

Предельное число фононов, которые могут участвовать в таком процессе, определяемое отношением стоксовых потерь к энергии расщепления дублета, составляло в условиях эксперимента величину порядка  $10^2$ , то есть близкую к получаемому значению  $\beta$ . Этот результат, согласно которому почти вся энергия, выделяющаяся при безызлучательной релаксации, идет на заселение верхнего уровня состояния  ${}^2E$ , указывает на высокую эффективность процесса комбинационного рассеяния фононов на переходе  $E-2A$ .

Измеренное значение  $I_2/I_1=4 \cdot 10^{-3}$  более чем на 4 десятичных порядка превышает квантовый выход  $R_2$ -люминесценции ( $T/\tau_0 \approx 10^{-7}$ ). В соответствии с вышеизложенным это превышение следует приписать совместному действию двух механизмов: нерезонансного заселения состояния  $2A$  релаксационными фононами (увеличивающего  $I_2$  в  $10^2$  раз) и последующего пленения фононов  $29 \text{ см}^{-1}$ , образовавшихся при переходе  $2A-E$ .

Существенный вывод, вытекающий из полученных в настоящей работе результатов, заключается в том, что при интерпретации размерных и концентрационных закономерностей сверхлинейной люминесценции рубина [2, 5] необходимо учитывать не только процесс пленения, но и нерезонансное электрон-фононное взаимодействие, эффективность которого также может зависеть от объема освещенного объема и концентрации возбужденных центров. По-видимому, только с помощью такого комплексного подхода можно получить достоверные сведения о физическом механизме процесса распространения резонансных фононов  $29 \text{ см}^{-1}$  в возбужденном рубине.

#### Литература

- [1] K. F. Renk, J. Deisenhofer. Phys. Rev. Lett., 26, 764, 1971.
- [2] J. I. Dijkhuis, A. van der Pol, H. W. de Wijn. Phys. Rev. Lett., 37, 1554, 1976.
- [3] А. П. Абрамов, И. Н. Абрамова, И. Я. Терловин, И. К. Разумова. ЖЭТФ, 79, 1303, 1980.
- [4] J. E. Rives, R. S. Meltzer. Phys. Rev., B, 16, 1808, 1977.
- [5] J. I. Dijkhuis, H. W. de Wijn. Phys. Rev., B, 20, 1844, 1979.

Поступило в Редакцию 14 июня 1982 г.

УДК 535.34 : 548.0

## НОВАЯ ПОЛОСА ПОГЛОЩЕНИЯ ЭКСИТОНА, ЛОКАЛИЗОВАННОГО ВБЛИЗИ ДИПОЛОНА

Г. А. Розман, М. Г. Колбасовская и Т. А. Плявина

Экспериментальные исследования, в том числе и авторов обзора [1], определенно показали, что так называемая  $\alpha$ -полоса обусловлена локализацией экситона вблизи  $\alpha$ -центра (галоидной вакансии). Тем самым была разрешена проблема, дискутировавшаяся длительное время, в течение которого центру, ответственному за  $\alpha$ -полосу, сопоставлялись различные модели [2-4]. Однако один  $\alpha$ -центр не может объяснить существования широкой и сложной полосы в спектре поглощения щелочно-галоидных кристаллов (ЩГК), рентгенизованных при низких температурах [5], которая накладывается на длинноволновую ветвь первой полосы собственного поглощения. Обнаруженные на длинноволновой ветви ступени обусловлены дефектами, природа которых до сих пор не идентифицирована.

Одним из авторов данного сообщения выдвигалась модель сложного центра окраски в ЩГК: экситон + диполон типа  $V_a V_c$ . Расчеты, проведенные по этой модели [4], предсказывали полосы, которые должны располагаться на длинноволновом спаде собственного поглощения. Это позволило считать предложенный центр окраски одним из тех, которые обуславливают сложный характер кривой экситонного поглощения в ЩГК [6].

Учитывая анизотропный характер и экситона и диполон, в данном сообщении рассматривается еще одна возможная локализация этих дефектов кристаллической решетки помимо тех, что рассмотрены в работе [4]. На рисунке пред-



ставлено относительное расположение экситона и диполона. Образование экситона рассматривается по схеме Мотта [7]—Гиппеля [8].

Для разности энергий образования свободного экситона и экситона, локализованного вблизи диполона, получено следующее выражение [4]:

$$\Delta E = \left( \frac{1}{r_{23}} - \frac{1}{r_{13}} \right) \frac{e^2}{a} - k_{32} \frac{\alpha_m e^2 \rho}{6a^2} - A_3 \frac{M_- e^2}{2a} - B_3 \frac{M'_+ e^2}{a} - C_3 \frac{M'_- e^2}{a} + \left( \frac{1}{r_{14}} - \frac{1}{r_{24}} \right) \frac{e^2}{a} - K_{41} \frac{\alpha_m e^2 \rho}{6a^2} - A_4 \frac{M_+ e^2}{2a} - B_4 \frac{M'_+ e^2}{a} - C_4 \frac{M'_- e^2}{a}, \quad (1)$$

где  $\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j = \mathbf{r}_{ij}a$ ;  $i=1, 2$ ;  $j=3, 4$ ;  $a$  — половина постоянной решетки; коэффициент  $k=1$  для соседних зарядов экситона и диполона, для которых  $r_{ij}=1$ ;

$k=0$ , если  $r_{ij} \neq 1$ ;  $\alpha_m$  — коэффициент Маделунга;  $\rho = 0.32 \text{ \AA}$ ;  $M_{\mp} = \frac{2\alpha_{\mp}}{\alpha_+ + \alpha_-} \times \frac{1}{4\pi} \left( 1 - \frac{1}{k_0} \right)$ ,  $\alpha_{\mp}$  — электронные поляризуемости ионов,  $k_0$  — высокочастотная диэлектрическая проницаемость;

$M'_{\mp} = \frac{\alpha + \alpha_{\mp}}{\alpha + \frac{1}{2}(\alpha_+ + \alpha_-)} \cdot \frac{1}{4\pi} \left( 1 - \frac{1}{\epsilon} \right)$ , где  $\alpha =$

$= \frac{3a^3 \rho}{2\alpha_M (a - 2\rho)}$ ,  $\epsilon$  — статическая диэлектрическая проницаемость;

$$A_3 = \frac{1}{r_{13}^4} + \frac{1}{r_{23}^4} - \frac{2 \cos(\widehat{\mathbf{r}_{13}\mathbf{r}_{23}})}{r_{13}^2 r_{23}^2}, \quad A_4 = \frac{1}{r_{14}^4} + \frac{1}{r_{24}^4} - \frac{2 \cos(\widehat{\mathbf{r}_{14}\mathbf{r}_{24}})}{r_{14}^2 r_{24}^2},$$

$$B_3 = \sum' \frac{\cos(\widehat{\mathbf{r}_{2i}\mathbf{r}_{3i}})}{r_{2i}^2 r_{3i}^2} - \sum' \frac{\cos(\widehat{\mathbf{r}_{1i}\mathbf{r}_{3i}})}{r_{1i}^2 r_{3i}^2}, \quad B_4 = \sum' \frac{\cos(\widehat{\mathbf{r}_{1i}\mathbf{r}_{4i}})}{r_{1i}^2 r_{4i}^2} - \sum' \frac{\cos(\widehat{\mathbf{r}_{2i}\mathbf{r}_{4i}})}{r_{2i}^2 r_{4i}^2}.$$

Суммирование в  $B_3$  и  $B_4$  проводится по положительным ионам решетки, штрих у сумм означает, что исключаются значения  $i=1, 2, 3, 4$ . Коэффициенты  $C_3$  и  $C_4$  имеют тот же вид, что и  $B_3$  и  $B_4$ , но суммирование проводится по отрицательным ионам решетки.

В формуле (1) первый и шестой члены учитывают кулоновское взаимодействие зарядов экситона и диполона, второй и седьмой — взаимодействие замкнутых электронных оболочек соседних ионов экситона и диполона; третий и восьмой — энергию взаимодействия экситона с индуцированными им в диполоне дипольными моментами; четвертый, пятый, девятый и десятый члены дают энергию взаимодействия экситона с дипольными моментами, индуцированными диполоном в ионах решетки.

Для проведения машинного счета решеточных сумм были произведены следующие преобразования:

$$\sum \frac{\cos(\widehat{\mathbf{r}_{2i}\mathbf{r}_{3i}})}{r_{2i}^2 r_{3i}^2} = \sum \frac{m^2 + l^2 + n^2 - \frac{9}{4}}{\left\{ \left[ m^2 + l^2 + \left( n - \frac{3}{2} \right)^2 \right] \left[ m^2 + l^2 + \left( n + \frac{3}{2} \right)^2 \right] \right\}^{3/2}},$$

$$\sum \frac{\cos(\widehat{\mathbf{r}_{1i}\mathbf{r}_{3i}})}{r_{1i}^2 r_{3i}^2} = \sum \frac{m^2 + l^2 + n^2 - 1}{\left\{ \left[ m^2 + l^2 + (n-1)^2 \right] \left[ m^2 + l^2 + (n+1)^2 \right] \right\}^{3/2}},$$

$$\sum \frac{\cos(\widehat{\mathbf{r}_{1i}\mathbf{r}_{4i}})}{r_{1i}^2 r_{4i}^2} = \sum \frac{m^2 + l^2 + n^2 - 1/4}{\left\{ \left[ m^2 + l^2 + \left( n - \frac{1}{2} \right)^2 \right] \left[ m^2 + l^2 + \left( n + \frac{1}{2} \right)^2 \right] \right\}^{3/2}},$$

$$\sum \frac{\cos \widehat{\mathbf{r}_{2i}\mathbf{r}_{4i}}}{r_{2i}^2 r_{4i}^2} = \sum \frac{m^2 + l^2 + n^2 - 1}{\left\{ \left[ m^2 + l^2 + (n-1)^2 \right] \left[ m^2 + l^2 + (n+1)^2 \right] \right\}^{3/2}},$$

где  $m, l, n$  — целые числа, как положительные, так и отрицательные.

Для случая, представленного на рисунке, получены следующие значения коэффициентов:  $A_3=0.0193$ ,  $A_4=0.5625$ ,  $B_3=-1.3218$ ,  $B_4=2.1736$ ,  $C_3=-1.1876$ ,  $C_4=1.7182$ . На основании этих данных по формуле (1) (величины  $a$ ,  $\alpha_{\mp}$ ,  $\epsilon$  и  $k_0$  брались те же, что и в работе [2]) для тех же кристаллов, которые рассматри-

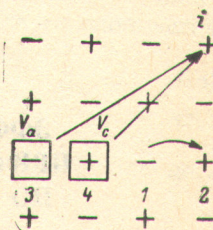


Схема образования связанного экситона вблизи диполона.



вались в работе [4], получено следующее смещение экситонной полосы поглощения в сторону длинных волн относительно первой полосы фундаментального поглощения

$$\Delta E_{\text{NaCl}} = 1.10 \text{ эВ}; \Delta E_{\text{KCl}} = 1.06 \text{ эВ}; \Delta E_{\text{KBr}} = 1.05 \text{ эВ}; \Delta E_{\text{KJ}} = 0.88 \text{ эВ}.$$

Сравнение полученных данных с результатами работы [4] позволяет определенно говорить о влиянии относительного расположения экситона и диполона на величину смещения экситонной полосы, а также о прослеживающейся связи этой величины с постоянной кристаллической решетки и энергией связи ЩГК. Учитывая анизотропные свойства как экситона, так и диполона, можно указать на метод поляризационной спектроскопии, развитый в [9], который был бы полезен при экспериментальном исследовании взаимодействия рассматриваемых дефектов, на что указывал и сам автор метода [10].

#### Литература

- [1] Ч. Б. Лушчик, И. К. Витол, М. А. Эланго. Усп. физ. наук, 122, 223, 1977.
- [2] F. Bassani, N. Juchausre. Phys. Rev., 105, 819, 1957.
- [3] А. А. Церцвадзе. ФТТ, 3, 336, 1961.
- [4] Г. А. Розман. ФТТ, 7, 1924, 1965.
- [5] Н. Н. Нерш. Phys. Rev., 105, 1158, 1957.
- [6] А. А. Воробьев. Центры окраски в щелочно-галогидных кристаллах. Томск, ТГУ, 1968.
- [7] Н. Мотт, Р. Генри. Электронные процессы в ионных кристаллах. ИЛ., М., 1950.
- [8] А. Ниррел. Zs. Phys., 101, 680, 1936.
- [9] П. П. Феофилов. ДАН СССР, 92, 545, 743, 1953; ЖЭТФ, 26, 609, 1954; Усп. физ. наук, 58, 69, 1956.
- [10] П. П. Феофилов. Изв. АН СССР, сер. физ., 31, 788, 1967.

Поступило в Редакцию 28 мая 1982 г.

УДК 535.375.5

## ЭФФЕКТЫ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ ПРИ РЕЗОНАНСНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ В ОПЫТАХ ПО ВНУТРИРЕЗОНАТОРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

В. С. Егоров и И. А. Чехонин

Как было показано в [1], ряд явлений, возникающих при внутриврезонаторной спектроскопии с использованием лазера на красителе, может быть объяснен когерентными эффектами взаимодействия света и вещества. Это, в частности, проявляется в возникновении при определенных условиях незатухающего «0—π» импульса, являющегося одним из типов решения оптического уравнения Блоха, записанного для поля световой волны в резонаторе в следующем виде:

$$\ddot{\theta}(t) + \frac{\dot{\theta}}{T_2} + \omega_{\text{кооп}}^2 \sin \theta(t) = 0. \quad (1)$$

Здесь  $\theta(t) = \int_{-\infty}^t \frac{i_{12} \mathcal{E}(t)}{\hbar} dt$  — угол поворота вектора Блоха,  $\mathcal{E}(t)$  — огибающая поля волны,  $\omega_{\text{кооп}}$  — кооперативная частота.

В приближении слабой нелинейности ( $\theta(t) \ll 1$ ) при одномодовом режиме генерации и совпадении частоты резонатора с частотой спектрального перехода поглощающей ячейки  $\omega_0$  [1] выражение для незатухающего «0—π» импульса выглядит следующим образом:

$$\theta(t) = \theta_0 \sin \omega_{\text{кооп}} t \quad (2)$$

$$E(t) = \varepsilon_0 \cos \omega_{\text{кооп}} t \cos \omega_0 t = \frac{\varepsilon_0}{2} [\cos(\omega_0 + \omega_{\text{кооп}}) t + \cos(\omega_0 - \omega_{\text{кооп}}) t]. \quad (3)$$