

## Análisis del espectro fotoluminiscente del GaP(S,Cd) y GaP(S,Zn) usando funciones Gaussianas Asimétricas

Gerardo Fonthal

Departamento de Física. Facultad Experimental de Ciencias,  
Universidad del Zulia. Maracaibo 4011. Venezuela.

Recibido: 29-04-93 Aceptado: 12-07-93

### Resumen

Se realizó la deconvolución de los espectros fotoluminiscentes del GaP(S,Cd) y GaP(S,Zn) en el rango de temperatura entre 6 K y 60 K con funciones Gaussianas Asimétricas tanto para la banda cero-fonón como para sus réplicas fonónicas. Se dieron argumentos para justificar esa forma de las curvas, la cual mostró corresponderse al perfil de intensidad de Bindemann y Unger. Los ajustes mejoraron sustancialmente con respecto a cuando se usaron Gaussianas y Lorentzianas Simétricas, además que se pudieron incluir los fonones propios de los materiales.

**Palabras Claves:** espectros fotoluminiscentes; curvas espectrales; ajuste de espectros.

## Photoluminescence spectrum analysis of GaP(S,Cd) and GaP(S,Zn) using Asymmetric Gaussian functions

### Abstract

Using Asymmetric Gaussian functions for the zero-phonon band and its phonon replicas, a photoluminescence spectrum deconvolution of GaP(S,Cd) and GaP(S,Zn) between 6 K and 60 K was made. The reasons to explain the use of that shape which was found to match the Bindemann-Unger intensity profile, were given. Asymmetric Gaussian fitted better than Symmetric Gaussian and Symmetric Lorentzian, additionally, it was also possible to include the characteristic phonons of the samples.

**Keywords:** photoluminescence spectra; spectral curves; spectral fitting

### Introducción

En el análisis de los espectros fotoluminiscentes de semiconductores dopados ha habido gran preocupación por conocer el perfil o forma de las curvas espectrales, debido a que éste tiene una gran cantidad de información física de interés. Trabajos pioneros como los de Curie (1), Keil (2), Thomas y colaboradores (3), en la década de los sesenta basados en ideas fundamentales; Zacks y Halperin (4,5), Bindemann y Unger (6), Hagston (7), Tajima y Aoki (8), en la década de

los setenta; y en los últimos años Dai *et al.* (9), Lu *et al.* (10), Chou *et al.* (11), Christen *et al.* (12), y Haufe *et al.* (13) muestran esa inquietud. El trabajo de Keil (2), sobre la forma de las bandas de absorción producto de la interacción de los estados electrónicos de las impurezas con los modos vibracionales del cristal, y el de Stoneham (14), sobre el ensanchamiento de las líneas de resonancia de un cristal por los defectos de la red, son considerados clásicos por la cantidad de citas realizadas.

Cada uno de estos artículos presenta una argumentación teórica que se ajusta adecuadamente con la experimentación, para la situación específica a la que se refieren. En contraste, los experimentalistas utilizan, bien sea una versión aproximada de las anteriores teorías (15-17) o funciones generales tales como Gaussianas y Lorentzianas (18-26).

La investigación en esta dirección no está cerrada, pues no hay a la fecha una teoría que explique todos los procesos que se presentan en la luminiscencia de los semiconductores dopados ni se dispone de herramientas que sean autosuficientes para su análisis. Desde nuestra orientación, de lo que se trata, entonces, es de afinar un poco más los instrumentos de análisis para clarificar el camino para las teorías.

En el presente trabajo analizaremos las curvas espectrales de fotoluminiscencia del GaP(S,Cd) y GaP(S,Zn) tipo n, a altas intensidades de excitación continua, con las características experimentales de crecimiento y toma de datos descrito por Kottke *et al.* (18), y en el rango de temperatura entre 6 K y 60 K.

El espectro luminiscente de estos materiales presenta una estructura fina debida a los procesos de recombinación radiativa entre pares cercanos electrón-hueco que dependen fundamentalmente de los estados de impurezas asociados con sitios de la red permitidos, y una banda ancha (ZPDP=zero-phonon distant pair) como sumatoria de las intensidades de emisión de los pares lejanos (27,28). En la literatura existen muchos trabajos con determinaciones muy precisas de la posición de los distintos pares que están participando en el proceso (27,29,30). Réplicas fonónicas también presenta el espectro debido a que la estructura de bandas del GaP es indirecta (31).

Como la relación entre la energía E del fotón emitido y la posición r de las impurezas en la red es de la forma:

$$E = h\nu = E_g - (E_D + E_A) + e^2/\epsilon r + \Delta E(r) \quad [1]$$

( $E_g$  la energía de la brecha,  $E_A$  y  $E_D$  las energías de ionización de los aceptores y donadores respectivamente,  $\epsilon$  la constante dieléctrica del medio y  $\Delta E(r)$  un potencial de corto rango), se

desprende entonces que el espectro está formado por una serie de picos correspondientes a la distribución espacial de los pares donador-aceptor (DA) al recombinarse. Para pares cercanos, el espectro será de picos finos, mientras para los lejanos será de banda ancha como lo muestra la evidencia experimental, previamente mencionada.

## Metodología

La forma de cada uno de esos picos pudiera ser Gaussiana, Lorentziana o una de las formas teóricas mencionadas, pero la envolvente a todos ellos, es decir la forma que tiene la banda ancha, se propone como una Gaussiana Asimétrica. Asimétrica porque hay un limitante en el espectro que es la energía para  $r$  igual a  $\infty$ , por debajo de la cual no hay emisión de pares; Gaussiana por ser una función general que permite trabajar los datos con mucha facilidad. Evidencia de funciones asimétricas se encuentran en las referencias (8,19,24).

La expresión:

$$F(X) = A_0 \exp \left[ -\ln 2 \left\{ \frac{\ln |1 + 2b (X - X_0) / \Delta X_{1/2}|}{b} \right\}^2 \right]$$

$$F(X) = 0 \quad \begin{array}{l} 2b (X - X_0) / \Delta X_{1/2} > -1 \\ 2b (X - X_0) / \Delta X_{1/2} < -1 \end{array}$$

describe la Gaussiana Asimétrica, con  $X_0$  la posición del máximo de la curva,  $\Delta X_{1/2}$  el ancho a la mitad del pico y b el factor de asimetría.

La Gaussiana Asimétrica, además, se puede justificar a raíz de un estudio que se realizó sobre el perfil de las curvas espectrales propuesto por Bindemann y Unger (6) para las condiciones experimentales específicas que se están estudiando en el presente trabajo. Es decir, con los datos de los parámetros que aparecen en Kottke *et al.* (18) y Vink (32), quien creció los cristales, se construyó la Figura 1 y sobre ella se superpusieron Gaussianas Asimétricas ajustando la amplitud, el ancho y el factor de asimetría. De ese estudio se concluyó que con un factor de 0.77 se lograba reproducir el perfil de Bindemann-Unger.



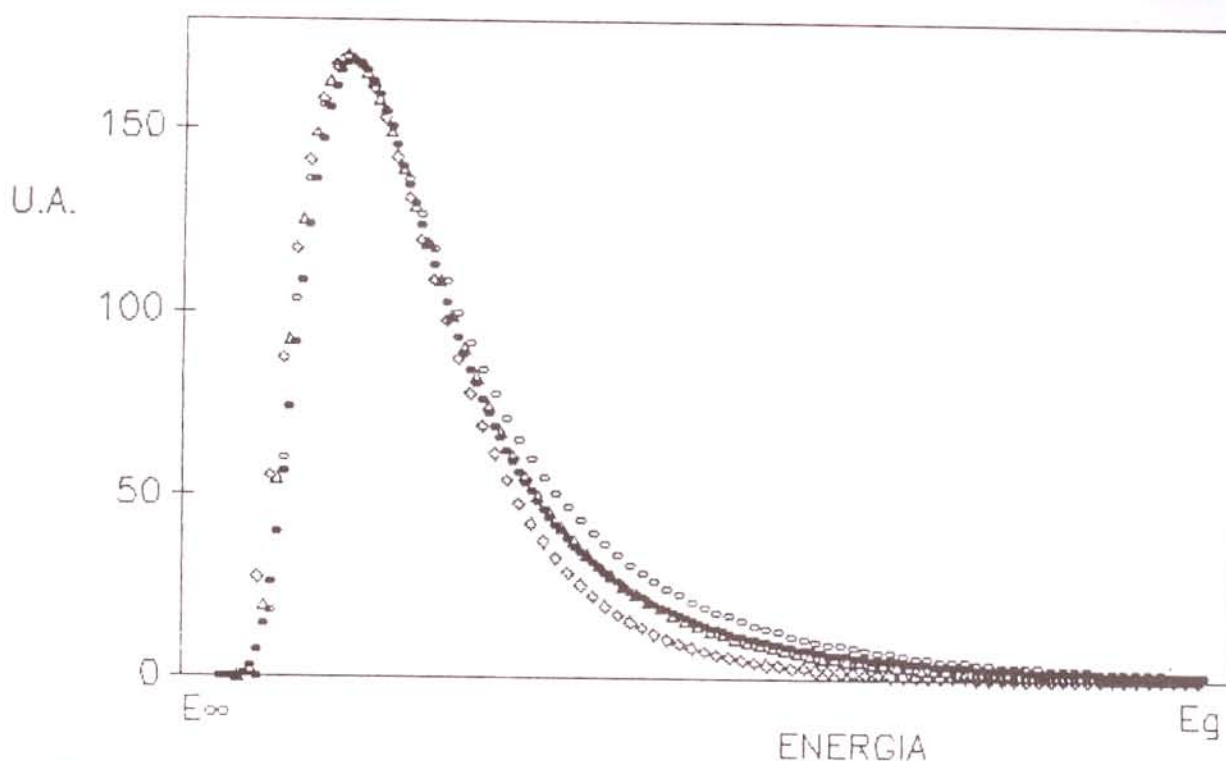


Fig. 1 Comparación entre los perfiles de la curva de Bindemann Unger (•) con Gaussianas Asimétricas para  $b=0.6$  ( $\diamond$ ),  $b=0.77$  ( $\Delta$ ), y  $b=0.9$  ( $\circ$ ) para la muestra (S,Zn).

Como el planteamiento teórico de estos últimos autores no toma en cuenta lo discreto de la red cristalina, se espera que su mejor acercamiento a la curva experimental sea para los pares lejanos, donde  $r$  se manifiesta como un continuo. En esa región  $\Delta E(r)$  tiende a cero, por ser una interacción de corto alcance. Los datos experimentales fueron tomados a partir del valor de la energía para la cual la diferencia en el más pequeño paso discreto en  $r$  no excediera el ancho de la línea del par individual, eso corresponde a  $r \geq 30 \text{ \AA}$  (35).

Fuerte participación fonónica presentan las muestras, como se mencionó en páginas anteriores. Se tomó, también, un perfil de Gaussiana Asimétrica para ellas, debido a que la distribución en energía de los picos individuales de réplicas fonónicas (PA) es la misma que para los pares DA. La envolvente de las PA para pares lejanos debe de tener la misma forma que la ZPDP, como lo argumentan Dean (29) y Vink (32), en contraposición a Ruda *et al.* (24).

Tres fonones son posibles para el GaP dopado:  $h\nu(\text{TA})=12 \text{ MeV}$ ,  $h\nu(\text{LA})=28 \text{ MeV}$  y  $h\nu(\text{O})=50 \text{ MeV}$  (9,29,32) y las combinaciones  $h\nu(\text{TA}+\text{O})=62 \text{ MeV}$ ,  $h\nu(\text{LA}+\text{O})=78 \text{ MeV}$  y  $h\nu(\text{O}+\text{O})=100 \text{ MeV}$  (9,29) para la recombinación radiativa con participación de uno y dos fonones respectivamente.

Un método de ajuste iterativo por mínimos cuadrados no-lineal se utilizó para hacer la deconvolución de los espectros fotoluminiscentes para las distintas muestras y a distintas temperaturas, con 24 parámetros para ajustar a saber: 7 amplitudes, 7 anchos y 7 posiciones en energía (e.g. una banda ZPDP y 6 PA), 2 parámetros para una línea base y uno más para el factor de asimetría. La línea base podría dar cuenta de la no linealidad de la respuesta del fototubo o de la presencia de bandas localizadas en valores de energía menores fuera del ancho de banda del mismo.

Una desviación standard definida como

$$\sigma_p = [\sum_{i=1}^n (F_i - Y_i)^2 / n]^{1/2} \quad [3]$$

con  $F_i$  los puntos de las Gaussianas y  $Y_i$  los puntos experimentales, sirvió como criterio de fineza del ajuste. Dentro de la iteración se tomó el mínimo  $\sigma_p$  que se pudo conseguir. Este proceso se repitió para una misma muestra y una misma temperatura al menos veinte veces partiendo de parámetros iniciales ligeramente distintos, con el objeto de saber el grado de incertidumbre del análisis computacional. La desviación standard estadística  $\sigma$  mostró ese grado de incertidumbre para cada parámetro refinado. El  $\sigma$  producto del análisis dió la barra de error en los gráficos.

### Resultados y Discusión

En la Figura 2 se muestra un ejemplo del proceso computacional de deconvolución, en este caso particular GaP(S,Cd) a 20.5 K, escogida al azar. En ella se puede notar la curva experimental y la superposición de las distintas curvas Gaussianas Asimétricas para las bandas ZPDP y PA.

En las Tablas 1 y 2 se comparan el  $\sigma_p$  obtenido a través de este proceso y el  $\sigma_p$  obtenido en trabajo anterior (33) donde se usó una combinación lineal de Gaussianas y Lorentziana Simétricas.

La fineza del ajuste aumentó apreciablemente, además de que se incluyeron los fonones permitidos teóricamente (9) lo que no fue posible hacer en el trabajo de la referencia (33), en donde sólo el óptico pudo ser incluido.

La disminución del  $\sigma_p$  con la temperatura se debe a un factor de escala producto de la disminución de la amplitud de las bandas tanto de ZPDP como de sus réplicas fonónicas (18,29,32). Una cuestión interesante se presenta cuando se compara la desviación en  $T \leq 20$  K, donde el efecto térmico de amortiguamiento es despreciable (34). En ese intervalo se observa que la muestra dopada con S y Zn ajusta mejor, quizás por la participación relativa menor del fonón LA (34) debido a la incertidumbre en su valor (9,35). Este fonón casualmente genera gran dis-

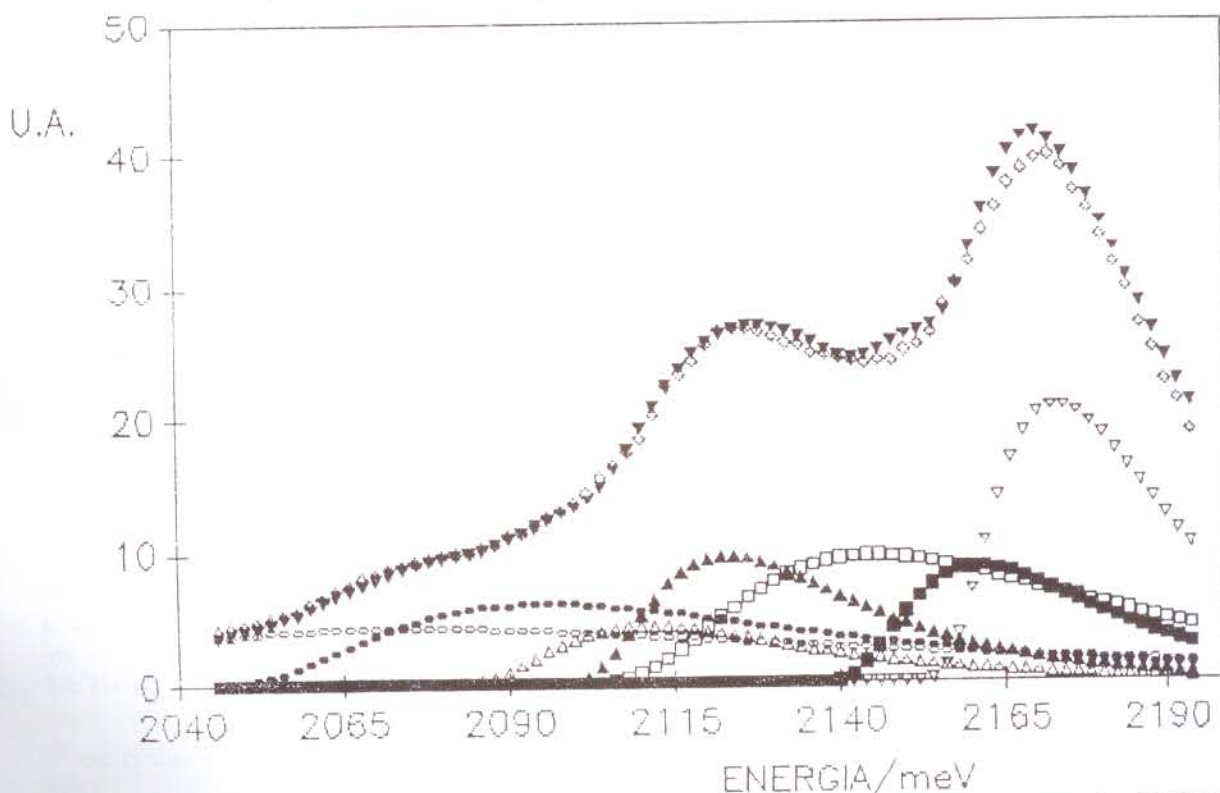


Fig. 2 Comparación entre el espectro experimental ( $\circ$ ) y la superposición ( $\blacktriangledown$ ) de las bandas ZPDP ( $\nabla$ ) y sus réplicas fonónicas ( los demás símbolos ) para la muestra GaP(S,Cd) a 20.5 K.

Tabla 1  
Comparación del  $\sigma_p$  obtenido ( unidades arbitrarias ) en el presente  
trabajo y el de la referencia 33, para el GaP(S,Cd).

Temperatura (K)	$\sigma_p$ (ACTUAL)	$\sigma_p$ (PASADO) (Ref. 33)
6.4	0.5170	1.0071
7.0	0.6295	1.0162
13.5	0.5610	0.9938
19.0	0.5024	0.8932
20.5	0.4719	0.8150
24.0	0.5269	0.8160
28.0	0.5545	0.8186
37.0	0.5660	0.8640
41.0	0.5919	0.7806
44.0	0.5904	0.6018
44.5	0.5579	0.6422
49.0	0.3920	0.4710
52.0	0.2833	0.3178
53.0	0.2366	0.2513
54.5	0.2546	0.2989
57.0	0.1733	0.1869
59.0	0.1101	0.1209



Tabla 2  
Comparación del  $\sigma_p$  obtenido ( unidades arbitrarias ) en el presente  
trabajo y el de la referencia 33, para el GaP(S,Zn).

Temperatura (K)	$\sigma_p$ (ACTUAL)	$\sigma_p$ (PASADA) (Ref. 33)
6.2	0.5328	0.7449
6.4	0.5002	0.7148
6.4	0.5115	0.7413
7.0	0.4713	0.7105
8.5	0.4322	0.6847
9.0	0.4219	0.7004
9.5	0.4086	0.6784
12.0	0.3914	0.6197
13.0	0.4107	0.6343
14.5	0.3833	0.5830
18.5	0.4187	0.5358
19.5	0.3720	0.5145
20.5	0.3519	0.4916
20.5	0.5715	0.6324
23.0	0.3811	0.4908
27.5	0.3742	0.4595
28.0	0.3179	0.3979
29.0	0.2816	0.3903
30.0	0.2916	0.3682
32.0	0.2112	0.2666
33.0	0.1991	0.2363
34.0	0.1821	0.2532
35.5	0.1315	0.1757
36.0	0.1382	0.1666
39.0	0.0800	0.0823
40.0	0.0610	0.0677

persión en los datos de amplitud y ancho encontrados (34,36).

El nuevo procedimiento permitió obtener resultados publicados por otros autores tales como el corrimiento con la temperatura del máximo de la banda hacia valores de menor energía, las amplitudes relativas de las bandas PA expresable a través de los factores de Huang-Rhys y los anchos relativos. Se someterá a publicación artículos sobre esos temas (34,36).

Los resultados también mostraron que la relación entre el ancho a la mitad de la banda ZPDP y el valor  $E_c = e^2 / \epsilon r_{\max}$ , con  $r_{\max}$  el valor de  $r$  para el máximo de ella, está dentro del rango predicho por el modelo de Bindemann-Unger (6). Se obtuvieron valores de 0.93 para la muestra (S,Cd) y 0.90 para (S,Zn) que están dentro del intervalo 0.60 a 1.09 del modelo y cercanos al límite de alta intensidad, en correspondencia con las condiciones experimentales de éste trabajo.

En la Figura 3 se presenta el valor del segundo punto de la línea base comparado con la amplitud de la banda ZPDP en todo el rango de temperatura. El primero se fijó sobre el eje de la energía luego no se incluye. Se pudo concluir sin ambigüedad que la línea base se superpone al eje de las energías eliminando la posibilidad de perturbación por alguna otra banda fuera de la región de respuesta del fototubo o falta de respuesta de éste que pudiera introducir incertidumbre en el análisis.

Por su parte en las Tablas 3 y 4 se presenta el factor de asimetría de las Gaussianas. Su valor es menor al 0.77 esperado, debido a que la curva de Bindemann-Unger tiene una sobreinformación al considerar continua a  $r$ , así que un valor de 0.6 (ver Figura 1) podría responder mejor a la discretez de esa  $r$ . No se tiene explicación razonable sobre la forma de variación del factor de asimetría con la temperatura, ya que se esperaría un crecimiento monótono con un aumento en ella puesto que ésta provoca un corrimiento de la banda hacia un  $r$  mayor en donde es menos notable la discretez de la red.

## Conclusiones

Se consiguieron mejores ajustes con la Gaussiana Asimétrica que con la ya estudiada Simétrica, sin la ambigüedad que se desprende de otros autores en donde el criterio de fineza del ajuste es el "como se ve". El criterio de fineza definido por la ecuación [3] más la línea base coincidente con el eje de las energías, despeja cualquier duda sobre el uso convencional de curvas simétricas. Además el método permitió incluir los fonones que han sido reportados en la literatura propios del material en estudio. El reproducir la curva de intensidad propuesta por Bindemann y Unger sugiere que el método propuesto es una buena manera de tratar los espectros luminiscentes al menos para el GaP(S,Cd) y el GaP(S,Zn).

## Referencias

1. CURIED., "Luminescence Crystalline", Mathuen and Co. Ltd., London (1963).
2. KEIL T.H., "Shapes of impurity absorption bands in solids" *Phys. Rev.* **140** (2A), A601, (1965).
3. THOMAS D. G., HOPFIELD J. J. and AGUSTINIAC W. M., "Kinetics of radiative recombination at randomly distributed donors and acceptors" *Phys. Rev.* **140** (1A), A202, (1965).
4. ZACKS E. and HALPERIN A., "Dependence of the peak energy of the pair-photoluminescence band on excitation intensity" *Phys. Rev. B* **6** (8), 3072, (1972).
5. HALPERIN A. and ZACKS E., "Temperature dependence of the 2.2-eV pair recombination band in GaP(S,C) crystals" *Phys. Rev. B* **11** (6), 2237, (1975).
6. BINDEMANN R. and UNGER K., "On the spectral intensity distribution of donor-acceptor pair recombination in GaP" *Phys. Stat. Sol. (B)* **66**, 133, (1974).
7. HAGSTON W. E., "A unified treatment of the theory of donor-acceptor pair recombination emission" *J. of Lumin.* **5**, 285, (1972).
8. TAJIMA M. and AOKI M., "Shape of pair spectra involving the Ge-acceptor in GaP" *Jap. J. of Appl. Phys.* **14** (11), 1695, (1975).

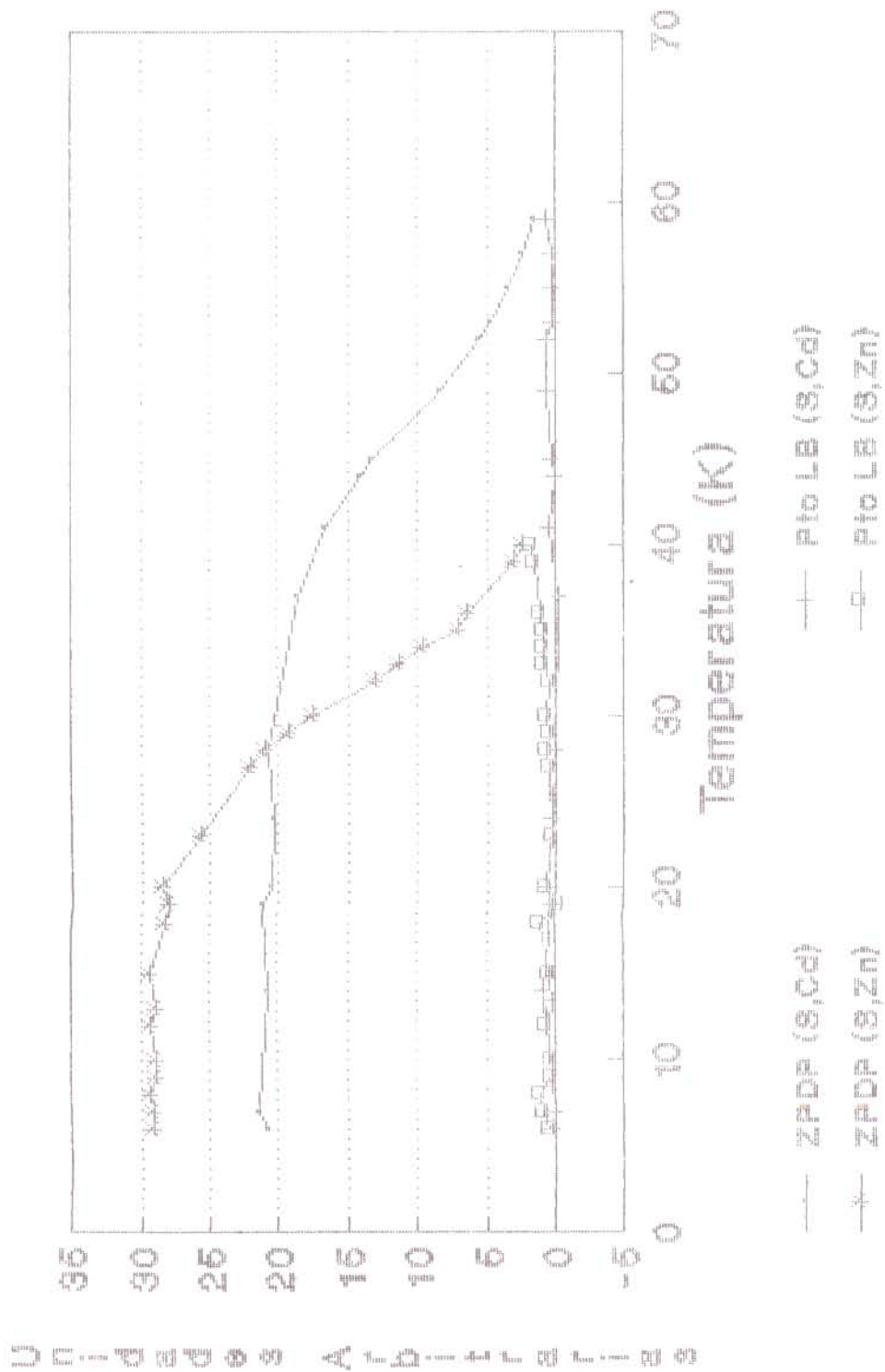


Fig. 3 Punto extremo derecho de la línea base comparada con las amplitudes de su respectiva banda ZPDP.



Tabla 3  
Factor de asimetría con su respectiva desviación standard para el GaP(S,Cd).

Temperatura (K)	FACTOR DE ASIMETRIA	$\sigma$ ( DESV. STAND.)
6.4	0.6418	0.0024
7.0	0.6430	0.0180
13.5	0.6217	0.0173
19.0	0.5970	0.0260
20.5	0.5979	0.0290
24.0	0.5813	0.0220
28.0	0.5715	0.0164
37.0	0.5869	0.0260
41.0	0.5816	0.0190
44.0	0.5866	0.0290
44.5	0.5873	0.0260
49.0	0.6013	0.0360
52.0	0.6153	0.0369
53.0	0.6146	0.0421
54.5	0.6303	0.0048
57.0	0.6471	0.0560
59.0	0.6365	0.0545

Tabla 4  
Factor de asimetría con su respectiva desviación standard para el GaP(S,Zn).

Temperatura (K)	FACTOR DE ASIMETRIA	$\sigma$ ( DESV. STAND.)
6.2	0.6119	0.0233
6.4	0.6142	0.0233
6.4	0.6135	0.0155
7.0	0.6092	0.0164
8.5	0.6061	0.0146
9.0	0.6059	0.0225
9.5	0.6011	0.0202
12.0	0.5918	0.0179
13.0	0.5892	0.0177
14.5	0.5814	0.0085
18.5	0.5742	0.0219
19.5	0.5700	0.0181
20.5	0.5589	0.0189
20.5	0.5542	0.0189
23.0	0.5414	0.0119
27.5	0.5749	0.0319
28.0	0.5779	0.0189
29.0	0.5772	0.0165
30.0	0.5819	0.0144
32.0	0.5901	0.0211
33.0	0.5942	0.0122
34.0	0.5512	0.0099
35.5	0.5819	0.0116
36.0	0.6018	0.0145
39.0	0.6122	0.0128
40.0	0.6151	0.0223

9. DAI H., GUNDERSEN M., MYLES CH. W. and SNYDER P.G., "Phonon- assisted indirect recombination of bound excitons in N-doped GaP, including near-resonant processes" *Phys. Rev. B* **37** (3), 1205, (1988).
10. LUN. and MUKAMELS., "Polaron and size effects in optical line shapes of molecular aggregates" *J. Chem. Phys.* **95** (3), 1588, (1991).
11. CHOU C. J. and NEUMARK G. F., "Acoustic phonon-broadened line shape of donor-acceptor pair spectra - A first-principles study" *Sol. St. Comm.* **78** (3), 219, (1991).
12. CHRISTEN J. and BIMBERG D., "Lines shapes of intersubband and excitonic recombination in quantum wells: influence of final state interaction, statistical broadening, and momentum conservation" *Phys. Rev. B* **42** (11), 7213, (1990).
13. HAUFE A., SCHWABE R., FIESELER H. and ILEGEMS M., "The luminescence lineshape of highly doped direct-gap III-V compounds" *J. Phys. C: Solid State Phys.* **21**, 2951, (1988).
14. STONEHAM A. M., "Shapes of inhomogeneously broadened resonance lines in solids" *Rev. of Mod. Phys.* **41** (1), 82, (1969).
15. TAJIMA M. and AOKI M., "Temperature dependences of pair emission bands in GaP:Ge" *Jap. J. of Appl. Phys.* **13** (5), 819, (1974).
16. SAPOZHNIKOV M. N., "Model calculations of luminescence spectra of impurity centers in a solid on monochromatic excitation" *Opt. Spectrosc. (URSS)* **61** (2), 211, (1986).
17. PACK D. W. and McCLURE D. S., "Pure dephasing and nonradiative decay processes in the excited electronic states of NaF:Cu<sup>+</sup>" *J. Chem. Phys.* **87** (9), 5161, (1987).
18. KOTTKE T., MORILLO R. and WILLIAMS F., "Some effects of electron-phonon interaction on donor-acceptor pair spectra" *J. of Lumin.* **18/19**, 816, (1979).
19. GALTIER P., MARTINEZ G., LAMBERT B. and GAUNEAU M., "Interacting donors in n-type GaP studied with Raman scattering and ESR techniques" *Phys. Rev. B* **33** (10), 6909, (1986).
20. MIZRUKHIN L. V., MIL'VIDSKIL M. G., KHIRUNENKO L. I., SHAKHOVTSOV V. I., SHINKARENKO V. K. and GORBACHEVA N. I., "Broadening of absorption bands of hydrogen-like centers in silicon containing isovalent impurities" *Sov. Phys. Semicond.* **20** (9), 1032, (1986).
21. SCHUBERT E. F. and TSANG W. T., "Photoluminescence line shape of excitons in alloy semiconductors" *Phys. Rev. B* **34** (4), 2991, (1986).
22. ISHIKAWA Y., HAYASHI Y. and ITOHN N., "Optically detected magnetic resonance studies of donor-double-acceptor recombination processes in n-type GaP crystals" *J. Appl. Phys.* **65** (5), 2035, (1989).
23. MERKULOV. I. A., "Theory of the line profile of hot photoluminescence of semiconductors" *Sov. Phys. Semicond.* **25** (2), 214, (1991).
24. RUDA H. E., JEDRAL L. and MANNIK L., "Green photoluminescence in GaP:Zn,O grown by liquid-phase epitaxy" *Phys. Rev. B* **44** (16), 8702 (1991).
25. SNOKE D. W., SHIELDS A. J. and CARDONA M., "Phonon-absorption recombination luminescence of room-temperature excitons in Cu<sub>2</sub>O" *Phys. Rev. B* **45** (20), 11693, (1992).
26. GRILLI E., GUZZI M., ZAMBONI R. and PAVESI L., "High-precision determination of the temperature dependence of the fundamental energy gap in gallium arsenide" *Phys. Rev. B* **45** (4), 1638, (1992).
27. WILLIAMS F., "Donor-acceptor pairs in semiconductors" *Phys. Stat. Sol.* **25**, 493, (1968).
28. THOMAS D. G., GERSHENZON M. and HOPFIELD J.J., "Bound excitons in GaP" *Phys. Rev.* **131** (6), 2397, (1963).
29. DEAN P. J., "Inter-impurity recombinations in semiconductors" *Progress in Sol. St. Chem.* **8**, 1, (1973).
30. HOPFIELD J. J., THOMAS D. G. and GERSHENZON A., "Pair spectra in GaP" *Phys. Rev.* **10**, 162, (1963).
31. WANG C. S. and KLEIN B. M., "First-principles electronic structure of Si, Ge, GaP, GaAs, ZnS and ZnSe. I. Self-consistent energy bands, charge densities and effective masses" *Phys. Rev. B* **24**, 3393, (1981).
32. VINK A. T., "On donor-acceptor pair luminescence" Tesis Doctoral, Holanda (1973).
33. FONTHAL G. and MORILLO R., "Fotoluminiscencia en GaP(S,Zn) y GaP(S,Cd). Efectos de temperatura" *Revista Ciencias* **2**, 17, (1984).
34. FONTHAL G., "Amortiguamiento por temperatura de la luminiscencia del GaP(S,Cd)



- y GaP(S,Zn)" Aceptado para publicación por Ciencia.
35. KAIFU Y., KOMATSU T. and TAKEMURA Y., "Temperature dependence of the optical absorption of bound excitons in GaP:N and GaP:S crystals" J. Phys. Soc. Jpn. **38** (3), 791, (1975).
36. FONTHAL G., " Dependencia con la temperatura del ancho a la mitad de la banda de fotoluminiscencia y sus réplicas fonónicas para el GaP(S,Cd) y GaP(S,Zn)". Aceptado para publicación por Ciencia.