

## La banda F de emisión en cristales iónicos mixtos

E. MUÑOZ-SANDOVAL, R. PÉREZ-SALAS Y R. RODRÍGUEZ-MIJANGOS

*Centro de Investigación en Física, Universidad de Sonora  
Apartado postal 5-088, 83190 Hermosillo, Sonora, México*

Recibido el 27 de octubre de 1993; aceptado el 1 de septiembre de 1994

RESUMEN. Se obtienen, experimental y teóricamente, las bandas F de absorción y emisión en cristales mixtos de  $\text{KCl}_{(1-x)}\text{Br}_x$  para diferentes concentraciones molares  $x$ . El modelo del semicontinuo del centro F fue utilizado para los cálculos teóricos. Se encontró un buen acuerdo entre estos últimos y los resultados experimentales.

ABSTRACT. Optical absorption and emission F bands in  $\text{KCl}_{(1-x)}\text{Br}_x$  mixed crystals has been obtained experimentally and theoretical for different molar compositions  $x$ . The semicontinuum model of the F center was used for theoretical calculations. A good agreement between experimental and theoretical results was found.

PACS: 61.70.Dx

### 1. INTRODUCCIÓN

Últimamente se han estado llevando a cabo estudios sobre propiedades ópticas en cristales iónicos mixtos, tales como el  $\text{KCl}_{(1-x)}\text{Br}_x$  [1,2] ( $x$  fracción molar), dada su posible utilidad en campos tales como láseres de centros de color [3] y memorias ópticas [4]. El centro F en cristales mixtos se ha trabajado tanto experimental como teóricamente, sobre todo en referencia a la banda de absorción [5]. Por otra parte, en relación al estudio de la banda F de emisión en un cristal mixto, únicamente conocemos el trabajo experimental de Asami *et al.* [6], que lo toca lateralmente, ya que su interés es el estudio de centros  $F_A$  en cristales contaminados con litio. Un estudio experimental y teórico que involucre las bandas F de absorción y emisión en cristales halogenuros alcalinos mixtos, ha sido llevado a cabo de manera parcial. En relación a una discusión teórica del comportamiento de la banda F de emisión en cristales mixtos, no existen reportes que conozcamos en la literatura.

El propósito de este trabajo es estudiar en los cristales mixtos  $\text{KCl}_{(1-x)}\text{Br}_x$  la emisión del centro F, en particular nos interesa el corrimiento de la banda F al cambiar  $x$ , para lo cual se llevaron a cabo mediciones en función de varias concentraciones  $x$  de la banda F de emisión y de absorción del cristal halogenuro alcalino mixto  $\text{KCl}_{(1-x)}\text{Br}_x$ , y en base a estas mediciones llevar a cabo una discusión relativa a un modelo teórico sencillo. Siguiendo a Bermudez [7], se hacen ajustes de valores teóricos de la banda F en función de los valores experimentales, dependiendo estos ajustes del sentido físico de cantidades tales como el radio  $R$  de la cavidad del centro F o la masa efectiva  $m^*$  del electrón de este centro, para los cuales no hay valores únicos universales de tipo experimental o teórico, pues en general dependen del modelo que se utiliza para obtenerlos [8].

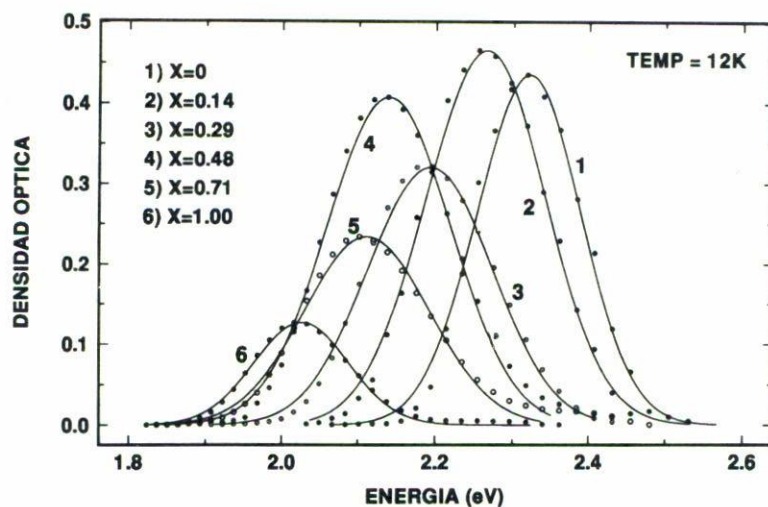


FIGURA 1. Bandas F de absorción en cristales mixtos de  $\text{KCl}_{(1-x)}\text{Br}_x$ .

## 2. EXPERIMENTOS

Los cristales de  $\text{KCl}_{(1-x)}\text{Br}_x$  se crecieron por el método de Czochralski, con las facilidades de crecimiento del Instituto de Física de la UNAM. Del lingote se clivó un bloque de  $\sim 8 \times 5 \times 5 \text{ mm}^3$ , el cual fué coloreado aditivamente. Las muestras utilizadas fueron placas de  $\sim 5 \times 5 \times 1 \text{ mm}^3$  tomadas del interior del bloque. Para obtener una intensidad apreciable de la emisión de centros F se utilizaron muestras fuertemente coloreadas con una densidad de centros F  $\sim 10^{18} \text{ CF/cm}^3$ .

La densidad de centros F fue calculada utilizando la ecuación de Smakula [9] con una intensidad del oscilador de 0.9. También se colorearon cristales con  $\text{Rx}$ ; para ello se utilizó una fuente Siemens operando a 30 mA y 40 KV durante 5 min. Los cristales fueron tratados térmicamente sometiéndolos a un calentamiento de  $500^\circ\text{C}$ , previo a la coloración, durante media hora. Para obtener los espectros de absorción y emisión se utilizó un espectrofotómetro UV-VIS versatil Perkin Elmer  $\lambda 9$ .

El registro de los espectros ópticos de absorción a distintas temperaturas se realizó en el espectrofotómetro, con una resolución de longitud de onda de 0.2 nm y las mediciones de densidad óptica fueron determinadas con una precisión de  $\pm 0.1$ . En la Fig. 1 se presentan ejemplos de los espectros de absorción de la banda F, obtenidos a diferentes fracciones molares  $X$ .

Para obtener los espectros de emisión se utilizó como fuente de excitación una lámpara de filamento de tungsteno de 220 watts de alta estabilidad. La muestra fue excitada con luz de la banda F.

La longitud de onda de excitación se seleccionó con un filtro que impedía se transmitiera luz con longitud de onda mayor de 750 nm. Para la detección de la emisión de luz del centro F se utilizó una fotocelda de PbS. El arreglo experimental se presenta en la Fig. 2. El sistema se calibró utilizando la emisión conocida de 1064.1 del neodimio en vidrio, obteniendo una desviación de 0.3 nm.

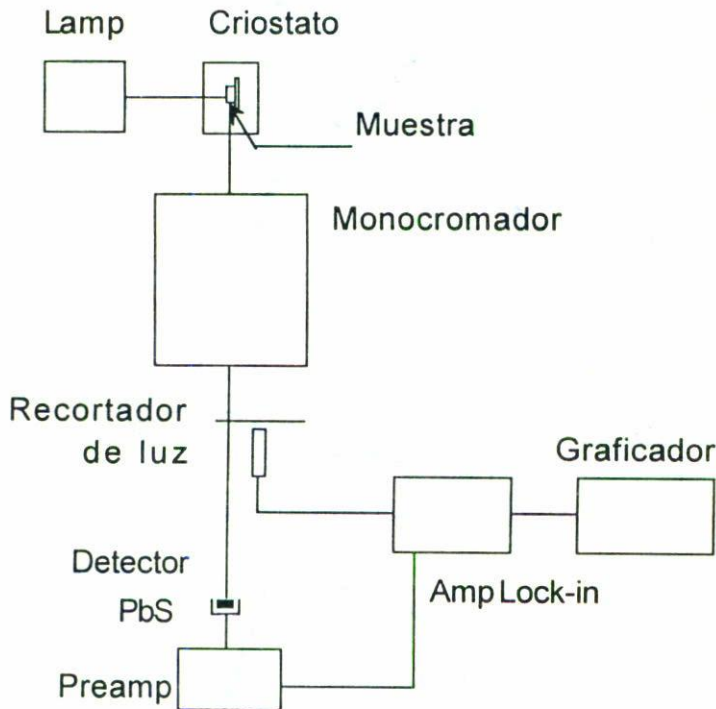


FIGURA 2. Arreglo experimental utilizado para realizar las mediciones de las bandas de emisión ópticas del centro F.

Los espectros de emisión del centro F en cristales mixtos de  $\text{KCl}_{(1-x)}\text{Br}_x$  se tomaron a una temperatura de 20 K para cuatro distintas fracciones molares de KBr, ejemplo de los espectros se presentan en la Fig. 3. Estos espectros mostraron dos componentes, identificándose una de ellas como emisión de centros  $\text{F}_2$  y la otra como emisión de centros F; a partir este tipo de espectros se separan las bandas F por ajuste gaussiano. Estas bandas se presentan en la Fig. 4 para distintas concentraciones X de la mezcla.

### 3. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

#### 3.1 Generalidades

Con el objeto de tener un marco teórico para discutir los resultados experimentales de las bandas F, utilizaremos un modelo sencillo debido a Fowler [10], que es del tipo del semicontinuo. Este tipo de modelos son apropiados para el estudio de los cristales mixtos [1]. Aunque pudieran usarse modelos de ion puntual, que parten de primeros principios y pueden ser útiles para tratar este tipo de cristales [5]. Sin embargo, el tratamiento de la relajación de la red y efectos de polarización los vuelve muy complejos, en tanto que modelos de semicontinuo tratan estos efectos de una manera más directa y sencilla. Además, en nuestro caso, el modelo de Fowler nos permite estudiar en forma integrada las bandas F de absorción y emisión ópticas.

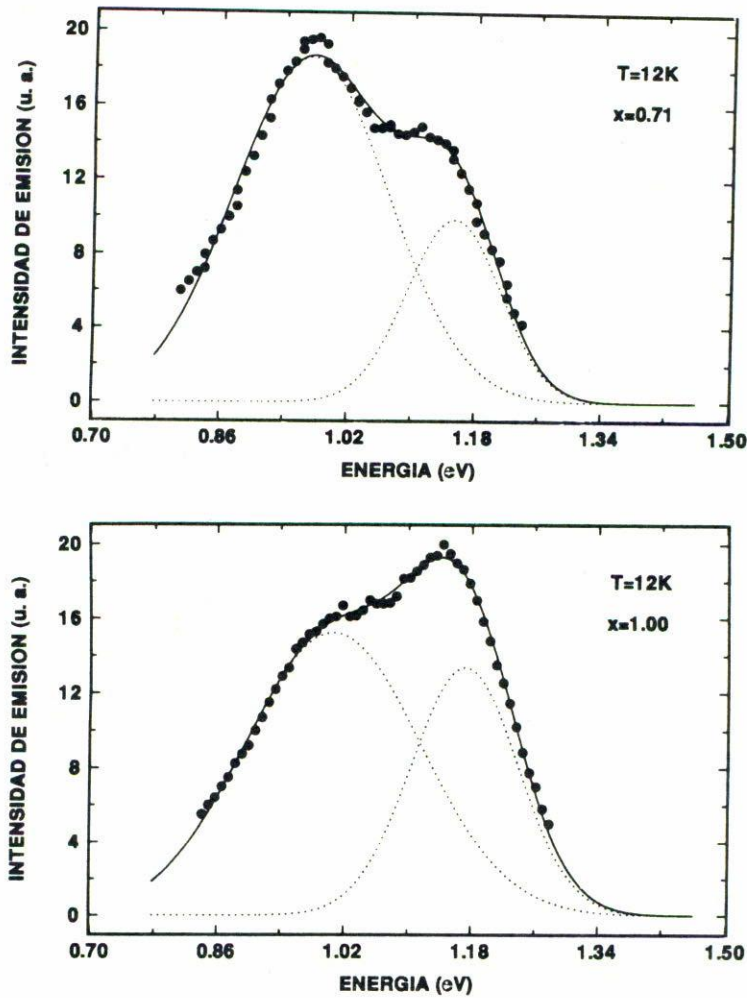


FIGURA 3. Espectros de emisión a dos fracciones molares X del cristal  $KCl_{(1-x)}Br_x$ .

3.2 Absorción

Para determinar la energía del máximo de la banda F de absorción [10] se plantea el hamiltoniano del sistema, con el cual la energía  $E_j$  estará dada como:

$$\begin{aligned}
 E_j = & \left\langle \psi_j \left| \frac{\hat{p}^2}{2m} \right| \psi_j \right\rangle_A + \left\langle \psi_j \left| \frac{\hat{p}^2}{2m^*} \right| \psi_j \right\rangle_B + V_0 \langle \psi_j | \psi_j \rangle_A \\
 & + \frac{e^2}{k_{ef}} \left\langle \psi_j \left| \frac{1}{r} \right| \psi_j \right\rangle_B,
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

donde  $j$  corresponde al estado base  $1s$  o primer estado excitado  $2p$ ; el subíndice  $A$  indica integración sobre la región esférica  $r < R$  y el subíndice  $B$  sobre la región  $r > R$ , donde  $R$  es el radio de la cavidad donde está atrapado el  $e^-$  del centro F. En las ecuaciones anteriores  $\hat{p}$  es el operador de momento,  $m$  la masa del electrón,  $m^*$  la masa efectiva

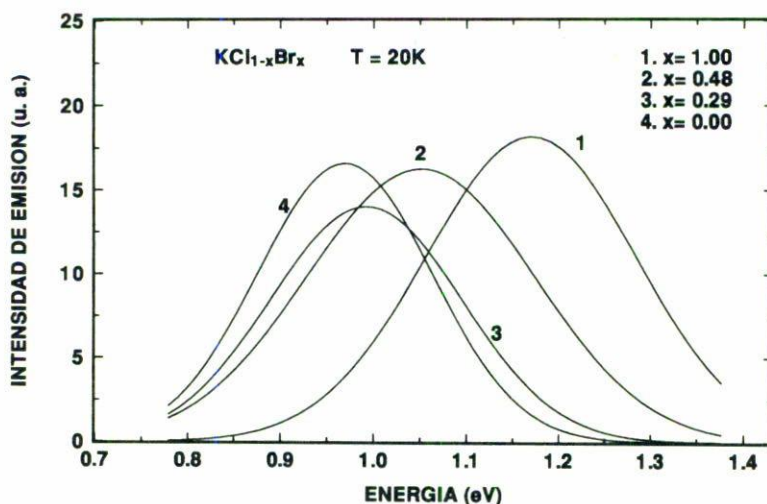


FIGURA 4. Bandas de emisión del centro F en cristales con diferentes fracciones molares de KBr en KCl. Para  $x = 1.0$  (curva 1),  $x = 0.4845$  (curva 2),  $x = 0.2948$  (curva 3) y  $0.0$  (curva 4). Los cuatro espectros se tomaron a  $T = 20$  K.

del mismo,  $V_0$  es el potencial dentro de la cavidad o la profundidad del pozo donde está atrapado el electrón, e su carga y  $k_{ef}$  siguiendo a Fowler [10], es la constante dieléctrica efectiva, que contiene información sobre la polarización del medio.  $V_0$  tiene la forma

$$V_0 = -\alpha_M/a + W - \chi, \tag{2}$$

donde  $\alpha_M$  es la constante de Madelung,  $a$  la constante de red,  $W$  y  $\chi$  son las energías de polarización y afinidad electrónica, respectivamente [10].

La solución del problema se obtendrá minimizando  $E_j$ , para lo cual utilizamos funciones de onda  $\psi_j$  hidrogenoides con parámetros variacionales  $\alpha$  y  $\beta$ , que en coordenadas esféricas tienen la forma

$$\begin{aligned} \psi_{1s} &= A(1 + \alpha r)e^{-\alpha r}, \\ \psi_{2p} &= Bre^{-\beta r} \cos \theta. \end{aligned} \tag{2a}$$

En relación con la constante dieléctrica efectiva, según Fowler [10], se escoge dependiendo de cómo es el movimiento del electrón. En el caso de que se considere al electrón confinado dentro de la cavidad, para el proceso de absorción tenemos

$$\frac{-e^2}{rk_{ef}} = \frac{-e^2}{rk_0} + e^2 \left( \frac{1}{k_0} - \frac{1}{k} \right) \int_r^\infty q(s)s^{-2} ds; \tag{3}$$

si por el contrario la  $\psi$  del electrón se considera extendida, estará en el estado excitado, y será necesario considerar que la polarización iónica seguirá el movimiento del electrón y la constante dieléctrica efectiva tenderá al valor de la constante dieléctrica estática. Además, si se supone que la función de onda  $2p$  del estado excitado es muy difusa, el electrón será

mucho más lento que en el estado base compacto y se calcularía usando la interacción electrón-hoyo (tomándose la masa efectiva del hoyo con un valor infinito, puesto que en este caso es la cavidad) debida a la polarización en la descripción de la teoría de Haken de los excitones de Wannier. Por lo tanto, la  $k_{ef}$  quedaría caracterizada a través de una expresión del tipo

$$\frac{-e^2}{k_{ef}r} = \frac{-e^2}{k_0r} + \frac{e^2}{r} \left[ \frac{1}{k} - \frac{1}{k_0} \right] \left( 1 - \frac{e^{-Vr} + e^{-2r/b}}{2} \right), \tag{4}$$

donde  $V$  es

$$V = \left[ \frac{2m^*\hbar\omega}{\hbar^2} \right]^{1/2}, \tag{5}$$

$b$  es la distancia entre vecinos más cercanos y  $\omega$  es la frecuencia de vibración óptica longitudinal del cristal (frecuencia del fonón óptico longitudinal de la zona central). Fowler [10] desprecia el término  $\exp\{-2r/b\}$  para los valores de  $r$  en los que posiblemente se extienda la función de onda del estado excitado ( $r \cong 4b$ ), criterio que también tomamos aquí.

Para el caso de los cristales mixtos, las cantidades físicas correspondientes se considerarán funciones de la concentración  $x$  del material. Tomando en cuenta la ley de Vegard [11], la constante de red  $a$  será

$$a(x) \equiv a_1(1 - x) + a_2X, \tag{6}$$

donde  $a_1$  y  $a_2$  son las constantes de red de los cristales puros. En general, para otras cantidades físicas, supondremos un comportamiento lineal del tipo ley de Vegard:

$$F(x) \equiv F_1(1 - x) + F_2X, \tag{7}$$

donde  $F_1$  y  $F_2$  son valores que corresponderán a los cristales puros; así se usa el tipo de relación [7] para la constante de red  $a$ , el radio de la cavidad  $R$ , la masa efectiva  $m^*$  y la afinidad  $\chi$ .

En la expresión (2)  $W$  está dado por

$$W = \frac{e^2}{2R} \left[ 1 - \frac{1}{k_0} \right] + e^2 \left[ \frac{1}{k_0} - \frac{1}{k} \right] \int_0^\infty q(r)r^{-2} dr. \tag{8}$$

En esta expresión  $R$  es el radio de la cavidad y  $q$  es la fracción de carga del electrón en la misma; también están involucradas la constante dieléctrica óptica  $k_0$  y la estática  $k$ . Para ambas se puede encontrar la función respecto a  $X$  utilizando las ecuaciones Lorentz-Lorenz y Clausius-Mosoti [12,13]. La constante dieléctrica óptica tiene un comportamiento lineal a través de la ecuación

$$\frac{K_0 - 1}{K_0 + 2} \equiv \frac{K_{01} - 1}{K_{01} + 2}(1 - X) + \frac{K_{02} - 1}{K_{02} + 2}X \tag{9}$$

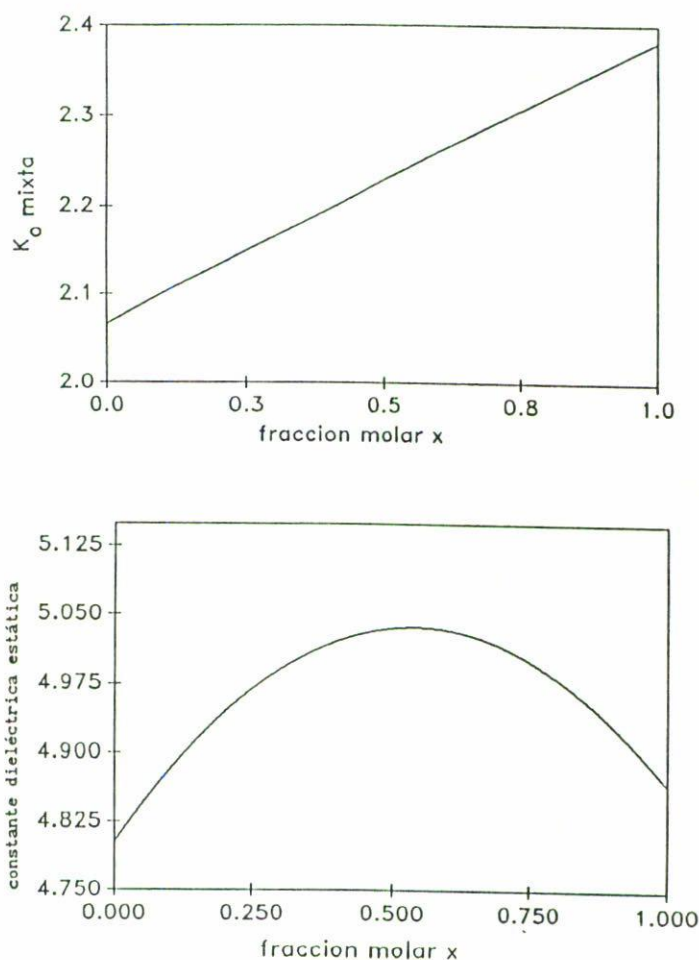


FIGURA 5. Comportamiento de la constante dieléctrica óptica  $K_0$  (a) y de la estática  $K$  (b) en función de la fracción molar  $X$  en un cristal  $\text{KCl}_{(1-x)}\text{Br}_x$ .

( $K_0$  constante dieléctrica óptica de la mezcla,  $K_{01}$  y  $K_{02}$  del KCl puro y KBr puro, respectivamente). Esta ecuación es equivalente a una expresión del tipo (7). Se aprecia su comportamiento con  $X$  en la Fig. 5a. En cambio, la constante dieléctrica estática  $k$  tiene un comportamiento no lineal según la Fig. 5b, por lo cual se usa la expresión no lineal apropiada [12,14] (Ec. (10) Ref. [14]) que contiene a las constantes dieléctricas estáticas  $K_1$  y  $K_2$  de los cristales puros.

Para resolver el problema de la absorción óptica usamos la Ec. (1) y con funciones de onda hidrogenoides [Ecs. (2a)] similares a las utilizados por Fowler [9], obtenemos  $E_{1s}$  y  $E_{2p}$  con un valor fijo de  $m^*$  y variando  $R$  podemos ajustar el valor de la energía de la banda F,  $E_F = E_{2p} - E_{1s}$ , al valor experimental medido para esta banda en el cristal puro de KCl. De igual forma se procede para el KBr. Por otra parte, si fijamos  $R$  tenemos la libertad de variar  $m^*$ ; para hacer los ajustes al valor experimental de la banda F de los cristales puros a baja temperatura. El valor de  $E$  puede ajustarse con valores apropiados de  $R$  [15] y con valores  $m^* > 0.6$ ; criterio similar al utilizado por Fowler [10] para el NaCl.

TABLA I. Valores del estado base  $E_{1s}$  y excitado  $E_{2p}$  y la banda F de absorción  $E_F$  en electrón Volts, para diferentes fracciones molares  $X$ , del cristal mixto  $\text{KCl}_{(1-x)}\text{Br}_x$ .

$X$	$E_{1s}$ (eV)	$E_{2p}$ (eV)	$E_F$ (eV)
1.0000	-2.8897	-0.8151	2.0746
0.7148	-2.9315	-0.7971	2.1343
0.4845	-2.9683	-0.7800	2.1882
0.2947	-3.0018	-0.7640	2.2379
0.1355	-3.0297	-0.7484	2.2813
0.0000	-3.0569	-0.7344	2.3224

Finalmente, los valores de  $R$  y  $m^*$  físicamente razonables que se obtuvieron con el ajuste fueron: para  $\text{KCl}$ ;  $R_1 = 4.502$  u.a.,  $m_1^* = 0.74$ ; y para  $\text{KBr}$ ,  $R_2 = 4.710$  y  $m_2^* = 0.9$ . El ajuste también estuvo sujeto a la condición  $R_2/R_1 = a_2/a_1$ . Con estos elementos y minimizando  $E_j$  podemos obtener los parámetros variacionales ( $\alpha$  y  $\beta$ ). Los valores de la energía se presentan en la Tabla I a través de los correspondientes estado base ( $E_{1s}$ ) y estado excitado ( $E_{2p}$ ) para varios valores de concentración  $X$ .

### 3.3 Emisión

Para resolver el problema de la emisión óptica del centro F, al igual que para la absorción, seguimos el método de Fowler [10], el radio de la cavidad  $R$  en el cristal puro cambia al considerar la relajación que sufren los iones. El valor del cambio de radio de la cavidad se toma de tal forma que el valor del pico de la banda F de emisión se ajuste a los resultados experimentales. Se supone que la relajación  $\Delta R$  en los cristales mixtos se comporta linealmente con  $X$ ; quedando determinada en función de  $x$  como

$$\Delta R = \Delta R_1(1 - x) + \Delta R_2x, \quad (10)$$

donde  $\Delta R_1$  corresponde al cambio de  $R$  en  $\text{KCl}$  y  $\Delta R_2$  al del  $\text{KBr}$ . Para las masas efectivas se utilizaron las ya establecidas para el caso de la absorción. Para la constante dieléctrica efectiva, siguiendo a Fowler [10], suponemos que la energía en el estado excitado relajado tiene un mínimo para el parámetro variacional del estado excitado  $\beta = 0.1$ . Esta selección se basa en el hecho de que para este valor se asegura que la fracción de carga, fuera de la cavidad, determinada por la función de onda del estado  $2p$ , es considerablemente mayor que la que está dentro.

Para asignarle un valor determinado a  $K_{\text{ef}}$ , es importante evaluar el parámetro  $V^{-1}$  de la Ec. (5). Cuando  $V^{-1}$  es próximo a  $r$ , la constante dieléctrica efectiva alcanza un valor que tiende a la constante dieléctrica estática  $K$ . Fowler argumentó que es a partir de este radio que el electrón considera a  $K_{\text{ef}}$ , en promedio, equivalente a la constante dieléctrica estática, y cuando es menor que ese radio, considera a la constante dieléctrica óptica; por lo cual se propone un promedio que depende de la fracción de carga que se encuentre dentro de la esfera de radio  $r$ . Dicho promedio está dado por

$$k_{\text{ef}} = Q_i k + Q_e k_e, \quad (11)$$



donde  $Q_i$  y  $Q_e$  son las fracciones de carga internas y externas de la cavidad, respectivamente.

También para este valor de  $\beta = 0.1$  se obtienen las fracciones de carga dentro y fuera de la esfera de radio  $R$  determinado por  $V^{-1}$ , para cada valor de  $X$ . Sustituyendo estos valores en la Ec. (11) se obtiene  $K_{ef}$ , utilizada en el cálculo de los niveles  $1s$  y  $2p$  del sistema relajado. En este caso el parámetro de ajuste es el aumento del radio que sufre la vacancia debido al desplazamiento de los iones en el estado excitado relajado (EER). En su forma relajada las cavidades presentan un radio dado por  $1.0652 R_1$  para KCl, y  $1.0904 R_2$  para KBr, donde  $R_1$  y  $R_2$  son los radios utilizados para el caso de la absorción. Estos valores son muy aproximados a los reportados por Mott y Littleton [15,16] para el caso de una vacancia de ion negativo.

La Fig. 6 muestra el corrimiento de los valores máximos de las bandas de emisión del centro F en el cristal  $KCl_{(1-x)}KBr_x$  que se obtuvieron del modelo teórico. En la misma gráfica se incluyen nuestros resultados experimentales y las reportados por Asami *et al* [6].

#### 4. CONCLUSIONES

Los valores de los parámetros utilizados en los cálculos, se presentan en la Tabla II. Para la frecuencia óptica longitudinal del cristal  $\omega$ , se usaron valores del orden de  $4 \times 10^{13} \text{ seg}^{-1}$  para los cristales mixtos, basados en valores experimentales de la frecuencia efectiva y modificados según el criterio de Russel y Klick [17].

Parte esencial del estudio que se ha hecho aquí es el ajuste de valores teóricos cercanos a los experimentales de la energía del pico de la banda F, usando como parámetro a la masa efectiva del electrón y al radio de la cavidad en donde está atrapado éste, como ya se ha mencionado sin embargo, cabe hacer notar que el valor de los parámetros utilizados se encuentran enmarcados dentro de los que se usan comúnmente por otros autores [15,16]. En estas circunstancias, el cálculo de la energía de absorción sirvió de base para el cálculo de la energía de la banda de emisión, simplemente modificando algunos parámetros convenientemente. Los valores de la masa efectiva no se modifican. Sin embargo, el valor de la constante dieléctrica efectiva es modificado a causa de que la función de onda del estado excitado relajado se extiende sobre varias constantes de red. Este efecto significa que el electrón ya no está localizado y la red sufre una relajación en la vecindad del centro F, por lo que es necesario tomar en cuenta dentro del modelo un aumento de la cavidad. El parámetro variacional  $\beta$  del estado excitado es el que determina la extensión de la función de onda. Para valores de  $\beta$  cercanos a 0.1, la extensión media de la función de onda está entre  $15b$  y  $22b$  ( $b$  distancia interiónica), en cambio para valores cercanos a 0.3 su extensión está entre  $7.5b$  y  $7.9b$ .

En el cálculo realizado, el estado base del caso de la absorción y del caso de la emisión de la banda F no varían mucho entre sí (y por lo tanto el valor de  $m^*$  permanece), ya que  $1s$  es un estado fuertemente localizado. La variación grande que nos da el corrimiento de Stokes [18] viene del estado excitado  $2p$  básicamente, ya que difiere substancialmente entre la absorción y la emisión. Para el estado excitado el electrón está más delocalizado, en ambos casos, sin embargo no hay necesidad de cambiar el valor de la masa efectiva  $m^*$ , la cual tendría una discontinuidad, viendo el problema de manera integral. Como se

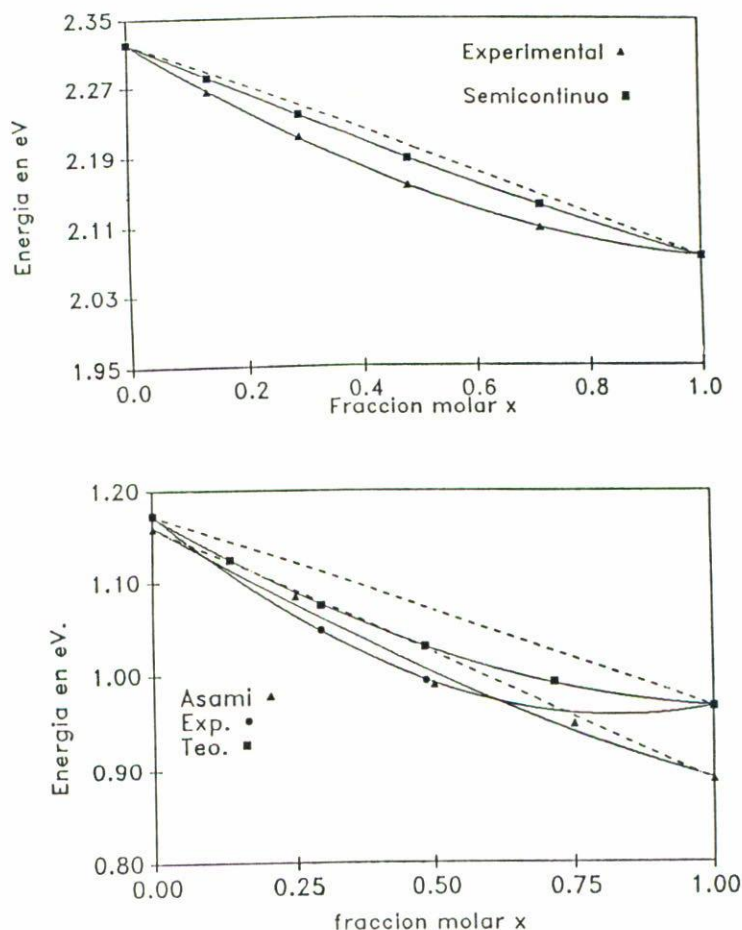


FIGURA 6. Comportamiento de la posición de los picos de energía máxima de la banda F de absorción (arriba) y de emisión (abajo), respecto a la fracción molar  $X$ . Las líneas punteadas son rectas que unen a los valores correspondientes a los cristales puros KCl ( $X = 0$ ) y KBr ( $X = 1$ ). Se presentan los valores obtenidos en este trabajo, los de Asami *et al.* [6] y los valores teóricos que obtuvimos. Los valores experimentales se obtuvieron a 20 K.

ha tratado aquí, también Fowler mantiene el mismo valor de la masa efectiva  $m^*$  cuando trata absorción y emisión en el NaCl [10]. Se hicieron también cálculos con valores de  $m^*$  livianos ( $< 0.6$ ), lo cual fuerza a que la cavidad de radio  $R$  del centro F, sea más pequeña y a la vez el uso de estos valores pequeños produce funciones de onda muy extendidas en absorción [19].

En otro aspecto del problema, el alejamiento de la linealidad que mostraron los valores experimentales de la energía de emisión del centro F en los cristales mixtos, se manifestó en los resultados teóricos que se obtuvieron en la emisión del centro F, los cuales mostraron este alejamiento, en un orden de magnitud similar. La desviación de la linealidad se debe principalmente a que la polarización iónica toma una importancia fundamental en este proceso, ya que las funciones extendidas del estado excitado relajado abarcan varias

TABLA II. Valores de los parámetros constantes que se utilizaron para realizar los cálculos sobre la banda F de emisión y absorción en el cristal mixto  $\text{KCl}_{(1-x)}\text{Br}_x$ .

Constantes	$b$ (Å) <sup>0</sup>	$k$	$k_0$	$\chi^*$ (eV)	$\omega_{\text{OL}}$ ( $10^{13}$ s <sup>-1</sup> )
KCl	3.147	2.19	4.84	0.20	4.02
KBr	3.298	2.34	4.90	0.12	3.21

$b$ : distancia interiónica;  $k$ : constante dieléctrica estática;  $k_0$ : constante dieléctrica óptica. Todas las constantes de la Ref. [9].

distancias interiónicas en el cristal y el término que involucra la energía de polarización aumenta, la cual es determinada por la constante dieléctrica efectiva del medio, que a su vez es determinado por la constante dieléctrica estática, que tiene un comportamiento altamente no-lineal.

Por otro lado, como se ha mencionado en otros trabajos, para el caso de la banda de absorción [1]. La discrepancia entre valores experimentales de Asami *et al.* [6] y nosotros, el alejamiento de la linealidad, se debe, en parte, a la gran cantidad de dislocaciones que se forman en los cristales mixtos. Así, para el caso de la banda de emisión, habría un efecto parecido por las dislocaciones en el cristal; para cuantificar estos efectos, convendría refinar las técnicas de crecimiento de cristales y tener la posibilidad de hacer más repetitivas las mediciones en diferentes muestras. (Nuestra medición y las de Asami *et al.* [6] para el mismo tipo de muestras tienen diferencias.) Hacer estudios en otros cristales mixtos con misibilidad en todo el intervalo de concentraciones, tal como el KCl:RbCl, en la cual cambia el anión, también puede ser útil.

#### AGRADECIMIENTOS

Agradecemos al Dr. Carlos Ruíz Mejía del IFUNAM y al Prof. Alejandro Clark por sus útiles discusiones; al Dr. Héctor Riveros y Sr. Ricardo Guerrero por su apoyo técnico en el crecimiento de los cristales, así como a la Ing. Margarita Atondo por la preparación de las muestras coloreadas. Finalmente, a Sandra León González por su apoyo en la realización del manuscrito.

Trabajo parcialmente apoyado por CONACYT y DGICSA-SEP, MEXICO

#### REFERENCIAS

1. R. Rodríguez Mijangos y C. Ruíz Mejía, *J. Phys. Chem. Solids* **49** (1988) 505.
2. R.R. López Téllez, D., Cárdenas, C. Ruíz-Mejía y R. Rodríguez Mijangos, *J. Phys. Cond. Matter* **2** (1990) 4513.
3. M. Koechmer, *Solid State Laser Engineering*, Springer-Verlag (1990).
4. F. Lüty, *Proc. of Solid State Phys. Symposium*, Galindo Q. (1979).
5. R. Rodríguez Mijangos y C. Ruíz Mejía, *Phys. Rev.* **B39** (1989) 11120.
6. K. Asami e M. Ishiguro, *Phys. Rev.* **B34** (1986) 4199.
7. V.H. Bermudez, *Surf. Sci.* **74** (1978) 568.

8. R. Rodríguez, R. Pérez, M. Barboza y C. Ruíz Mejía, *Rad Eff. and Def. in Solids* **127** (1993) 101.
9. W.B. Fowler, *Physics of Color Centers*, Academic Press, N.Y. (1968).
10. W.B. Fowler, *Phys. Rev.* **135** (1964) A1725.
11. L. Vegard y Shjelderup, *Z. Phys.* **18** (1917) 93.
12. R. Rodríguez y E. Camarillo, *Rev. Mex. Fís.* **34** (1988) 224.
13. R. Rodríguez y E. Camarillo, *Rev. Mex. Fís.* **33** (1987) 478.
14. K. Kamiyoshi y Y. Nigara *Phys. Stat. Sol. (a)* **6** (1971) 223.
15. N.F. Mott y M.J. Littleton, *Trans Faraday Soc.* **34** (1938) 485.
16. G. Ianodisi y B. Preciosi, *Nuevo Cimento* **B48** (1967) 92.
17. G.A. Russel y C.C. Klick, *Phys. Rev.* **101** (1956) 1473.
18. B. Henderson, *Defects in Crystalline Solids*, Crane, Russak and Company Inc., N.Y. (1972).
19. E. Muñoz Sandoval, Tesis de Maestría, CIFUS, UNISON, (no publicada) 1991.