

# Катодоллюминесценция связанных экситонов в кристаллах ZnSe и двухфононный резонанс

© А.А. Клюканов, К.Д. Сушкевич, М.В. Чукичев\*, В. Гурэу

Молдавский государственный университет,  
МД-2009 Кишинев, Молдавия  
E-mail: klukanov@conf.usm.md

\* Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
119899 Москва, Россия

(Поступила в Редакцию 11 августа 2003 г.)

Проведены исследования катодоллюминесценции кристаллов ZnSe, отожженных в вакууме [ZnSe(Vac)], в вакууме и затем в расплаве сурьмы [ZnSe(Vac)(Sb)], а также в расплаве цинка с последующим отжигом в сурьме [ZnSe(Zn)(Sb)]. В излучении всех образцов наблюдались серии  $I_1^{s,d} - nLO$ .

В образцах [ZnSe(Vac)] LO-фононные повторения линии излучения  $I_1^d$  сопровождаются одноплазмонными сателлитами. Энергия плазмона, определяющая интервал между повторениями, равна  $\hbar\omega_p \cong 10$  meV. Наименьшую полуширину имеют линии излучения образцов [ZnSe(Zn)(Sb)].

Впервые наблюдалось аномальное уширение бесфононной линии  $I_1^d$  на образцах [ZnSe(Vac)], обусловленное высоким содержанием вакансий цинка.

Развита теория формы спектра излучения в условиях двухфононного резонанса с учетом взаимодействия связанного экситона с плазмон-фононными смешанными модами колебаний. Показано, что расщепление линии  $I_1^d$  при  $T \cong 2$  K может быть обусловлено резонансным экситон-фононным взаимодействием экситон-примесных комплексов.

## 1. Введение

Линия излучения  $I_1^d$  в кристаллах ZnSe, по данным работ [1–7], возникает при рекомбинации экситона, локализованного на нейтральном акцепторе, которым может служить, как вакансия цинка ( $V_{Zn}$ ), так и атом меди, замещающий цинк ( $Cu_{Zn}$ ). В связи с тем, что отжиг кристаллов ZnSe в жидком цинке ведет к исчезновению линии  $I_1^d$ , а отжиг в вакууме — к росту концентрации вакансий Zn и соответственно к ее возгоранию, причастность вакансий Zn к линии  $I_1^d$  не вызывает сомнений. Вопрос же об участии меди в формировании линии  $I_1^d$  нам представляется открытым. Авторы работы [1], исследуя кристаллы ZnSe высокой чистоты, сначала произвели их отжиг в насыщенных парах селена, приводящий к образованию  $V_{Zn}$ , а затем допировали их медью путем диффузии в парах аргона. Естественно ожидать, что после такой процедуры линия  $I_1^d$  в спектре излучения может присутствовать за счет  $V_{Zn}$ , что и наблюдалось на опыте [1]. Последующий отжиг в цинке должен был исключить влияние  $V_{Zn}$  на спектр. Поскольку серия  $I_1^d - nLO$  после низкотемпературного отжига осталась в спектре излучения, это могла быть, по мнению авторов работы [1], только серия экситон-примесного комплекса на основе  $Cu_{Zn}$ . По нашему мнению, результат эксперимента [1] можно объяснить еще и тем, что при таком низкотемпературном отжиге в цинке вакансии цинка полностью не исчезают.

Другим аргументом в пользу двух центров на основе  $V_{Zn}$  и  $Cu_{Zn}$  является факт смещения линии  $I_1^d$  при увеличении концентрации Cu в коротковолновую область спектра [1]. В то же время авторы работы [4] после легирования кристаллов ZnSe медью наблюдали

смещение  $I_1^d$  в длинноволновую сторону. Аналогично работе [1] это смещение интерпретировалось как следствие существования двух линий различных комплексов на основе  $V_{Zn}$  и  $Cu_{Zn}$ . Легко видеть, что смещение линии  $I_1^d$  в противоположных направлениях может быть обусловлено взаимодействием связанного экситона с электронно-дырочной плазмой. Действительно, энергия связанного экситона, отсчитанная от дна зоны проводимости,

$$E_n = \langle n | \hat{H} | n \rangle - \frac{1}{2} \sum_k V_k |(\rho_k)_{nm}|^2 \left\{ 1 - \frac{\varepsilon_\infty}{\varepsilon(k, 0)} \right\} \approx \langle n | \hat{H} | n \rangle - N_+ \hbar\omega_+ - N_- \hbar\omega_- \quad (1)$$

зависит от концентрации плазмы через статическую экранировку, которая характеризуется множителем  $1 - \varepsilon_\infty/\varepsilon(k, 0)$ . Следовательно, в разных образцах и при разных уровнях возбуждения расположение линии  $I_1^d$  в спектре может быть различным. В формуле (1) оператор Гамильтона  $\hat{H}$  состоит из суммы оператора Гамильтона свободного экситона и его взаимодействия с примесным центром. Остальные обозначения здесь и далее те же, что и в работах [8–10].

Частотная зависимость скорости спонтанной рекомбинации при взаимодействии связанного экситона с  $\omega_\pm$  модами [11] колебаний имеет вид

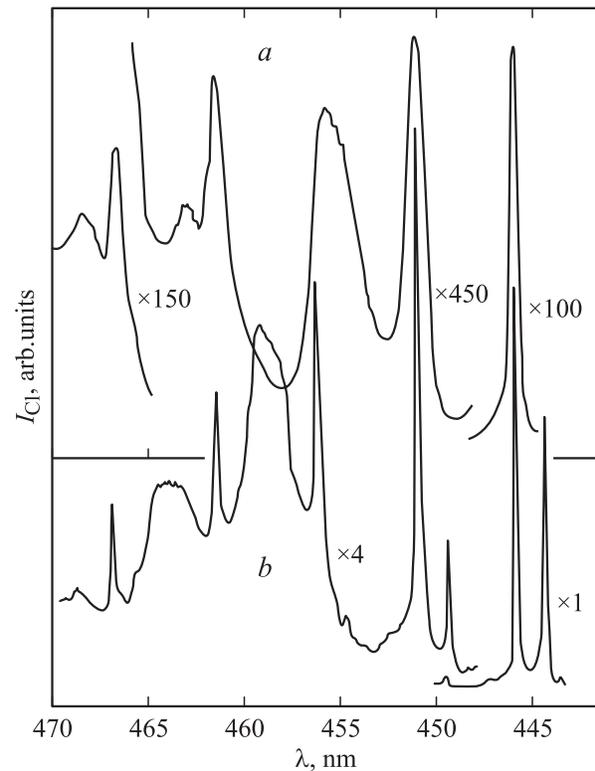
$$r(\omega) = r_0 \left( 1 + \frac{\omega_+}{\omega_g} x \right) \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{N_{\pm}^n}{n!} I_m(z_-) e^{-\beta_+(x+n+\frac{1}{2}mb)} \times \frac{\gamma_{nm}}{(x+n+bm)^2 + \gamma_{nm}^2} \quad (2)$$

Согласно формуле (2) при низких температурах интенсивности фононных повторений подчиняются распределению Пуассона. Развита нами теория [8–10] позволяет объяснить многие тонкие особенности эксперимента. Так, на линиях  $I_1^d$  и  $I_1^d$ -LO в ряде образцов наблюдаются побочные полосы со стороны длинных волн [7,9,10]. В работе [7] эти боковые полосы приписываются участию в излучении акустических фононов. Однако, в других образцах таких боковых полос нет. Следовательно, единообразно объяснить все данные как результат взаимодействия связанных экситонов с акустическими фононами невозможно. Расчеты формы спектра излучения по формуле (2) позволяют получить согласие с экспериментом, если указанные побочные полосы считать плазмонными повторениями линий  $I_1^d$  и  $I_1^d$ -LO при низких концентрациях плазмы. И в том случае, когда плазмоны не являются элементарными возбуждениями, кулоновское взаимодействие связанного экситона с плазмой при неупругих столкновениях приводит к побочной полосе с длинноволновой стороны спектра.

На основании отклонения распределения интенсивностей LO-фононных повторений линии  $I_1^d$  от пуассонова при  $T = 4.2\text{K}$  в работе [9] нами высказано предположение о новой линии  $I_1^s$ , положение в спектре которой при концентрациях плазмы  $N \cong 10^{17}\text{cm}^{-3}$  совпадает с положением второго LO-фононного повторения линии  $I_1^d$ . Казалось бы, несоблюдение распределения Пуассона можно связать с наличием двух центров  $V_{\text{Zn}}$  и  $\text{Cu}_{\text{Zn}}$ , ответственных за линию  $I_1^d$ , если для одного центра взаимодействие с LO-фононами считать слабым, а для другого — сильным. Однако, это предположение не находит экспериментального подтверждения, так как либо в кристаллах, легированных медью, либо в чистых кристаллах первое LO-фононное повторение должно быть интенсивнее линии  $I_1^d$ , что не наблюдается [1,4]. Прямое экспериментальное доказательство существования серии  $I_1^s-n\text{LO}-m\text{P1}$  было представлено в работе [10]. При низких концентрациях электронно-дырочной плазмы  $\leq 10^{16}\text{cm}^{-3}$  суперпозиция линий  $I_1^s$  и  $I_1^d-2\text{LO}$  на рис. 1 работы [10] очевидна. Здесь рассмотрены новые экспериментальные особенности в сериях  $I_1^{s,d}-n\text{LO}$  и проанализируем условия резонансного взаимодействия экситонных комплексов.

## 2. Результаты эксперимента и их обсуждение

Катодоллюминесценция кристаллов ZnSe при температуре  $T = 4.2\text{K}$  возбуждалась электронным пучком с энергией 40 keV. Частота следования импульсов была 200 Hz при длительности 40  $\mu\text{s}$ . Излучение анализировалось с помощью монохроматора ДФС-12 в области длин волн 400–800 nm. Кристаллы ZnSe, выращенные из паровой фазы, отжигались сначала в вакууме [ZnSe(Vac)] (их спектр излучения представлен на рисунке, *a*), а



Спектры катодоллюминесценции кристаллов ZnSe при температуре 4.2 K: *a* — образец [ZnSe(Vac)], *b* — образец [ZnSe(Zn)(Sb)].

затем в расплаве сурьмы [ZnSe(Vac)(Sb)]. Исследовались также образцы [ZnSe(Zn)(Sb)], спектр одного из которых (рисунок, *b*) состоит из линий  $I_1^{s,d}$ ,  $I_1^x$  и их LO-фононных повторений. Для серии  $I_1^x-n\text{LO}$  распределение Пуассона для интенсивностей фононных сателлитов выполняется с  $N_{\text{LO}} \cong 0.1$ . Как видно из рисунка, *b*, доминирует в спектре линия  $I_1^d$ , для которой среднее число LO-фононов, испущенных на один фотон, равно  $N_{\text{LO}} \cong 0.25$ , если  $N_{\text{LO}}$  определять по отношению интенсивностей первого повторения  $I_1^d-1\text{LO}$  и бесфононной линии  $I_1^d$ . Однако, в области второго LO-фононного повторения распределение Пуассона нарушается. При  $\lambda = 456.2\text{nm}$  имеет место наложение линий  $I_1^s$  и  $I_1^d-2\text{LO}$ . Для серии  $I_1^s-n\text{LO}$  константа  $N_{\text{LO}} \cong 1.5$ . Спектр излучения кристаллов [ZnSe(Vac)(Sb)] имеет вид, аналогичный спектру на рисунке, *b*. Наибольшие отличия состоят в том, что доминирует линия  $I_1^x$ , а линии серий  $I_1^{s,d}-n\text{LO}$  имеют большую полуширину и несколько слабее по интенсивности. Для серии  $I_1^s-n\text{LO}$  в образцах [ZnSe(Vac)(Sb)] константа  $N_{\text{LO}} \cong 1$ . И в том, и другом случае серия  $I_1^s-n\text{LO}$  налагается, как видно из рисунка, *b*, на полосу излучения ДАП. Существенные отличия наблюдаются в спектрах кристаллов [ZnSe(Vac)] (рисунок, *a*). Линия  $I_1^x$  практически отсутствует. Линия  $I_1^d$  и ее первое LO-фононное повторение уширены, а в области длин волн  $\lambda = 455\text{nm}$  наблюдается широкая бесструктурная полоса. Каждое из нескольких LO-фононных повторений

серии  $I_1^s - n\text{LO}$  ( $n = 1, 2, 3, 4$ ) сопровождается первым плазмонным сателлитом. Энергия плазмона, найденная по расстоянию между линиями, равна  $\hbar\omega_p \cong 10 \text{ meV}$ . Низкая интенсивность излучения, отсутствие линии  $I_1^s$  и большая ширина линий серий  $I_1^{s,d} - n\text{LO}$  обусловлены сильным взаимодействием связанного экситона с  $V_{\text{Zn}}$ , концентрация которых значительно выше, чем у образцов  $[\text{ZnSe}(\text{Zn})(\text{Sb})]$ . Высокая концентрация  $I_1^s$ -центров, ответственных за серию  $I_1^s - n\text{LO}$  (по нашим предположениям этими центрами являются комплексы, включающие  $V_{\text{Zn}}$  и вакансию селена [9]), следует из анализа спектров излучения. Как видно из рисунка *a*, интенсивность линии  $I_1^s$  не намного меньше интенсивности линии  $I_1^d$ . Матричный элемент

$$M_n = \langle n | \delta(\bar{r}_e - \bar{r}_h) | \rangle = \iint \Psi_n^*(\bar{r}_e, \bar{r}_h) \delta(\bar{r}_e - \bar{r}_h) d\bar{r}_e d\bar{r}_h, \quad (3)$$

определяющий вероятность обнаружить электрон и дырку в пределах одной элементарной ячейки меньше для  $I_1^s$ -центра, чем для  $I_1^d$ , так как один из носителей локализован вблизи  $I_1^s$ -центра, а другой — далеко. Следовательно, сравнительно высокая интенсивность линии  $I_1^s$  может возникать только за счет их большой концентрации.

Рассмотрим  $I_1^s$ -центр, у которого локализован экситон, и расположенный рядом такой же свободный центр, отделенный от первого потенциальным барьером. Туннелирование экситона от одного центра к другому приведет к расщеплению уровня энергии. При высокой концентрации примесей расщепленные уровни сливаются в минизону, аналогичную примесной. Поскольку взаимодействие связанного экситона с соседним центром ослабляет связь со своим центром, минизона будет простирается от уровня изолированного центра в сторону дна зоны проводимости. Рекомбинация связанных экситонов из такой минизоны приведет к уширению линии излучения  $I_1^s$ . Причем это уширение не будет симметричным относительно линии  $I_1^s$ , но распространится от нее в коротковолновую сторону. В состояниях связанных экситонов, принадлежащих минизоне, электрон и дырка имеют большие радиусы состояний, по величине приблизительно равные друг другу. Благодаря этому связь с ЛО-фононами и плазмонами таких экситонов является слабой и экситоны минизоны рекомбинируют без участия фононов и плазмонов в оптических переходах. Фононные повторения возникают только при рекомбинации сравнительно удаленных друг от друга  $I_1^s$ -центров. Все эти особенности мы и наблюдаем в спектре излучения отожженных в вакууме кристаллов ZnSe в районе длин волн  $\lambda \geq 455 \text{ nm}$  на рисунке, *a*.

### 3. Двухфононный резонанс связанных экситонов

Экситоны, связанные центром одного типа, могут взаимодействовать не только с центрами той же природы. Однако, взаимодействие экситона на центре  $I_1^d$

со свободным центром  $I_1^s$  носит иной, резонансный характер. Действительно, энергии связи экситонов на центрах  $I_1^{s,d}$  отличаются друг от друга на величину  $\approx 2\hbar\omega_{\text{LO}}$ . Когда расстояние между электронными уровнями энергии сравнивается с энергией одного или нескольких колебательных квантов, возникает сильное взаимодействие с колебаниями решетки, характерное для электрон-фононного резонанса [12–16]. При резонансных условиях пиннинга [12–15] происходит расщепление вырожденного уровня энергии под действием возмущения. В нашем случае состояние экситона на нижнем уровне  $E_m = E_1^s$  с двумя фононами и состояние экситона на верхнем  $E_n = E_1^d$  без фононов принадлежат одному двукратно вырожденному уровню энергии электрон-фононной системы, который расщепляется в результате взаимодействия электронной и фононной подсистем. В оператор Гамильтона  $\hat{H}$  помимо оператора Гамильтона свободного экситона необходимо включить его взаимодействие с центрами  $I_1^d$  и  $I_1^s$ . Экситон может быть локализован либо вблизи одного, либо вблизи другого. Обычная теория возмущений здесь оказывается неприменимой, так как приводит к расходящимся результатам. Рассмотрим задачу об излучательной рекомбинации связанных экситонов в условиях резонанса  $E_n - E_m - 2\hbar\omega_0 \approx 0$ , когда в резонанс попадает верхняя мода плазмон-фононных колебаний с частотой  $\omega_+$ .

Используя методы расчета, развитые в работах [8–10], находим выражение для вклада связанных экситонов в скорость спонтанной эмиссии света в полупроводниках

$$r(\omega) = \frac{4\omega}{3\pi\hbar v_g} \left( \frac{eP_{cv}}{m_0c} \right)^2 e^{-\frac{\hbar\omega}{k_0 T}} \times \sum_n N_n |M_n|^2 \text{Re} \int_0^\infty e^{i(\omega - \omega_g)t} I_{mn}(t) dt. \quad (4)$$

Здесь  $\omega$  и  $v_g$  — частота и групповая скорость света,  $e$  и  $m_0$  — заряд и масса электрона,  $k_0$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура кристалла, а  $\hbar\omega = E_g$  — ширина его запрещенной зоны.  $N_n$  — число связанных экситонов в  $n$ -ом квантовом состоянии в единице объема полупроводника,  $n$  символизирует набор квантовых чисел связанного экситона. Производящая функция формы спектра излучения имеет вид

$$I_{mn}(t) = \langle n | \exp\left\{ -\frac{i}{\hbar} \int_0^t \hat{H}(s) ds - \hat{g}(t) \right\} | n \rangle, \quad (5)$$

где  $|n\rangle = \Psi_n(\bar{r}_e, \bar{r}_h)$  — волновая функция связанного экситона,  $\hat{H}$  — оператор Гамильтона связанного экситона без взаимодействия с колебаниями кристалла в представлении Гейзенберга  $\hat{H}(s) = e^{\frac{i}{\hbar} \hat{H}s} \hat{H} e^{-\frac{i}{\hbar} \hat{H}s}$ . Взаимодействие с фононами и плазмонами преобразуется в запаздывающее взаимодействие экситона с самим собой

$\hat{g}(t)$ , которое имеет вид

$$\hat{g}(t) = \frac{1}{\pi\hbar} \sum_k v_k \int_0^t ds \int_0^s ds_1 \hat{\rho}_k(s) \hat{\rho}_{-k}(s_1) K(s - s_1),$$

$$\rho_k = e^{ikr_n} - e^{ikr_e}. \quad (6)$$

Здесь  $r_e, r_h$  — радиус-векторы электрона и дырки. Частоты мод колебаний кристалла, включая плазменные колебания, с которыми взаимодействует экситон, вычисляются из условия обращения в нуль диэлектрической функции  $\varepsilon(k, \Omega)$ .

$$K(t) = \int_0^\infty T_\Omega^*(t) \text{Im} \left\{ \frac{\varepsilon_\infty}{\varepsilon^*(k, \Omega)} \right\} d\Omega,$$

$$T_\Omega(t) = n(\Omega) e^{-i\Omega t} + (n(\Omega) + 1) e^{i\Omega t}, \quad (7)$$

Векторы состояний  $|n\rangle$  связанного экситона являются собственными функциями оператора  $\hat{H}$ , а  $\tilde{E}_n$  — его собственные значения. Оператор  $\hat{H}$  отличается от оператора  $\hat{H}$  некоторым мгновенным взаимодействием, имитирующим запаздывающее взаимодействие (6). Параметры этого обычного оператора должны находиться самосогласованно. При расчете среднего (5) двухфононные процессы можно учесть в приближении второй кумулянты метода Кубо [17]  $\langle e^{\hat{A}} \rangle \approx e^{\langle \hat{A} \rangle + \frac{1}{2}(\langle \hat{A}^2 \rangle - \langle \hat{A} \rangle^2)}$ . С учетом резонансных двухквантовых процессов спонтанного излучения  $\omega_+$  мод колебаний [11] самосогласованное уравнение для энергии верхнего уровня связанного экситона имеет вид

$$\tilde{E}_n = E_n + \frac{F_{nm}}{\tilde{E}_n - E_m - 2\hbar\omega_+},$$

$$F_{nm} = \left( \frac{C_+}{2} \right)^2 \sum_{k',k} V_k V_{k'} \sum_{l,p} (\rho_k)_{nl} (\rho_{k'})_{lm}$$

$$\times [(\rho_{-k})_{mp} (\rho_{-k'})_{pn} + (\rho_{-k'})_{mp} (\rho_{-k})_{pn}] \frac{1}{\omega_{np} - \omega_+} \frac{1}{\omega_{nl} - \omega_+}. \quad (8)$$

Здесь  $E_n$  — энергия связанного экситона, определенная выражением (1), а суммирование в формуле (8) производится по состояниям дискретного спектра связанного экситона, и предполагается, что резонируют два уровня  $n$  и  $m$ . При низких температурах расщеплением нижнего уровня можно пренебречь. Верхний уровень расщепляется на два подуровня, которые находятся решением квадратного уравнения (8)

$$\tilde{E}_n = \frac{E_n + E_m + 2\hbar\omega}{2} \pm \frac{1}{2} \hbar\tilde{\Omega},$$

$$\hbar\tilde{\Omega} = \left\{ (E_n - E_m - 2\hbar\omega_+)^2 + \left( \frac{2}{\hbar} \right)^2 F_{nm} \right\}^{\frac{1}{2}}. \quad (9)$$

Здесь  $\tilde{\Omega}$  — фононный аналог частоты Раби. Взаимодействие экситона с волной, возникающей при ко-

лебаниях, является резонансным периодическим возмущением, действующим на экситонную подсистему. Мы приходим, таким образом, к известной квантовомеханической задаче [18], согласно которой функции  $\Psi_n$  и  $\Psi_m$  под действием периодического возмущения переходят в функции  $a_n \Psi_n + a_m \Psi_m$ , а вероятность обнаружить экситон в состоянии  $\Psi_m$ , если при  $t = 0$  он был в состоянии  $\Psi_n$ , будет периодически с периодом  $2\pi/\tilde{\Omega}$  изменяться от нуля до  $\frac{\tilde{\Omega}^2 - \Delta^2}{\tilde{\Omega}^2}$ , где  $\Delta = \frac{E_n - E_m}{\hbar} - \omega$  — расстройка резонанса. Относительная интенсивность компонент дублетной структуры бесфононной линии излучения при рекомбинации экситона из дублетного состояния с энергиями  $\tilde{E}_n$  (9) определяется выражением  $\frac{I_1}{I_2} = \frac{\tilde{\Omega} - \Delta}{\tilde{\Omega} + \Delta}$  и может быть как больше, так и меньше единицы в зависимости от величины и знака расстройки резонанса  $\Delta$ . При точном резонансе  $\Delta = 0$  и  $\frac{I_1}{I_2} = 1$ .

В магнитном поле пиннинг наблюдают [12–15], изменяя  $\Delta$  путем вариации напряженности поля. В случае редкоземельных ионов  $\Delta$  — фиксированная величина и пиннинга не наблюдается. Имеет место определенное расщепление бесфононной линии [16]. В случае связанных экситонов, согласно формуле (1), энергия  $E_n$  зависит от концентрации электрон-дырочной плазмы, а следовательно,  $\Delta$  можно менять, изменяя уровень возбуждения. Положение компонент дублетной структуры и их относительная интенсивность могут изменяться с концентрацией плазмы вне зависимости от того, является ли она равновесной или нет. Поэтому характер расщепления будет носить все черты пиннинга. Такая дублетная структура с характерными для пиннинга разными относительными интенсивностями компонент бесфононной линии излучения  $I_1^d$  наблюдалась, по нашему мнению, в [1,7] при температурах  $T \approx 2$  К. Отношение  $I_1/I_2$  в дублете изменялось [1,7] от величин больших единицы до меньших единицы. Однако, уже при  $T = 4.2$  К структура сглаживается и резонансное экситон-фононное взаимодействие приводит лишь к уширению линии  $I_1^d$  [4,9,10]. Если центры  $I_1^d$  и  $I_1^s$  находятся далеко друг от друга и волновые функции связанных вблизи них экситонов не перекрываются, то  $(\rho_k)_{nm} = 0$  и расщепление отсутствует. Наибольший вклад в расщепление бесфононной линии  $I_1^d$  вносят самые близкие центры. Если таких пар в кристалле достаточно много, расщепление будет наблюдаться. Если величина расщепления сильно зависит от расстояния между центрами, то расщепление уровня энергии  $I_1^d$ -центра приведет лишь к неоднородному уширению линии излучения, подобно тому, что наблюдается на рисунке, а.

В заключение отметим, что взаимодействовать могут не только два уровня, принадлежащие разным центрам и разделенные энергией, равной энергии целого числа квантов колебаний, но и уровни, принадлежащие одному центру.

## Список литературы

- [1] S. Huang, J. Nozue, K. Igaki. *Jpn. J. Appl. Phys.* **22**, 7, 1420 (1983).
- [2] P.J. Dean, D.C. Herbert, C.J. Werkhoven, R.N. Bhargava. *Phys. Rev. B* **23**, 10, 4888 (1981).
- [3] P.J. Dean, A.P. Pitt, M.S. Skolnick, P.J. Wright, B. Ceckayne. *J. Cryst. Growth.* **59**, 12, 301 (1982).
- [4] В.З. Болбошенко, Г.Н. Иванова, И. Калмыкова, И.А. Касьян, Д.Д. Недеогло, Б.В. Новиков. *ФТП* **24**, 11, 1929 (1990).
- [5] H. Roppisher, J. Jacobs, B.V. Novikov. *Phys. Stat. Sol. (a)* **27**, 1, 123 (1975).
- [6] Г.Н. Иванова, Д.Д. Недеогло, Б.В. Новиков, В.Г. Талалаев. *ФТТ* **23**, 9, 2693 (1981).
- [7] J.L. Merz, H. Kukimoto, K. Nassau, J.W.W. Shiever. *Phys. Rev. B* **6**, 2, 545 (1972).
- [8] А.А. Клюканов, N.A. Loiko, I.V. Babushkin, V. Gurau. *Proceed. of SPIE* **4748**, 301 (2002); А.А. Клюканов, N.A. Loiko, I.V. Babushkin. *Laser Phys.* **11**, 3, 318 (2001).
- [9] В.С. Вавилов, А.А. Клюканов, К.Д. Сушкевич, М.В. Чукичев, А.З. Ававдех, Р.Р. Резванов. *ФТТ* **41**, 7, 1176 (1999).
- [10] В.С. Вавилов, А.А. Клюканов, К.Д. Сушкевич, М.В. Чукичев, А.З. Ававдех, Р.Р. Резванов. *ФТТ* **43**, 5, 776 (2001).
- [11] Ф. Платцман, П. Вольф. *Волны и взаимодействия в плазме твердого тела*. Мир, М. (1975).
- [12] E.J. Johnson, D.M. Larsen. *Phys. Rev. Lett.* **16**, 15, 655 (1966); K.L. Ngai, E.J. Johnson. *Phys. Rev. Lett.* **29**, 24, 1607 (1972).
- [13] В.И. Иванов-Омский, Е.М. Шерегий. *ФТТ* **16**, 1, 238 (1974); В.И. Голубев, В.И. Иванов-Омский, Е.М. Шерегий. *ФТТ* **17**, 1, 185 (1975).
- [14] D.H. Dickey, E.J. Johnson, D.M. Larsen. *Phys. Rev. Lett.* **18**, 10, 539 (1967); K. Nagasaka. *Phys. Rev. B* **15**, 4, 2273 (1977).
- [15] А.А. Клюканов, В.Н. Гладиллин, Ву Чонг Хунг. *УФЖ* **25**, 6, 937 (1980); А.А. Клюканов, Е.Р. Pokatilov, V.N. Gladilin, Tr.H. Wu. *Phys. Stat. Sol. (b)* **87**, 1, K159 (1978).
- [16] Ю.Е. Перлин, А.А. Каминский, В.Н. Енакий, Д.Н. Вылегжанин. *Письма в ЖЭТФ* **30**, 7, 426 (1979); V.N. Enachi, A. Lupci, V. Lupci, C. Presura, V.E. Ciobu. *Proceed. of SPIE* **3405**, 570 (1998).
- [17] R. Kubo. *J. Phys. Soc. Japan* **17**, 7, 1100 (1962).
- [18] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Квантовая механика*. Наука, М. (1963).