

## Спектр поглощения тонких пленок $\text{KPb}_2\text{Cl}_5$

О.Н. Юнакова<sup>1</sup>, В.К. Милославский<sup>1</sup>, Е.Н. Коваленко<sup>2</sup>, В.В. Коваленко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Харьковский национальный университет, пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61022, Украина

E-mail: Vladimir.K.Miloslavsky@univer.kharkov.ua  
yunakova@inbox.ru

<sup>2</sup>Харьковский национальный университет радиозлектроники, пр. Ленина, 14, г. Харьков, 61166, Украина

E-mail: kovalenko.elena@bk.ru

Статья поступила в редакцию 20 февраля 2015 г., после переработки 25 марта 2015 г., опубликована онлайн 23 июня 2015 г.

Исследован спектр поглощения тонких пленок  $\text{KPb}_2\text{Cl}_5$  в области спектра 2–6 эВ и температурном интервале 90–520 К. Установлено, что низкочастотные экситонные состояния локализованы в подрешетке соединения, содержащей ионы  $\text{Pb}^{2+}$ , относятся к экситонам промежуточной связи и носят двумерный характер.

Досліджено спектр поглинання тонких плівок  $\text{KPb}_2\text{Cl}_5$  в області спектру 2–6 еВ і температурному інтервалі 90–520 К. Установлено, що низькочастотні екситонні стани локалізовані в підґратці сполуки, яка містить іони  $\text{Pb}^{2+}$ , відносяться до екситонів проміжного зв'язку та мають двовимірний характер.

PACS: **78.20.-e** Оптические свойства массивных материалов и тонких пленок;

**78.40.-q** Спектры поглощения и отражения: видимые и ультрафиолетовые.

Ключевые слова: тонкие пленки, спектры поглощения, экситоны.

Кристаллы  $\text{KPb}_2\text{Cl}_5$  кристаллизуются в моноклинную структуру типа  $\text{NH}_4\text{Pb}_2\text{Cl}_5$  (пространственная группа  $P2_1/c$ ) с параметрами решетки  $a = 8,854 \text{ \AA}$ ,  $b = 7,927 \text{ \AA}$ ,  $c = 12,485 \text{ \AA}$ ,  $\gamma = 90,05^\circ$ ,  $z = 4$  [1,2]. Интерес к исследованию кристаллов  $\text{KPb}_2\text{Cl}_5$  вызван возможностью использования их в качестве матрицы для легирования редкоземельными ионами при создании активных лазерных сред. Большинство работ посвящены исследованию спектров возбуждения люминесценции, фотолюминесценции кристаллов  $\text{KPb}_2\text{Cl}_5$ , легированных редкоземельными ионами [3–7]. В то же время спектр самого соединения изучен недостаточно.

Спектр отражения монокристаллов  $\text{KPb}_2\text{Cl}_5$  исследовался в работах [6–8], спектр поглощения измерялся только в области края собственной полосы поглощения. Тонкие пленки позволяют измерить спектр поглощения в широком спектральном интервале. Исследование спектра поглощения  $\text{KPb}_2\text{Cl}_5$  представляет интерес для изучения экситонных возбуждений в многокомпонентном соединении.

В настоящей работе исследуется спектр поглощения тонких пленок  $\text{KPb}_2\text{Cl}_5$  в спектральном интервале 2–6 эВ и интервале температур 90–520 К.

### Эксперимент

Тонкие пленки  $\text{KPb}_2\text{Cl}_5$  приготавливали путем испарения расплава смеси чистых порошков  $\text{KCl}$  и  $\text{PbCl}_2$  стехиометрического молярного состава на нагретые до 383 К кварцевые подложки с последующим их отжигом в течение двух часов при той же температуре. Такой метод применялся ранее для получения тонких пленок  $\text{CsPbCl}_3$ ,  $\text{MPbI}_3$  и  $\text{M}_4\text{PbI}_6$  ( $M = \text{Cs}, \text{Rb}$ ) [9–11] и основан на том, что температура плавления тройных соединений, как правило, существенно ниже температур плавления исходных бинарных соединений. Температура плавления  $\text{KPb}_2\text{Cl}_5$   $T_{\text{melt}} = 410 \text{ }^\circ\text{C}$  [12] заметно ниже температур плавления исходных компонентов ( $T_{\text{melt}} = 501 \text{ }^\circ\text{C}$  для  $\text{PbCl}_2$  и  $T_{\text{melt}} = 770 \text{ }^\circ\text{C}$  для  $\text{KCl}$  [13]).

Фазовый состав пленок контролировался по спектрам поглощения, измеренным при  $T = 90 \text{ K}$ . Такой контроль возможен благодаря различию спектрального положения длинноволновых экситонных полос в  $\text{KPb}_2\text{Cl}_5$  (4,465 эВ),  $\text{PbCl}_2$  (4,66 эВ) и  $\text{KCl}$  (7,76 эВ).

Для измерения спектров поглощения использовались пленки толщиной 100–120 нм, для определения дисперсии показателя преломления — толщиной 350–400 нм. Спектры поглощения измерялись в спектральном интервале 2–6 эВ при  $T = 90$  и 290 К на спектрофотомет-

ре СФ-46. В более узком спектральном интервале 3,5–4,9 эВ, в области длинноволновой экситонной полосы, спектр поглощения измерялся в широком температурном интервале 90–520 К.

Дисперсия показателя преломления  $n(\lambda)$  в тонких пленках  $\text{KPrb}_2\text{Cl}_5$  в области прозрачности определялась интерференционным методом [14].

Параметры длинноволновых полос  $A_1$  и  $A_2$  (положение  $E_m$ , полуширина  $\Gamma$  и  $\varepsilon_{2m} = \varepsilon_2(E_m)$  — значение мнимой части диэлектрической проницаемости в максимуме полосы) определялись по методике [15], путем аппроксимации полос двухосцилляторным симметричным контуром, представляющим собой линейную комбинацию лоренцева и гауссова контуров. Параметры экситонных полос ( $E_m$ ,  $\Gamma$  и  $\varepsilon_{2m}$ ) подбирались такими, чтобы на длинноволновом склоне полосы расчетный и экспериментальный контуры согласовывались наилучшим образом.

### Спектр поглощения тонких пленок $\text{KPrb}_2\text{Cl}_5$

В спектре поглощения тонкой пленки  $\text{KPrb}_2\text{Cl}_5$  ( $T = 90$  К) наблюдаются длинноволновые полосы  $A_1$  при 4,465 эВ и  $A_2$  при 4,63 эВ и более коротковолновая полоса  $C$  при 5,76 эВ (рис. 1). С ростом температуры полосы  $A$  и  $C$  сдвигаются в длинноволновую область спектра, уширяются и ослабляются за счет экситон-фононного взаимодействия, что свидетельствует об их экситонном происхождении.

После отделения полос  $A_1$  и  $A_2$  симметричным двухосцилляторным контуром по точке перегиба края собственной полосы поглощения было определено значение ширины запрещенной зоны для полосы  $A_2$   $E_{g2} = 4,843$  эВ и энергия связи экситона  $R_{\text{ex}} = E_{g2} - E_{A2} = 0,215$  эВ. Считая энергии связи экситонов  $A_1$  и  $A_2$  равными, опре-

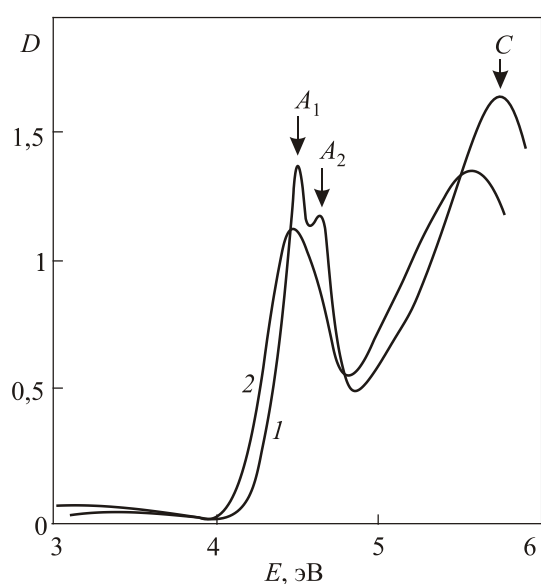


Рис. 1. Спектр поглощения тонкой пленки  $\text{KPrb}_2\text{Cl}_5$  ( $t = 75$  нм) при  $T = 290$  (1) и 90 (2) К.

делили ширину запрещенной зоны в  $\text{KPrb}_2\text{Cl}_5$   $E_g = E_{A1} + R_{\text{ex}} = 4,68$  эВ. Полученное значение  $E_g$  близкое к значению  $E_g = 4,79$  эВ в монокристаллах  $\text{KPrb}_2\text{Cl}_5$  [6–8].

Дисперсия показателя преломления  $n(\lambda)$  в тонких пленках  $\text{KPrb}_2\text{Cl}_5$  (рис. 2) в области прозрачности хорошо описывается одноосцилляторной моделью Вемпла [16]:

$$\varepsilon_1 = n^2 = 1 + \frac{E_d E_0}{E_0^2 - E^2}, \quad (1)$$

где  $E = \hbar\omega$ ,  $E_0$  и  $E_d$  — параметры одноосцилляторной модели;  $E_0$  определяет спектральное положение эффективного осциллятора, связанного с межзонными оптическими переходами,  $E_0 > E_g$ ;  $E_d$  — дисперсионная энергия, характеризующая силу межзонных переходов.

В координатах  $(n^2 - 1)^{-1}$  от  $E^2$  зависимость (1) линейна. Обработка экспериментальных данных  $n(\lambda)$  в координатах  $(n^2 - 1)^{-1}$  от  $E^2$  методом наименьших квадратов позволила определить по наклону прямой значение  $(E_0 E_d)^{-1} = 7,414 \cdot 10^{-3}$  и пересечению с осью ординат значение  $E_0/E_d = 0,317$  и соответственно  $E_0 = 6,54$  эВ и  $E_d = 20,63$  эВ. Расчетная зависимость  $n(\lambda)$  по формуле (1) (рис. 2, сплошная кривая) с приведенными выше значениями  $E_0$  и  $E_d$  дает хорошее согласие с экспериментальной зависимостью  $n(\lambda)$  (рис. 2, точки). Аппроксимация зависимости  $n(\lambda)$  к низкоэнергетическому пределу дает значение оптической диэлектрической постоянной  $\varepsilon_\infty = 1 + E_d/E_0 = 4,154$ . Используя полученное значение  $\varepsilon_\infty$ , оценим радиус экситона:

$$a_{\text{ex}} = a_B \frac{R}{R_{\text{ex}} \varepsilon_{\text{eff}}}, \quad (2)$$

где  $a_B = 0,529 \cdot 10^{-8}$  см — боровский радиус,  $R = 13,6$  эВ — постоянная Ридберга,  $\varepsilon_{\text{eff}}$  — эффективная диэлектрическая проницаемость,  $\varepsilon_\infty < \varepsilon_{\text{eff}} < \varepsilon_0$ ,  $\varepsilon_0$  — статическая диэлектрическая проницаемость,  $R_{\text{ex}} = 0,215$  эВ — определенное выше значение энергии

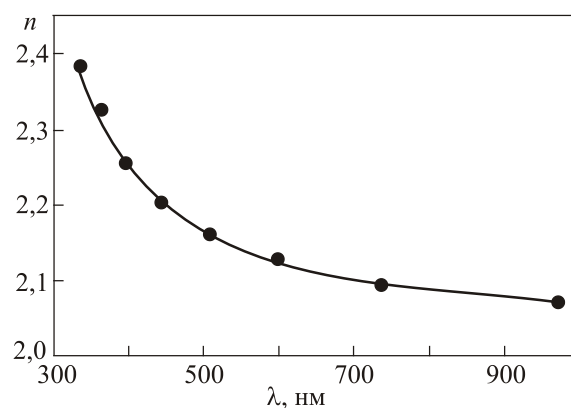


Рис. 2. Спектральная зависимость показателя преломления  $n(\lambda)$  тонких пленок  $\text{KPrb}_2\text{Cl}_5$ : точки — эксперимент, сплошная кривая — расчет по формуле (1).

связи экситона в  $\text{KPb}_2\text{Cl}_5$ . Поскольку в области низкочастотной экситонной полосы основной вклад в  $\epsilon_{\text{eff}}$  определяется значением  $\epsilon_{\infty}$ , для оценки  $a_{\text{ex}}$  воспользовались нижним пределом  $\epsilon_{\text{eff}}$ . Полученное значение  $a_{\text{ex}} = 8,055 \text{ \AA}$  указывает на экситоны промежуточной связи в  $\text{KPb}_2\text{Cl}_5$ .

Спектр поглощения тонких пленок  $\text{KPb}_2\text{Cl}_5$  в измеренном спектральном интервале по структуре спектра и положению экситонных полос близок к спектру  $\text{PbCl}_2$  (рис. 1), что обусловлено, по-видимому, близостью их кристаллических решеток [1,2]. В  $\text{KPb}_2\text{Cl}_5$ , как и в  $\text{PbCl}_2$ , каждый ион  $\text{Pb}^{2+}$  окружен девятью ионами  $\text{Cl}^-$  [1,2,17]. Но в отличие от  $\text{PbCl}_2$ , в  $\text{KPb}_2\text{Cl}_5$  девятый ион  $\text{Cl}^-$  является общим для двух соседних ионов  $\text{Pb}^{2+}$  [17], т.е. координационное число равно 8,5, в  $\text{PbCl}_2$  — 9. Это, по-видимому, и обуславливает меньшую ионность  $\text{KPb}_2\text{Cl}_5$  и соответственно чуть более длинноволновый край поглощения по сравнению с  $\text{PbCl}_2$ .

В спектре поглощения тонкой пленки  $\text{PbCl}_2$  (90 К) длинноволновая полоса расположена при 4,66 эВ [18–21]. Согласно [18], с понижением температуры до 5 К длинноволновая экситонная полоса в  $\text{PbCl}_2$  расщепляется за счет внутрикристаллического поля, величина расщепления 0,044 эВ. Экситоны в  $\text{PbCl}_2$  носят катионный характер. Верх валентной зоны  $\text{PbCl}_2$  формируется орбиталями  $6s \text{ Pb}^{2+}$  и  $3p \text{ Cl}^-$ , дно зоны проводимости — орбиталями  $6p \text{ Pb}^{2+}$  [19,20]. В модели катионного экситона длинноволновая экситонная полоса в  $\text{PbCl}_2$  генетически связана с переходом  $6s \rightarrow 6p$  в ионе свинца [19,20].

Следует отметить, что катионный характер экситонных состояний характерен для соединений свинца, как бинарных [19,20], так и тройных [6–11]. По-видимому, в  $\text{KPb}_2\text{Cl}_5$ , как и в  $\text{PbCl}_2$ , экситоны носят катионный характер, на что указывает близость их спектров, а также близкое положение длинноволновых экситонных полос к примесной полосе  $\text{Pb}^{2+}$  в  $\text{KCl}$  [22]. Экситоны в этом случае локализованы в подрешетке соединения, содержащей ионы свинца. В отличие от  $\text{PbCl}_2$ , в  $\text{KPb}_2\text{Cl}_5$  уже при  $T = 90 \text{ К}$  наблюдаются две длинноволновые экситонные полосы  $A_1$  и  $A_2$ , спектральный интервал между которыми  $\Delta E = 0,165 \text{ эВ}$ . Аналогичные длинноволновые полосы наблюдаются в спектрах отражения монокристаллов  $\text{KPb}_2\text{Cl}_5$  [6–8].

Как отмечалось выше, кристаллические решетки  $\text{KPb}_2\text{Cl}_5$  и  $\text{PbCl}_2$  близки. Структура  $\text{KPb}_2\text{Cl}_5$  в послойном изображении представлена на рис. 3 (структура построена по координатам атомов) [17]. В  $\text{KPb}_2\text{Cl}_5$  ионы калия находятся в одном слое в середине элементарной ячейки, а между этими слоями перпендикулярно оси  $x$  расположены три слоя атомов, содержащих свинец. Причем слои, содержащие свинец, с  $x = 1/4$  и  $3/4$  подобны, а слой с  $x = 1; 0$  существенно отличается от них по структуре и подобен слою с  $x = 1/2$ , содержащему ионы калия. Как будет показано ниже, экситоны в  $\text{KPb}_2\text{Cl}_5$  носят двумерный характер, т.е. перенос энер-

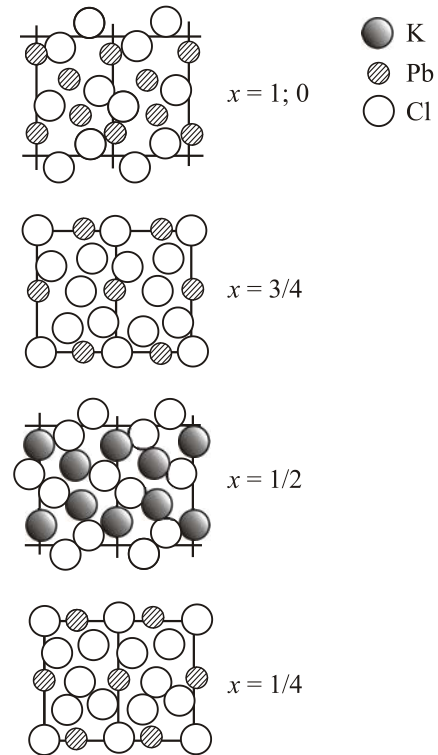


Рис. 3. Структура  $\text{KPb}_2\text{Cl}_5$  в послойном изображении [17]. В каждом слое представлено по две элементарных ячейки.

гии экситонов происходит в плоскости. В модели катионного экситона наблюдаемые в спектре  $\text{KPb}_2\text{Cl}_5$  экситонные полосы соответствуют возбуждению экситонов в подрешетке, содержащей ионы  $\text{Pb}^{2+}$ . Учитывая двумерность экситонов, локализованы они в слоях соединения с  $x = 1/4, 3/4$  и  $x = 1; 0$ . Различие в строении слоев с  $x = 1/4, 3/4$  и  $x = 1; 0$ , по-видимому, и определяет наличие двух длинноволновых экситонных полос  $A_1$  и  $A_2$  в  $\text{KPb}_2\text{Cl}_5$ .

Более коротковолновая полоса  $C$  в  $\text{KPb}_2\text{Cl}_5$  по спектральному положению близка ко второй экситонной полосе в  $\text{PbCl}_2$  (5,73 эВ) [21].

### Температурная зависимость параметров длинноволновых экситонных полос в $\text{KPb}_2\text{Cl}_5$

Спектры поглощения тонких пленок  $\text{KPb}_2\text{Cl}_5$  в области длинноволновых экситонных полос (3,5–4,9 эВ) измерялись в интервале температур 90–520 К.

С ростом температуры полосы  $A_1$  и  $A_2$  линейно смещаются в длинноволновую область спектра с  $dE_{m1}/dT = -(2,16 \pm 0,04) \cdot 10^{-4} \text{ эВ/К}$  и  $dE_{m2}/dT = -(2,09 \pm 0,04) \cdot 10^{-4} \text{ эВ/К}$  соответственно (рис. 4(a)). По порядку величины такой сдвиг характерен для ионных кристаллов, к которым относится исследуемое соединение.

В ионных кристаллах преобладает взаимодействие экситонов с продольными оптическими (LO) фононами, и наибольшие температурные изменения параметров экситонных полос происходят при  $\hbar\omega_{LO} \leq kT$ .

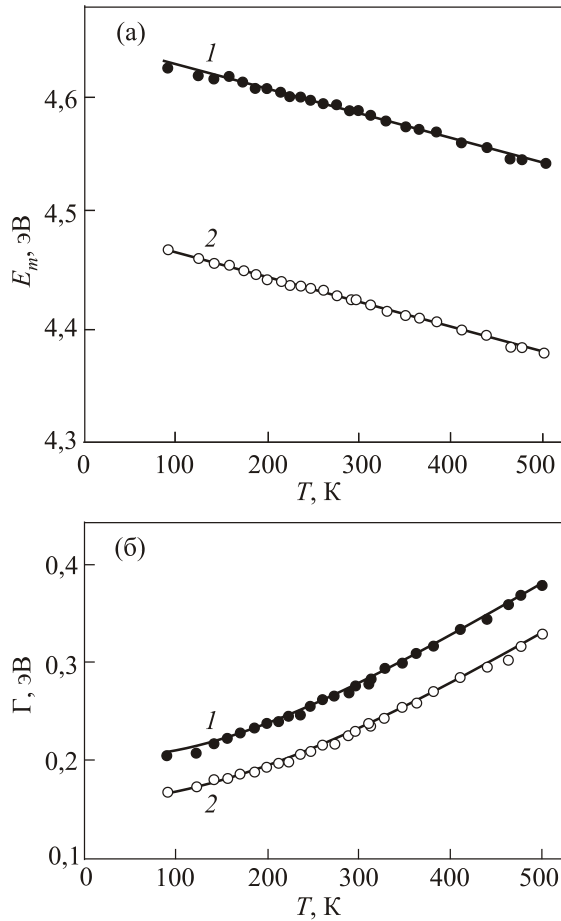


Рис. 4. Температурная зависимость спектрального положения  $E_m(T)$  (а) и полуширины  $\Gamma(T)$  (б) длинноволновых экситонных полос  $A_1$  (2) и  $A_2$  (1) в тонкой пленке  $\text{KPb}_2\text{Cl}_5$ . На рис. 4(б): точки — эксперимент, сплошные линии — расчет по формулам (4), (5).

С ростом температуры полуширина полос  $A_1$  и  $A_2$  растет нелинейно (рис. 4(б)). Уширение экситонной полосы за счет экситон-фононного взаимодействия  $\Gamma(T)$  для экситонов различной размерности  $d$  ( $d = 1, 2, 3$ ) по теории [23] определяется как

$$\Gamma(T) \approx \left[ \frac{\pi D^2}{\gamma(d/2)(2\pi B)^{d/2}} \right]^{\frac{2}{4-d}}, \quad (3)$$

где  $\gamma(d/2)$  — гамма-функция, зависящая от  $d$ ;  $B$  — ширина экситонной зоны;

$$D^2 = 0,5 C^2 \hbar \omega_{LO} \text{cth}(\hbar \omega_{LO} / 2kT),$$

$\hbar \omega_{LO} = 24,8$  мэВ — энергия LO-фононов в  $\text{KPb}_2\text{Cl}_5$  [2],  $C^2/2$  — энергия релаксации решетки при возбуждении экситона. Необходимо также учесть вклад остаточного уширения  $\Gamma(0)$  за счет дефектов решетки в общую полуширину экситонной полосы  $\Gamma$ . Форма экситонных полос  $A_1$  и  $A_2$  при низких температурах

близка к гауссовой, а при высоких — полностью гауссова. В случае гауссова контура экситонной полосы общую полуширину  $\Gamma$  можно представить как

$$\Gamma = \left[ \Gamma^2(0) + \Gamma^2(T) \right]^{1/2}, \quad (4)$$

где  $\Gamma(T)$  подчиняется формуле (3) с неизвестным множителем  $Q$ , не зависящим от  $T$ . Обработка экспериментальных зависимостей  $\Gamma_1(T)$  и  $\Gamma_2(T)$  с помощью формулы (3) для разных  $d$  дает наилучшее согласие расчета с экспериментом при  $d = 2$ . В этом случае

$$\Gamma(T) = Q \text{cth}(\hbar \omega_{LO} / 2kT) \quad (5)$$

и зависимости  $\Gamma_1(T)$  и  $\Gamma_2(T)$  в координатах  $\Gamma^2$  от  $\text{cth}^2(\hbar \omega_{LO} / 2kT)$  линейные. Обработка этих зависимостей методом наименьших квадратов дает значения  $\Gamma_1(0) = (0,14 \pm 0,0015)$  эВ,  $\Gamma_2(0) = (0,18 \pm 0,0015)$  эВ и  $Q_1 = (0,083 \pm 0,005) \cdot 10^{-2}$  эВ,  $Q_2 = (0,094 \pm 0,005) \cdot 10^{-2}$  эВ. Расчетные температурные зависимости  $\Gamma_1(T)$  и  $\Gamma_2(T)$  по формулам (4), (5) с найденными значениями  $\Gamma_{1,2}(0)$  и  $Q_{1,2}$  хорошо согласуются с экспериментальными (рис. 4(б)). Из анализа температурных зависимостей  $\Gamma_1(T)$  и  $\Gamma_2(T)$  следует двумерный характер экситонов в  $\text{KPb}_2\text{Cl}_5$ , что согласуется со слоистым строением кристаллической решетки соединения.

### Заключение

Исследован спектр поглощения тонких пленок  $\text{KPb}_2\text{Cl}_5$  в области спектра 2–6 эВ и температурном интервале 90–520 К.

Спектр поглощения тонких пленок  $\text{KPb}_2\text{Cl}_5$  близок к спектру  $\text{PbCl}_2$ , что обусловлено подобием кристаллических структур соединений. Экситоны в  $\text{KPb}_2\text{Cl}_5$ , как и в  $\text{PbCl}_2$ , носят катионный характер и относятся к экситонам промежуточной связи. Наблюдаемые в спектре  $\text{KPb}_2\text{Cl}_5$  полосы  $A_1$ ,  $A_2$  и  $C$  соответствуют экситонам, локализованным в подрешетке соединения, содержащей ионы  $\text{Pb}^{2+}$ .

Из анализа температурной зависимости  $\Gamma(T)$  установлен 2D характер экситонов в  $\text{KPb}_2\text{Cl}_5$ .

1. Н.Р. Beck, G. Clieque, and H. Nau, *Z. Anorg. Allg. Chem.* **536**, 35 (1986).
2. К.С. Александров, А.Н. Втюрин, А.П. Елисеев, Н.Г. Замкова, Л.И. Исаенко, С.Н. Крылова, В.М. Пашков, П.П. Турчин, А.П. Шебанин, *ФТТ* **47**, 512 (2005).
3. А. Tkachuk, S. Ivanova, L. Isaenko, A. Yelissejev, S. Paune, R. Solarz, R. Page, and S. Paune, *Acta Phys. Polon. A* **95**, 381 (1999).
4. А.М. Ткачук, С.Э. Иванова, Л.И. Исаенко, А.П. Елисеев, М.Ф. Joubert, Y. Guyot, S. Payne, *Оптика и спектроскопия* **95**, 416 (2003).
5. P.A. Tanner, G. Jia, B.-M. Cheng, and M.G. Brik, *Phys. Status Solidi B* **249**, 581 (2012).

6. В.А. Пустоваров, И.Н. Огородников, Н.С. Бастрикова, А.А. Смирнов, Л.И. Исаенко, А.П. Елисеев, *Оптика и спектроскопия* **101**, 247 (2006).
7. В.А. Пустоваров, И.Н. Огородников, Н.С. Кузьмина, А.А. Смирнов, А.П. Елисеев, *ФТТ* **47**, 1510 (2005).
8. I.N. Ogorodnikov, N.S. Bastrikova, V.A. Pustovarov, and L.I. Isaenko, *J. Opt. Soc. Am. B* **31**, 1935 (2014).
9. О.Н. Юнакова, В.К. Милославский, Е.Н. Коваленко, В.В. Коваленко, *ФНТ* **40**, 888 (2014) [*Low Temp. Phys.* **40**, 690 (2014)].
10. О.Н. Юнакова, В.К. Милославский, Е.Н. Коваленко, *Оптика и спектроскопия* **112**, 90 (2012).
11. О.Н. Юнакова, В.К. Милославский, Е.Н. Коваленко, Е.В. Ксенофонтова, *ФНТ* **38**, 1191 (2012) [*Low Temp. Phys.* **38**, 943 (2012)].
12. И.И. Ильясов, А.Г. Бергман, *Журнал общей химии* **12**, 981 (1956).
13. И.Т. Гороновский, Ю.П. Назаренко, Е.Ф. Некряч, *Краткий справочник по химии*, Наукова думка, Киев (1987).
14. С.П. Ляшенко, В.К. Милославский. *Оптика и спектроскопия* **16**, 151(1964).
15. О.Н. Юнакова, В.К. Милославский, Е.Н. Коваленко, *Оптика и спектроскопия* **104**, 631 (2008).
16. S.H. Wemple, *Phys. Rev. B* **7**, 3767 (1973).
17. Б.В. Безносиков, *РАН Сибирское отделение, Институт физики*, препринт № 830 Ф, Красноярск (2005).
18. Г.Г. Лийдя, В.Г. Плеханов, *Оптика и спектроскопия* **32**, 86 (1972).
19. J. Kanbe, H. Onuki, and R. Onaka, *J. Phys. Soc. Jpn.* **43**, 1280 (1977).
20. R. Kink, T. Avarmaa, V. Kisand, A. Lohmust, I. Kink, and I. Martinson, *J. Phys. C* **10**, 693 (1998)
21. А.Ф. Малышева, В.Г. Плеханов, *Оптика и спектроскопия* **34**, 527 (1973).
22. K. Schmitt, *Phys. Status Solidi B* **113**, 559 (1982).
23. M. Schreiber and Y. Toyazawa, *J. Phys. Soc. Jpn.* **51**, 1528 (1982).

### The absorption spectrum of $\text{KPb}_2\text{Cl}_5$ thin films

O.N. Yunakova, V.K. Miloslavsky, E.N. Kovalenko, and V.V. Kovalenko

The absorption spectrum of  $\text{KPb}_2\text{Cl}_5$  thin films is studied in the spectral range of 2–6 eV within the temperature interval 90–500 K. It is found that the low-frequency exciton states are localized in a sublattice of the compound containing  $\text{Pb}^{2+}$  ions. These excitons are the excitons of intermediate coupling and are of two-dimensional nature.

PACS: **78.20.-e** Optical properties of bulk materials and thin films;

**78.40.-q** Absorption and reflection spectra: visible and ultraviolet.

Keywords: thin films, absorption spectra, excitons.