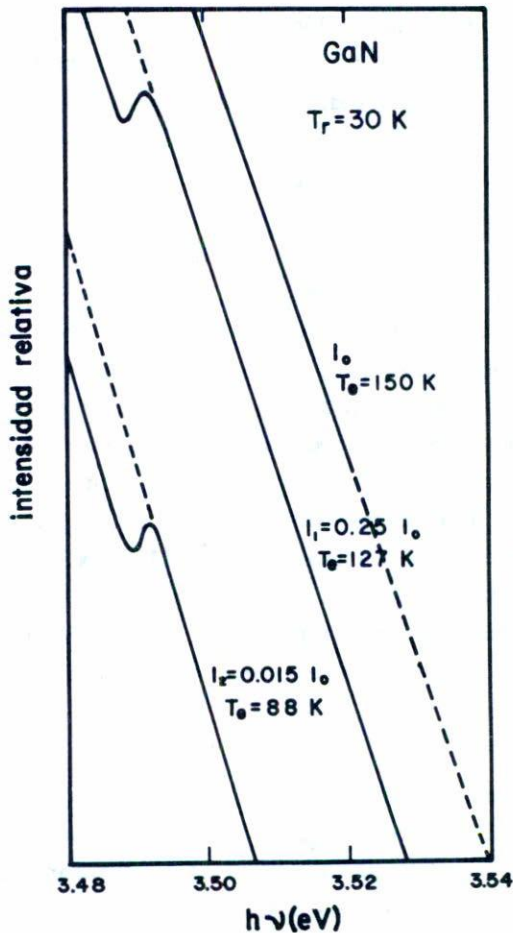


Fig. 7 Colas de alta energía del espectro de fotoluminiscencia de GaN.

3. ANALISIS Y DISCUSION

Queremos explicar ahora el comportamiento que muestran los espectros de la cola de alta energía mostrados en las Figs. 6 y 7.

3.1. Asignación de una Temperatura al Sistema Electrónico

Los espectros muestran que a medida que la intensidad de excitación se incrementa, la caída del espectro es menos pronunciada extendiéndose hacia energías mayores. Tomando en cuenta que estos espectros corresponden a la transición banda-banda, ajustamos estas curvas con las obtenidas a partir de la expresión dada por Mooradian⁽¹⁴⁾ para la intensidad esperada en la recombinación radiativa de la transición banda-banda en semiconductores no degenerados. Esta expresión es

$$I(h\nu) \propto (h\nu)^2 \exp \left(- \frac{h\nu - E_g}{k_0 T} \right) , \quad (3.1)$$

donde $h\nu$ es la energía de la radiación emitida, E_g es el ancho de brecha del semiconductor, k_0 es la constante de Boltzman y T es la temperatura que aquí es el parámetro de ajuste con las curvas experimentales. Así las temperaturas obtenidas en el ajuste las asignamos al sistema electrónico y son las que aparecen en las Figs. 6 y 7. Asignamos esta temperatura a los electrones y no a la red, ya que el pico de máxima intensidad de la transición banda-banda no presenta un corrimiento en energía observable, y por lo tanto, de acuerdo con nuestra resolución espectral, el máximo calentamiento posible de la muestra sería de 4°K. Tomando en cuenta lo anterior y el comportamiento de la línea en las Figs. 6 y 7, concluimos que el sistema electrónico se caracteriza por una función de distribución Maxwell-Boltzmann correspondiente a temperaturas mayores que la de la red.

3.2. Análisis de la Dinámica de los Portadores

Al excitar un semiconductor con radiación óptica de energía $h\nu$ mayor que la energía de brecha E_g , se crean electrones y hoyos con una energía en exceso del orden de $h\nu - E_g$. Estos portadores fotoexcitados pierden su energía en exceso relajándose al mínimo de la banda de conducción (electrones) y al máximo de la banda de valencia (hoyos) por interac-

ción con fonones y/o entre ellos mismos⁽¹⁾ (ver Fig. 8). Cuando la excitación es intensa de manera que la densidad de portadores pasa de una densidad crítica n_c , su interacción mutua es de tal magnitud que termalizan y se les puede asignar una temperatura T_p mayor que la temperatura de la red T_r . Esta temperatura no es la misma para electrones y hoyos, ya que al tener masas efectivas diferentes se calientan más los portadores de masa menor. Para los materiales que analizamos, estudiamos el calentamiento del sistema electrónico, ya que $m_e < m_h$. Stratton⁽¹⁵⁾ demostró que en materiales polares (como GaAs y GaN), la densidad crítica para la termalización de los portadores está dada por

$$n_c = \left(\frac{eF_o \hbar \omega_o}{2\pi e^{*4}} \right) \left(\frac{k_o T_e}{\hbar \omega_o} \right)^{-\frac{1}{2}} \exp \left(- \frac{\hbar \omega_o}{k_o T_e} \right) , \quad (3.2)$$

en donde $\hbar \omega_o$ es la energía del fonón óptico, k_o la constante de Boltzmann, T_e la temperatura electrónica, e^* es una carga electrónica efectiva que toma en cuenta la polarización del medio y está definida por $(e^*/e)^2 = \epsilon^{-1}$, siendo ϵ la constante dieléctrica y F_o es un campo eléctrico efectivo definido por

$$eF_o = \left(\frac{m_e e^2 \omega_o}{h} \right) (\epsilon_\infty^{-1} - \epsilon_o^{-1}) , \quad (3.3)$$

siendo ϵ_o y ϵ_∞ la constante dieléctrica estática y para altas frecuencias respectivamente.

La energía en exceso que adquieren los electrones fotoexcitados está dada por

$$\Delta E = (h\nu - E_g) \left(1 + \frac{m_e}{m_h} \right) - 1 , \quad (3.4)$$

donde m_e y m_h son las masas efectivas de electrones y hoyos respectivamente.

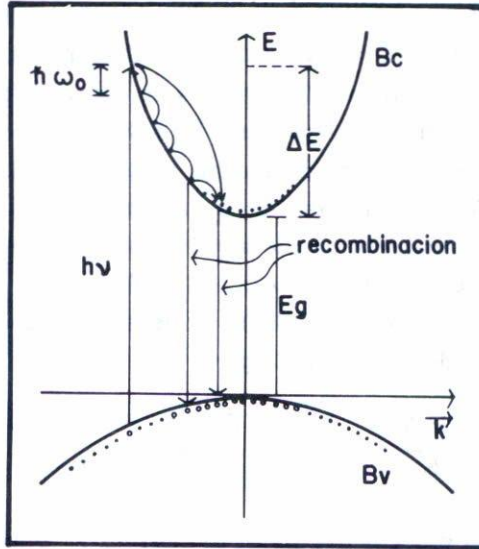


Fig. 8 Excitación, relajamiento y recombinación de electrones calientes.

Conwell⁽¹⁶⁾ demuestra que en semiconductores polares los principales procesos competitivos de pérdida de la energía en exceso ΔE , son la dispersión polar-óptica y la dispersión electrón-electrón, dadas por⁽¹⁾

$$\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle_{po} = 2 \left(\frac{\hbar\omega_0}{m_e \pi} \right)^{\frac{1}{2}} eF_0 \left(\frac{\exp(x_0 - x_e) - 1}{\exp x_0 - 1} \right) \left(\frac{x_e}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \left(\frac{x_e}{2} \right) K_0 \left(\frac{x_e}{2} \right) \quad , \quad (3.5)$$

donde $x_0 = \hbar\omega_0 / k_0 T$ y $x_e = \hbar\omega_0 / k_0 T_e$ y K_0 es la función de Bessel modificada de orden cero. Y para la dispersión electrón-electrón

$$\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle_{e-e} = -4\pi n e^{*4} (2mE)^{\frac{1}{2}} \quad , \quad (3.6)$$

siendo n la concentración electrónica en el fondo de la banda.

Con estas expresiones podemos definir una concentración característica n_c^* como aquella densidad de portadores para la que éstos pierden la misma cantidad de energía por cada uno de estos procesos de relajamiento:

$$n_c^* = \frac{\hbar\omega_o eF_o}{2\pi \frac{3}{2} e^{*4}} \frac{\exp(x_o - x_e) - 1}{\exp x_o - 1} \exp\left(\frac{x_e}{2}\right) K_o\left(\frac{x_e}{2}\right) \quad (3.7)$$

Una vez que se ha alcanzado una situación estacionaria, la temperatura del sistema electrónico se determina planteando una ecuación de balance de energía considerando que la energía suministrada al ensamble electrónico por los electrones fotoexcitados debe ser igual a la pérdida de energía del ensamble por todos los canales que se presenten.

Cuando la densidad de excitación es baja ($n \ll n_c^*$), los electrones fotoexcitados se relajan al mínimo de la banda por emisión de un número entero de fonones ópticos y la energía restante la ceden al gas de electrones; esta energía es $\Delta E_r = \Delta E_i - m\hbar\omega_o$, con m entero. Pero si la excitación es tal que n es del orden de n_c^* , los electrones ceden una fracción A de su energía en exceso al gas de electrones (A puede definirse como $(1 + n_c^*/n)^{-1}$), y la otra parte la ceden a la red por emisión de fonones. Entonces podemos decir que por cada fotón que absorbe el semiconductor, el gas de electrones recibe una cantidad de energía $s = A \Delta E_i + \Delta E_r$.

Si además tomamos en cuenta la razón de generación g de electrones en función de la potencia de láser, la profundidad de penetración de la luz y el área iluminada en la muestra, tendremos finalmente que la ganancia promedio de energía del gas electrónico por electrón debida a la excitación es

$$\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle_{exc} = \frac{sg}{n} = \frac{P(A\Delta E_i + \Delta E_r)}{h\nu Vn} \quad (3.8)$$

donde V es el volumen de la muestra que se ilumina.

Tomando en cuenta que los valores calculados de n_c^* para GaAs y GaN son $5.6 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ y $4.3 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ respectivamente y que el valor estimado de n fue de $3.4 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ para GaAs y $8.6 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ para GaN y llamando $I = P/a$ a la potencia del láser absorbida por la muestra por unidad de área, llegamos a una situación en la cual podemos equilibrar los procesos de ganancia de energía (Ec. (3.8)) y de pérdida (Ec. (3.5)) con las aproximaciones convenientes y obtenemos

$$I = 2 \left(\frac{\hbar\omega_0}{m\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{eF_0 \hbar v d n_c^*}{\Delta E_i} \right) \exp \left(- \frac{\hbar\omega_0}{k_0 T_e} \right) , \quad (3.9)$$

o bien

$$I = C \exp \left(- \frac{\hbar\omega_0}{k_0 T_e} \right) . \quad (3.10)$$

De esta ecuación vemos que graficando $1/T_e$ como función de I en un diagrama semilogarítmico, el trazo debe ser una recta con pendiente $-\hbar\omega_0/k_0$. Esta es precisamente la línea recta continua que aparece en la Fig. 9 con pendientes $\hbar\omega_0/k_0 = 426.5^\circ\text{K}$ y 1035°K respectivamente. Estos valores corresponden a $\hbar\omega_0 = 36.77$ meV y 89.22 meV que son precisamente la energía del fonón óptico para cada material. En esta misma figura hemos graficado las temperaturas que asignamos al sistema electrónico (Figs. 6 y 7) como función de la intensidad de excitación y, como se observa claramente, estos puntos concuerdan muy bien con el gráfico de la Ec. (3.10) para un rango de intensidades.

De la concordancia entre las curvas teórica y experimental afirmamos que en el intervalo de intensidades en donde concuerdan, domina la dispersión polar óptica como mecanismo de pérdida de energía para el sistema electrónico caracterizado por una temperatura T_e mayor que T_r . El hecho de que las curvas no concuerdan para intensidades pequeñas se debe a que ya son importantes otros procesos de dispersión que no hemos incluido en nuestra aproximación.

Por último, en la Fig. 10 mostramos un efecto observado en las muestras de GaAs cuando fueron sometidas a intensidades de excitación de $2.76 \times 10^4 \text{W/cm}^2$ y mayores. Las colas de alta energía dejan de ser una recta a partir de cierta energía $h\nu$, prolongándose el espectro hacia el infrarrojo. Esta desviación implica que el sistema electrónico ya no se puede representar por una distribución maxwelliana y por lo tanto no es posible asignar una temperatura al sistema electrónico.

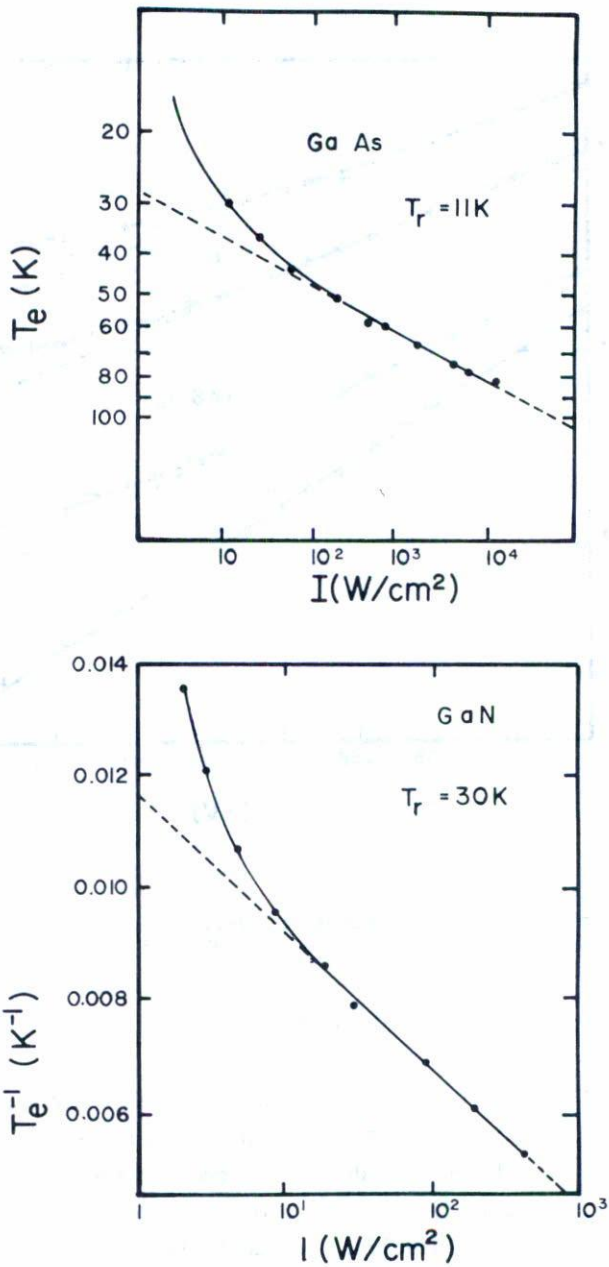


Fig. 9 Gráfico de la Ec. (3.10) para cada material (línea recta) y de las temperaturas dadas en las Figs. 6 y 7 de acuerdo con la Ec. (3.1) (puntos).

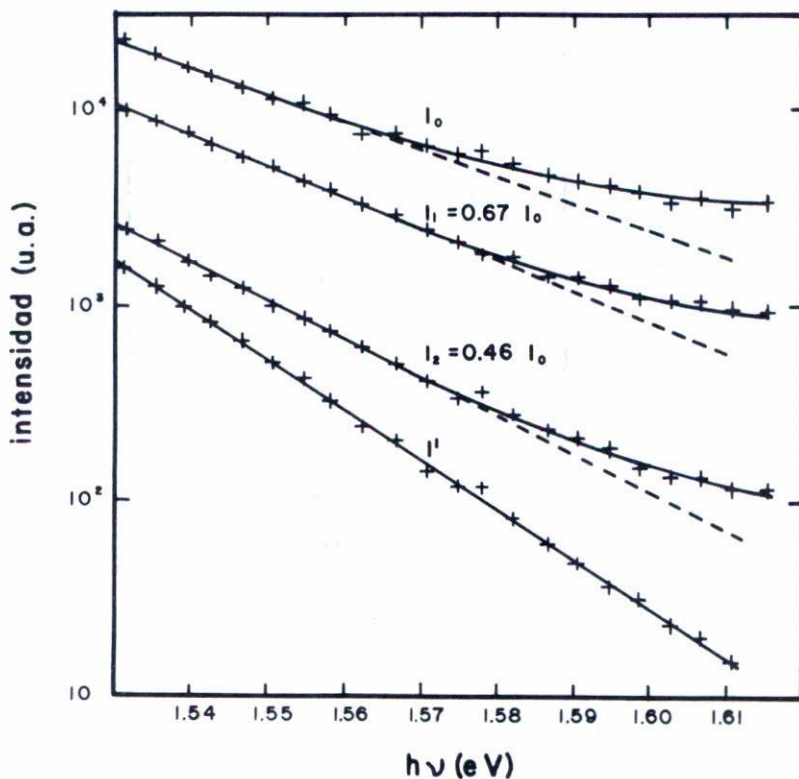


Fig. 10 Desviación del comportamiento maxwelliano de la distribución electrónica en GaAs con $I_2 = 2.76 \times 10^4 \text{ W/cm}^2$ e $I' = 1.23 \times 10 \text{ W/cm}^2$.

4. CONCLUSIONES

Al estudiar el comportamiento del sistema electrónico creado cuando el GaAs y el GaN son sometidos a una excitación intensa de fotones con energía mayor que la energía de brecha, encontramos que el espectro de la recombinación radiativa se corre a mayores energías cuando aumentamos la intensidad de la excitación. Del análisis de la cola de alta energía de estos espectros, vimos que se puede representar el sistema de electrones fotoexcitados por una distribución Maxwell-Boltzmann desplazada.

Esto quiere decir que la temperatura correspondiente a cada uno de ellos es mayor que la temperatura de la red y por tanto concluimos que el sistema electrónico se ha calentado. Encontramos valores de $\Delta T = T_e - T_r$ de 32°K a 71°K para GaAs cuando la muestra fue excitada con intensidades de $5.66 \times 10^4 \text{W/cm}^2$ a $1.23 \times 10^4 \text{W/cm}^2$, y para GaN, ΔT varía de 58°K a 120°K para intensidades de 5W/cm^2 a $2 \times 10^2 \text{W/cm}^2$.

De la concordancia entre el experimento y la teoría, comprobamos que al lado de la dispersión electrón-electrón, la cual es responsable del calentamiento del sistema, se tiene la dispersión polar-óptica como mecanismo de dispersión dominante en el relajamiento de los electrones. Determinamos además de manera muy exacta la energía del fonón óptico para los compuestos semiconductores estudiados. Los valores de $\hbar\omega_0$ encontrados son: 36.77 meV para GaAs y 89.22 meV para GaN.

Observamos también un efecto muy interesante en GaAs que se presenta para intensidades de excitación de $1.56 \times 10^4 \text{W/cm}^2$ y mayores. El efecto consiste en que las colas de alta energía se apartan de su comportamiento maxwelliano a partir de una cierta energía, y por lo tanto ya no podemos asignar una temperatura electrónica. Pensamos que este efecto se debe a la participación de dos contribuciones a la recombinación radiativa, a partir del punto energético en donde se inicia el comportamiento anómalo. Una contribución es la de los electrones termalizados que pertenecen a la distribución maxwelliana, y la otra se debe a los electrones fotoexcitados en tránsito de su posición energética inicial hacia el fondo de la banda por el camino de la emisión de fonones ópticos, y que recombinan antes de llegar a termalizar con el gas de electrones. Es decir, esta contribución es responsable del efecto de levantamiento de los espectros.

Actualmente, trabajamos sobre este punto y esperamos poder fundamentar ampliamente la explicación aquí dada.

REFERENCIAS

1. P.H. Hernández y A. Zehe, Rev. Mex. Fis., enviado para su publicación.
2. W.Y. Lum y H.H. Wieder, J. Appl. Phys., 49 (1978) 6187.
3. P. Won Yu y Y.S. Park, J. Appl. Phys., 48 (1977) 2434.
4. A. Haug, Solid State Commun., 28 (1978) 291.
5. J.R. Meyer y M. Glicksmann, Phys. Rev., B17 (1978) 3227.

6. B. Monemar, O. Lagerstedt y H.P. Gislason, J. Appl. Phys., 51 (1980) 625.
7. D.D. Sell, Phys. Rev., B6 (1972) 3750.
8. M.B. Panish y H.C. Casey Jr., J. Appl. Phys., 40 (1969) 163.
9. G.E. Stillman, D.M. Larsen, C. Wolfe y R. Brandt, Solid State Commun., 9 (1971) 2245.
10. R. Ulbrich, Phys. Rev., B8 (1973) 5719.
11. A. Mooradian y G. Wright, Solid State Commun., 4 (1966) 431.
12. Ver por ejemplo J.I. Pankove, Optical Processes in Semiconductors, Dover (1971).
13. M.B. Panish y H.C. Casey Jr., J. Appl. Phys., 40 (1969) 163.
14. A. Mooradian y H.Y. Fan, Phys. Rev., 148 (1966) 873.
15. R. Stratton, Proc. Roy. Soc., A242 (1957) 355; *ibid.*, A246 (1958) 406.
16. E.M. Conwell, Solid State Phys., suplemento 9 (1967).