

Мясникова Л.Н.,  
Сагимбаева Ш.Ж., Шункеев К.Ш.

**Определение вклада экситон-фононного взаимодействия в процессы автолокализации электронных возбуждений в щелочногалоидных кристаллах**

В работе рассматривается вопрос об экситон-фононном взаимодействии в щелочногалоидных кристаллах при низкотемпературной деформации. С помощью гармонического приближения, в котором имеется зависимость полуширины оптической полосы от температуры, была вычислена частота активных колебаний автолокализованных экситонов и оценен параметр Хуанга-Риса как до, так и после деформации. Увеличение величины частоты колебаний после деформации свидетельствует об изменении вида адиабатической потенциальной кривой возбужденного состояния автолокализованных экситонов в щелочногалоидных кристаллах.

**Ключевые слова:** щелочногалоидный кристалл, экситон-фононное взаимодействие, автолокализованный экситон, деформация.

Myasnikova L.N.,  
Sagimbaeva Sh.Zh., Shunkeyev K.Sh.

**Determination of the contribution of the exciton-phonon interaction in the processes of electronic excitations self-trapping in alkali halide crystals**

The paper is about the question of the exciton-phonon interaction in alkali halide crystals at low temperature deformation. The frequency of active modes of self-trapped excitons was calculated and the parameter of the Huang-Rhys was estimated with harmonic approximation, which has an optical bandwidth half-width dependence on temperature both before and after deformation. The increase in the value of the oscillation frequency after deformation indicates a change in the form of the adiabatic potential curve of the excited state of self-trapped excitons in alkali halide crystals.

**Key words:** alkali halide crystal, exciton-phonon interaction, self-trapped exciton, deformation.

Мясникова Л.Н.,  
Сағымбаева Ш.Ж., Шүнкеев К.Ш.

**Сілтілі галоидты кристалдардағы электрондық қозулардың өздігінен қармалуына экситон-фонондық әсерлесу салымын анықтау**

Жұмыста сілтілі галоидты кристалдардағы төменгі температуралық деформация кезіндегі экситон-фонондық әсерлесу мәселесі қарастырылған. Оптикалық жолақтың жартыенінің температурадан тәуелділігі бар гармоникалық жақындау көмегімен өздігінен қармалған экситондардың белсенді тербелістерінің жиілігі есептелінген және деформацияға дейін және кезіндегі Хуанг-Рис параметрі бағаланған. Деформациядан кейін тербеліс жиілігінің артуы сілтілі галоидты кристалдардағы өздігінен қармалған экситондардың қозған күйінің адиабаталық потенциалды қисығының пішінінің өзгеруі туралы мәлімдейді.

**Түйін сөздер:** сілтілі галоидты кристал, экситон-фонондық әсерлесу, өздігінен қармалған экситон, деформация.

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ  
ВКЛАДА ЭКСИТОН-  
ФОНОННОГО  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
В ПРОЦЕССЫ  
АВТОЛОКАЛИЗАЦИИ  
ЭЛЕКТРОННЫХ  
ВОЗБУЖДЕНИЙ В ЩЕ-  
ЛОЧНОГАЛОИДНЫХ  
КРИСТАЛЛАХ**

**Введение**

Причиной собственной люминесценции щелочногалоидных кристаллов (ЩГК) является излучательная аннигиляция автолокализованных экситонов (АЛЭ), созданных под действием ионизирующего излучения. В ЩГК в отсутствие внешних факторов установлены главные закономерности АЛЭ: создание, релаксация, миграция и распад в регулярных узлах кристаллической решетки на излучения и первичные радиационные дефекты [1-2]. Однако недостаточно изучено влияние упругой деформации и низких температур на процессы люминесценции и параметры экситон-фононного взаимодействия в щелочногалоидных кристаллах с целью установить их поведение в условиях приближенных к реальным, имеющим место при эксплуатации этих материалов.

**Теория**

Рассмотрим оптический переход электрона с основного уровня  $g$  до верхнего возбужденного уровня  $u$ . Придерживаясь строгой квантово-механической трактовки адиабатического приближения при разделении электронов и волновых функций решетки, а также используя принцип Франка-Кондона, при котором сила осциллятора независима от волновых функций решетки выведем формулу для вычисления частоты активных колебаний АЛЭ[3]. Предполагая, что частота осциллятора не изменяется в течение излучения. Таким образом, форма функции  $G(\nu)$  прямо пропорциональна сечению полосы излучения и может быть записана как

$$G(\nu) = \sum_{\bar{n}_j} P(\bar{n}_j) \sum_{\bar{n}'_j} |\langle x' | x \rangle|^2 \delta \left\{ \nu - \nu_{ug} - \sum_j (n'_j - n_j) \omega_j \right\}, \quad (1)$$

где

$$\langle x' | x \rangle = \prod_j \langle x'_j | (n'_j, q_j + \Delta q_j) | x_j(n_j q_j) \rangle,$$

$$P(\bar{n}_j) = \prod_j P_j(n_j) = \prod_j (1 - e^{-\beta_j}) e^{-n_j \beta_j}, \quad \beta_j = \frac{\hbar \omega_j}{2\pi kT},$$

$$\sum_{\bar{n}_j} = \sum_{n_1} \sum_{n_2} \dots \sum_{n_j} \dots \sum_{n_N} \quad \text{и} \quad \sum_{\bar{n}'_j} = \sum_{n'_1} \sum_{n'_2} \dots \sum_{n'_j} \dots \sum_{n'_N} \quad .$$

Здесь  $x_j$  и  $x'_j$  – волновые функции осциллятора решетки  $j$ -ой моды основного уровня и верхнего уровня, соответственно;  $n_j$  и  $n'_j$  – показывают число фононов на этих двух уровнях;  $\Delta q_j$  – компонент искажения решетки  $j$ -ой моды при переходе.  $p(n_j)$  – тепловое распределение  $j$ -ой моды, которое предположительно

находится в равновесии на основном уровне в начале перехода. Дельта-функция используется, чтобы обеспечить сохранение энергии, где  $v$  и  $v_{ug}$  – частоты излучающей энергии между уровнями  $g$  и  $u$ , соответственно [3].

В работе [3] была предпринята попытка решить уравнение (1) преобразовав его в следующий вид:

$$G(v) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dt \cdot e^{-i\{v-v_{ug}-\sum_j (n'_j-n_j)\omega_j\}t} \times \\ \times \exp\left\{\sum_j \frac{2\pi}{h\omega_j} \cdot \frac{1}{2} \omega_j^2 \Delta q_j^2 [(2\langle n_j \rangle + 1)(1 - \cos\omega_j t) - i(\sin\omega_j t)]\right\},$$

где  $\langle n_j \rangle = \frac{1}{e^{\beta_j} - 1}$  – среднее число фононов  $j$ -ой моды. Автор решил данное сложное уравнение путем предположения эффективной частоты  $\omega$ , такой что

где  $S = \frac{1}{2} \sum_j \frac{2\pi}{h\omega_j} \cdot \frac{1}{2} \omega_j^2 \Delta q_j^2$  – параметр Хуанга-Риса. Дальнейшие результаты показаны для низкотемпературных и высокотемпературных состояний вещества.

В работе [3] приведено решение уравнения (1) статистическим методом. Автор предполагает о существовании большого количества  $N$  мод, сопровождающих переход электрона с уровня  $g$  на уровень  $u$ . Это демонстрируется компонентом искажения решетки  $\Delta q_j$  с порядком  $N^{1/2}$ . Таким образом, мы имеем следующее:

$$G(v) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dt \cdot e^{-i\{v-v_{ug}-S\omega\}t} \\ \times \exp\left\{S \left[ \operatorname{cth}\left(\frac{1}{2}\beta\right) - i\sin(\omega t) - \operatorname{cth}\left(\frac{1}{2}\beta\right) \cos(\omega t) \right]\right\},$$

$$I_j(n_j, n_j, \Delta q_j) = \left| \langle x'_j(n'_j, q_j + \Delta q_j) | x_j(n_j, q_j) \rangle \right|^2 = 1 - \left(n_j + \frac{1}{2}\right) \frac{2\pi\omega_j}{h} \Delta q_j^2 + \sigma(N^{-2}) \quad (2)$$

$$I_j(n_j + 1, n_j, \Delta q_j) = I_j(n_j, n_j + 1, \Delta q_j) = \frac{1}{2} \left(n_j + \frac{1}{2}\right) \frac{2\pi\omega_j}{h} \Delta q_j^2 + \sigma(N^{-2})$$

$$I_j(n_j + 2, n_j, \Delta q_j) = I_j(n_j, n_j + 2, \Delta q_j) = \sigma(N^{-2})$$

$$I_j(n_j + 3, n_j, \Delta q_j) = I_j(n_j, n_j + 3, \Delta q_j) = \sigma(N^{-3})$$

и т.д. Уравнения более высокого порядка могут быть опущены, при условии, что если  $N$  достаточно велико. Путем изменения перемен-

ных  $n'_j$  и приняв  $s_j = n'_j - n_j$  имеем следующие идентичные выражения:

$$G(v) = \sum_{n_j=0}^{+\infty} p(\bar{n}_j) \sum_{\bar{s}_j=-\bar{n}_j}^{+\infty} \prod_j |\langle x'_j | x_j \rangle|^2 \cdot \delta \left\{ \sum_j s_j \omega_j + (v_{ug} - v) \right\} = \\ = \sum_{n_j=0}^{+\infty} p(\bar{n}_j) \sum_{\bar{s}_j=-\infty}^{+\infty} \prod_j |\langle x'_j | x_j \rangle|^2 \cdot \delta \left\{ \sum_j s_j \omega_j + (v_{ug} - v) \right\} = \\ = \sum_{\bar{s}_j=-\infty}^{+\infty} p(\bar{n}_j) \sum_{\bar{n}_j=0}^{+\infty} \prod_j p_j(n_j) |\langle x'_j | x_j \rangle|^2 \cdot \delta \left\{ \sum_j s_j \omega_j + (v_{ug} - v) \right\}$$

или

$$G(v) = \sum_{s_1} \sum_{s_2} \dots \sum_{s_j} \dots \sum_{s_N} \prod_j f_j(s_j, n_j, \Delta q_j) \cdot \delta\{\sum_j s_j \omega_j + (v_{ug} - v)\}, \quad (3)$$

где  $f_j(s_j, n_j, \Delta q_j) = \sum_j p_j(n_j) \left| \langle x_j' | x_j \rangle \right|^2$ .

Второй шаг очевиден из формул (2), при этом  $\langle x_j' | x_j \rangle = 0$  для  $s_j < -n_j$ . Переменные  $p_j$  и  $n_j$  являются независимыми друг от друга, поэтому последовательность сумм и произведений в последнем выражении могут быть взаимозаменяемыми [3]. Уравнение (7) имеет такой же вид, как и у статистической проблемы случайных блужданий со случайной величиной  $s_j$  и соответствующие функции распределения вероятностей  $f_j$ . Пусть распределение вероятности  $G(v)$ , сумма случайных величин  $\sum_j s_j \omega_j$ , с величиной вблизи  $v - v_{ug}$ . Отметим, что  $f_j$  нормализуется в идентичное уравнение (2), т.е.  $f_j(s_j, n_j, \Delta q_j) = 1$  для  $n \gg 1$ . Решение уравне-

ния (3) является типичным в центральной предельной теореме, которое является универсальным гауссианом. Это

$$G(v) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp \left[ -\frac{\left(\frac{hv}{2\pi} - E_m\right)^2}{2\sigma^2} \right],$$

в котором

$$E_m = \frac{hv_{ug}}{2\pi} + \Delta E, \Delta E = \sum_j \frac{1}{2} \omega_j^2 \Delta q_j^2, \sigma^2 = \sum_j \left( \langle n_j \rangle + \frac{1}{2} \right) \frac{h}{2\pi} \omega_j^2 \Delta q_j^2.$$

Здесь  $E_m$  – пик максимума поглощения,  $\Delta E$  – тепловая повторная регулировка энергии. Ширина полосы на половине высоты  $H$ , связана с отклонением, и по формуле Смакулы

$$H(T) = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma = 4\sqrt{2\ln 2}\sigma \sqrt{\sum_j \left\{ \frac{1}{2} \cdot \frac{h}{2\pi} \cdot \omega_j \operatorname{cth} \left( \frac{h}{2\pi} \cdot \frac{\omega_j}{2kT} \right) \cdot \frac{1}{2} \omega_j^2 \Delta q_j^2 \right\}}. \quad (4)$$

При высоких температурах, когда  $\frac{h}{2\pi} \omega_j \ll kT$

$$H(T) \cong 3,33\sqrt{\Delta E \cdot kT}. \quad (5)$$

При низких температурах, когда  $\frac{h}{2\pi} \omega_j \gg kT$

$$H(T) \cong H(0) = 3,33 \sqrt{\sum_j \frac{1}{2} \cdot \frac{h}{2\pi} \cdot \omega_j \cdot \frac{1}{2} \omega_j^2 \Delta q_j^2} = 3,33\sqrt{\Delta E \cdot kT_0}, \quad (6)$$

с константой равной  $kT_0 = \sum_j \frac{1}{2} \cdot \frac{h}{2\pi} \cdot \omega_j \cdot \frac{1}{2} \omega_j^2 \Delta q_j^2 / \Delta E$ . Это подтверждается экспериментами на ионных кристаллах. Величины  $\Delta E$  и  $T_0$  из уравнений (5) и (6) взяты непосредственно из экспериментальных данных [4].

Приведенный анализ дает корректные формулы для формы функции и ширины на полувысоте центра окраски поглощения в модели конфигурационных координат. Однако, эффективность применения зависит от использования центральной предельной теоремы и соотношения (2). Оба этих условия требуют большого количества  $N$  взаимодействующих мод. Это справедливо не только в модели, где все моды

взаимодействуют между собой, но и в модели с взаимодействием определенной группы мод, которая возможно реализуется в реальных кристаллах. Даже каждый точечный дефект связан только с одной локальной частотой. Взаимодействие между дефектами будет вызывать зону локальных мод, которая, несомненно, имеет достаточно большое количество мод для нашего приложения. Приведенный анализ формул можно рассматривать как достаточно общий.

В нашем анализе используется обобщенное приближение эффективной частоты, как и в [3]. Эффективную частоту  $\omega_{eff}$  можно определить из формулы (4) следующим образом

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{h}{2\pi} \cdot \omega_{eff} \operatorname{cth} \left( \frac{h}{2\pi} \cdot \frac{\omega_{eff}}{2kT} \right) = \sum_j \frac{1}{2} \cdot \frac{h}{2\pi} \cdot \omega_j \cdot \operatorname{cth} \left( \frac{h}{2\pi} \cdot \frac{\omega_j}{2kT} \right) \cdot \frac{\omega_j^2 \Delta q_j^2}{2\Delta E}$$

и

$$H(T) = H(0) \sqrt{\operatorname{cth} \left( \frac{h}{2\pi} \cdot \frac{\omega_{eff}}{2kT} \right)}$$

$$H(0) = 3,33 \sqrt{\frac{1}{2} \cdot \frac{h}{2\pi} \cdot \omega_{eff} \cdot \Delta E}$$

В случае зоны локальных мод с каждой частотой приблизительно равной  $\omega_0$ , эффективная частота может быть заменена реальной частотой  $\omega_0$ .

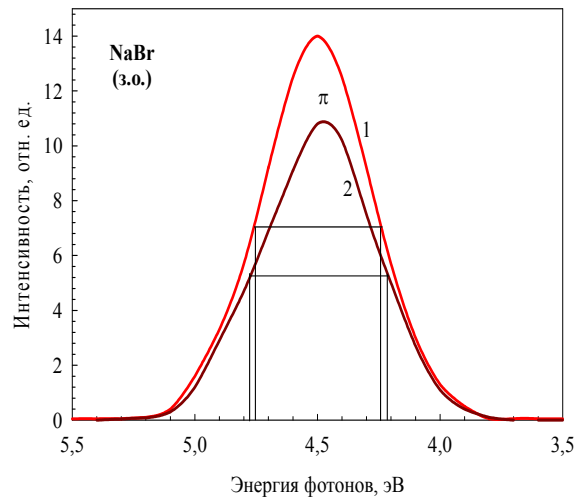
Можно сделать вывод, что диффузионная модель центров окраски при поглощении, по крайней мере, достаточно хорошо объясняет форму кривой поглощения и ширины полосы на половине ее высоты. Она должна быть применима в случае излучения с  $\nu_{ug}$ , но нужно изменить на  $-\nu_{ug}$ .

### Эксперимент

Регистрация спектров рентгенолюминесценции кристаллов при 100 К осуществлялась в автоматическом режиме с помощью монохроматора МСД-2 и ФЭУ-106 в интервале спектра 6,0-1,5 эВ. Спектры рентгенолюминесценции не исправлены, так как положения полос излучения находились на максимуме пропускания монохроматора и фоточувствительности ФЭУ. При выборе источников ионизирующего излучения самым подходящим оказалось тормозное излучение от рентгеновской установкой РУП-120 (3 мА, 120 кВ). Это связано с тем, что жесткая рентгеновская радиация в отличие от характеристической, во-первых, проникает по всей толщине кристалла, и, во-вторых, не создает структурных дефектов, ухудшающие оптическую прозрачность кристалла в интервале спектра 2-6 эВ, т.е. исключается реабсорбция спектров излучения радиационными дефектами. Конструкция криостата позволяла экспериментально определить и задать нужную степень деформации кристалла.

На рисунке 1 в качестве примера приведены кривые спектра рентгенолюминесценции зонного (з.о.) кристалла NaBr при различных температурах после воздействия упругой

деформации. Полушириной линии называется ширина ее контура при ординате, равной половине максимального значения. Следует отметить, что расширение полосы под действием температуры происходит главным образом в сторону длинных волн. Из рисунка видно, что значение полуширины увеличивается с ростом температуры. Полуширина полосы излучения характеризует степень взаимодействия дефектов с решеткой кристалла. Очевидно, что чем уже полоса излучения АЛЭ, тем меньше электронные возбуждения взаимодействуют с решеткой кристалла[11].



**Рисунок 1** – Спектр рентгенолюминесценции деформированного до 2% кристалла NaBr при различных температурах (1 – 100 К, 2 – 130 К)

После воздействия на кристалл низкотемпературной деформации полосы излучения становятся более резкими. При этом уменьшается и полуширина полосы излучения. При температуре 100 К значение полуширины полосы излучения  $\pi$ -люминесценции кристалла NaBr после деформации становится 0,52 эВ (кривая 1 рисунок 1), в то время как в кристалле не подвергнутому деформации значение полуширины при данной температуре было равно 0,55 эВ. Значение полуширины рассматриваемой полосы после деформации при температуре 130 К достигает величины 0,556 эВ (кривая 2 рисунок 1).

### Дискуссия

Известно, что спектральные характеристики АЛЭ в ЩГК хорошо описываются в одноосцилляторном гармоническом приближении. Поэтому естественным является стремление объяснить в рамках этого приближения вызываемые упругой деформацией изменения спектральных характеристик и использовать их в свою очередь для получения дополнительной информации о параметрах потенциальных кривых АЛЭ в ЩГК.

В гармоническом приближении зависимость ширины оптической полосы от температуры описывается формулой [12]:

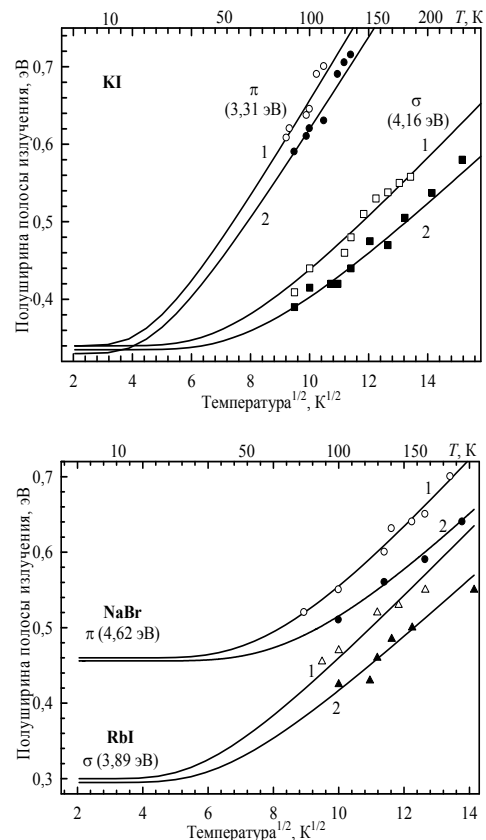
$$H(T) = H(0) \text{cth}^{1/2}(\hbar\omega/2kT),$$

где  $H(T)$  – значение ширины полосы излучения на ее полувысоте при температуре  $T$ ;  $H(0)$  – полуширина полосы излучения при предельно низких температурах;  $\omega$  – частота активных колебаний АЛЭ. В пределах высоких температур ( $\hbar\omega \ll kT$ ) полуширины растут пропорционально  $\sqrt{T}$ , а при низких температурах ( $\hbar\omega \gg kT$ ) постоянны.

Каждому электронному состоянию центра сопоставляется гармонический осциллятор со своей частотой и своей равновесной координатой. Адиабатические потенциалы в этом приближении представляют собой параболы, имеющие для различных электронных состояний разные положения минимума. В работе [12] вычислены значения частот активных колебаний экситонов для  $\pi$ (3,31 эВ)- и  $\sigma$ (4,16 эВ)-свечений кристалла KI до воздействия гидростатического сжатия. Причем, как было отмечено авторами, значение частоты  $\pi$ -люминесценции значительно меньше частоты для  $\sigma$ -люминесценции.

Нами были получены значения частоты активных колебаний АЛЭ  $\omega_0^\pi = 7,19 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ ,  $\omega_0^\sigma = 1,82 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$   $\pi$ - и  $\sigma$ -люминесценции кристалла KI. Далее нами была исследована аналогичная зависимость после воздействия низкотемпературной одноосной деформации. Такая зависимость ранее не исследовалась. Были найдены следующие значения частот активных колебаний АЛЭ  $\omega^\pi = 7,63 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$  и  $\omega^\sigma = 2,23 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$  для  $\pi$ - и  $\sigma$ -полос излучения, соответственно (рису-

нок 2) [13]. Изменения частот свидетельствует об изменении вида адиабатической потенциальной кривой возбужденного состояния. На рисунке 2 сплошной линией представлена функция  $H(0) \text{cth}^{1/2}(\hbar\omega/2kT)$ . Порядок хорошо соответствует экспериментальным точкам. По аналогичной методике были вычислены значения частот активных колебаний АЛЭ до и после низкотемпературной упругой деформации в кристаллах RbI, CsI, KBr, CsBr, NaBr и NaCl (рисунок 2, таблица).



**Рисунок 2** – Температурные зависимости полуширины полос излучения кристаллов KI, NaBr и RbI до (1) и после низкотемпературной деформации (2)

Знание частот активных колебаний АЛЭ, актуальных в экситон-фононном взаимодействии, и величин стоковых потерь позволяет оценить параметр Хуанга-Риса. Названный параметр с одной стороны характеризует экситон-фононное взаимодействие, так как показывает количество фононов, рождающихся при одном излучательном электронно-колебательном переходе, с другой стороны характеризует степень локализации волновой функции.

**Таблица** – Спектральные характеристики кристалла ШГК [1, 2, 14]. Положения максимума полосы излучения АЛЭ, значение полуширины полосы излучения ( $H$ ) при 100 К, частота активных колебаний АЛЭ ( $\omega$ ), параметр Хуанга-Риса ( $S$ ). Столбик 1 – до деформации; 2 – после упругой одноосной деформации при 100 К

Кристалл	Максимум-полосы излучения АЛЭ (эВ)	Полуширина, эВ (при 100 К)		Частота активных колебаний АЛЭ, $c^{-1}$		Величина стоксовых потерь, эВ	Параметр Хуанга-Риса	
		1	2	1	2		1	2
KI	3,31	0,63	0,60	$7,19 \cdot 10^{12}$	$7,63 \cdot 10^{12}$	2,56	540	509
	4,16	0,44	0,42	$1,82 \cdot 10^{13}$	$2,23 \cdot 10^{13}$	1,69	141	115
RbI	3,89	0,47	0,44	$1,19 \cdot 10^{13}$	$1,44 \cdot 10^{13}$	1,83	233	193
CsI	3,67	0,59	0,55	$9,01 \cdot 10^{12}$	$1,05 \cdot 10^{13}$	2,14	360	308
KBr	4,42	0,57	0,55	$1,89 \cdot 10^{13}$	$1,93 \cdot 10^{13}$	2,31	185	181
CsBr	3,55	0,63	0,60	$7,87 \cdot 10^{12}$	$8,83 \cdot 10^{12}$	3,33	413	368
NaBr	4,62	0,55	0,52	$2,20 \cdot 10^{13}$	$2,76 \cdot 10^{13}$	2,06	142	113
NaCl	3,35	0,94	0,87	$1,103 \cdot 10^{13}$	$1,15 \cdot 10^{13}$	4,62	294	282

Экспериментально установлено увеличение значения частоты активных колебаний АЛЭ в упругодеформированных кристаллах KI (для  $\pi$ :  $\Delta\omega = 0,44 \cdot 10^{12} c^{-1}$ ; для  $\sigma$ :  $\Delta\omega = 0,41 \cdot 10^{13} c^{-1}$ ), RbI (для  $\sigma$ :  $\Delta\omega = 0,25 \cdot 10^{13} c^{-1}$ ), NaBr (для  $\pi$ ,  $\sigma$ :  $\Delta\omega = 0,56 \cdot 10^{13} c^{-1}$ ), KBr (для  $\sigma$ :  $\Delta\omega = 0,04 \cdot 10^{13} c^{-1}$ ), NaCl (для  $\pi$ :  $\Delta\omega = 0,047 \cdot 10^{13} c^{-1}$ ), CsBr (для  $\pi$ :  $\Delta\omega = 0,96 \cdot 10^{12} c^{-1}$ ), CsI (для  $\pi$ :  $\Delta\omega = 0,149 \cdot 10^{13} c^{-1}$ ).

Уменьшение величины параметра Хуанга-Риса при упругой одноосной деформации зарегистрировано для кристаллов KI (для  $\pi$ :  $\Delta S = 31$ ; для  $\sigma$ :  $\Delta S = 26$ ), RbI (для  $\sigma$ :  $\Delta S = 40$ ), NaBr (для  $\pi$ ,  $\sigma$ :  $\Delta S = 29$ ), KBr (для  $\sigma$ :  $\Delta S = 4$ ), NaCl (для  $\pi$ :  $\Delta S = 12$ ), CsBr (для  $\pi$ :  $\Delta S = 45$ ), CsI (для  $\pi$ :  $\Delta S = 52$ ).

### Закключение

Полученные результаты согласуются с тем, что низкотемпературная одноосная деформация

оказывает существенное влияние на формирование люминесценции АЛЭ. Если бы наличие деформации не оказывало бы влияния на строение АЛЭ, различия в динамических характеристиках образцов были бы менее существенными. Кроме того, не претерпели бы существенные качественные изменения сами оптические спектры.

Таким образом, понижение симметрии ШГК при низкотемпературной одноосной деформации приводит к увеличению частоты активных колебаний экситонов, которое свидетельствует об ослаблении экситон-фононного взаимодействия приводящее к увеличению вероятности излучательной аннигиляции экситонов, что и подтверждается экспериментальными данными.

*Работа выполнена при поддержке грантов финансируемых МОН РК №4903/ГФ4, №4904/ГФ4.*

### Литература

- 1 Лущик Ч.Б., Лущик А.Ч. Распад электронных возбуждений с образованием дефектов в твердых телах. – М.: Наука, 1989. – 264 с.
- 2 Song K.S., Williams R.T. Self-trapped excitons. – Berlin: Springer Verlag, 1993. – 404 p.
- 3 Shie J.S. The absorption band shape of color centers with many-mode interaction // Chinese journal of physics. – 1977. – Vol. 15, №1. – P. 23-28.
- 4 Russell G.A., Klick C.C. Configuration coordinate curves for F-centers in alkali halide crystals // Physical Review. – 1956. – Vol. 101. – P. 1473-1478.
- 5 Babin V., Elango A., Kalder K., Maaroo A., Shunkeev K., Vasilchenko E., Zazubovich S. Luminescent defects created in alkali iodides by unelastic uniaxial deformation at 4.2K // J. Luminescence. – 1999. – Vol. 81. – P. 71-77.
- 6 Wakita S. Luminescence of KBr-KI solid solution under X-ray irradiation at liquid helium temperature // J. Phys. Soc. – 1971. – Vol. 31. – P. 1505-1512.
- 7 Осмоналиев К., Арапов Б. Люминесценция электронных возбуждений и их распад с образованием дефектов в ионных кристаллах. – Бишкек, 1999. – 182 с.
- 8 Pooley D., Runciman W.A. Recombination luminescence in alkali halides // J. Phys. C: Solid State Phys. – 1970. – Vol.3, № 8. – P. 1815-1824.

- 9 Kabler M.N. Low-temperature recombination luminescence in alkali halide crystals // *Phys. Rev., A.* – 1964. – Vol. 136. – P. 1296-1302.
- 10 Шункеев К., Эланго А., Сармуханов Е., Бекешев А., Тулепбергенов С., Сагимбаева Ш., Бармина А., Мясникова Л., Шункеев С. Специфика релаксации автолокализованных экситонов в щелочногалогидных кристаллах при одноосной деформации // *Вестник КазНУ, Серия физическая.* – 2004. – №2 (17). – С. 48-64.
- 11 Мясникова Л.Н., Шункеев К.Ш. Влияние упругой деформации на полуширину полосы излучения автолокализованных экситонов в щелочногалогидных кристаллах // *Вестник КазНУ.* – 2016. – №1 (133). – С. 424-429.
- 12 Nishimura H., Tsujimoto T., Nakayama M., Horiguchi T., Kobayashi M. Effects of hydrostatic pressure on the self-trapped exciton luminescence in KI // *Journal of the Physical Society of Japan.* – 1994. – Vol. 63, №7. – P. 2818-2824.
- 13 Мясникова Л., Сагимбаева Ш., Шункеев К. Экситон-фононное взаимодействие в кристалле KI при низкотемпературной одноосной деформации // *Вестник КазНУ, Серия физическая.* – 2009. – №3(30). – С. 36-42.
- 14 Nishimura H., Tsujimoto T., Nakayama M., Horiguchi T., Kobayashi M. Effects of hydrostatic pressure on the self-trapped exciton luminescence in KI // *J. Phys. Soc. Japan.* – 1994. – Vol. 63, №7. – P. 2818-2824.

#### References

- 1 Ch.B. Lushchik, A.Ch. Lushchik *Raspad elektronnykh возбуждений s obrazovaniyem defektov v tverdykh elakh.* – М.: Наука, 1989. –264 s. (in russ.).
- 2 K.S. Song, R.T. Williams *Self-trapped excitons.* – Berlin: Springer Verlag, 1993, 404 p.
- 3 J.S. Shie, *Chinese journal of physics*, 15(1), 23-28, (1977).
- 4 G.A. Russell, C.C. Klick, *Physical Review*, 101, 1473-1478, (1956).
- 5 V. Babin, A. Elango, K. Kalder, A. Maaroo, K. Shunkeev, E. Vasilchenko, S. Zazubovich, *J. Luminescence*, 81, 71–77, (1999).
- 6 S. Wakita, *J. Phys. Soc.*, 31, 1505–1512, (1971).
- 7 К. Осмоналиев, В. Арапов *Lyuminesstsiya elektronnykh возбуждений i ikh raspad s obrazovaniyem defektov v ionnykh kristallakh.* Bishkek, 1999, 182 s. (in russ.).
- 8 D. Pooley, W.A. Runciman, *J. Phys. C: Solid State Phys.*, 3(8), 1815-1824, (1970).
- 9 M.N. Kabler, *Phys. Rev. A.*,136, 1296-1302, (1964).
- 10 K. Shunkeyev, A. Elango, Ye. Sarmukhanov, A. Bekeshev, S. Tulepbergenov, Sh. Sagimbayeva, A. Barmina, L. Myasnikova, S. Shunkeyev, *Vestnik KazNU, Seriya fizicheskaya,* – 2(17), 48-64, (2004) (in russ.).
- 11 L.N. Myasnikova, K.Sh. Shunkeyev, *Vestnik KazNITU*, 1(133), 424-429, (2016) (in russ.).
- 12 H. Nishimura, T. Tsujimoto, M. Nakayama, T. Horiguchi, M. Kobayashi, *Journal of the Physical Society of Japan*, 63(7), 2818-2824, (1994).
- 13 L. Myasnikova, Sh. Dyusembayeva, K. Shunkeyev, *Vestnik KazNU, Seriya fizicheskaya*, 3(30), 36-42, (2009) (in russ.).
- 14 H. Nishimura, T. Tsujimoto, M. Nakayama, T. Horiguchi, M. Kobayashi, *J. Phys. Soc. Japan*, 63(7), 2818-2824, (1994).