

Московский физико-технический институт
(государственный университет)
Институт физики твёрдого тела РАН

«Нелинейные явления в экситон-фононных спектрах в
закиси меди»
(Дипломная работа)

студентки 222 группы
Готовко С. К.
научный руководитель
д.ф.-м.н. Горбунов А. В.

Оглавление

1. Введение.....	2
1.1 Cu ₂ O.....	2
1.2 Возбуждения электронной системы - экситоны.....	4
2. Постановка задачи и методика исследования.....	6
2.1 Цели и задачи.....	6
3. Литературный обзор.....	7
3.1 Спектр поглощения.....	7
3.2 Спектр люминесценции.....	11
3.3 Насыщение коэффициента поглощения.....	12
4. Экспериментальные результаты.....	15
4.1 Спектр поглощения.....	15
4.2 Спектр люминесценции.....	17
4.3 Насыщение поглощения.....	19
5. Заключение.....	22
Список литературы.....	23

1. Введение

1.1 Cu_2O

Cu_2O является одним из наиболее перспективных полупроводниковых соединений с точки зрения реализации Бозе-Эйнштейновской конденсации (БЭК) экситонов по ряду причин, обусловленных свойствами этого кристалла. В первую очередь, из-за больших времен жизни экситонов, достигающих микросекундного диапазона [1], что предполагает возможность накопления большого количества экситонов в системе с переходом в конденсат. Большие времена жизни обусловлены тем, что Cu_2O – это прямозонный кубический кристалл, в котором на межзонные оптические переходы наложены сильные запреты по симметрийным соображениям [2]. В результате рекомбинация требует участия фононов, примесей и дефектов. Также несущественны поляритонные эффекты [1]. Кроме того, при повышении концентрации возбуждённых электронов в Cu_2O не образуются ни биэкситоны (из-за малой энергии связи, ~ 1 мэВ), ни электронно-дырочная жидкость (вследствие невырожденности зоны проводимости в рассматриваемом кристалле).

Основные эксперименты по поиску экситонной БЭК в Cu_2O проводились в 70-х и 80-х годах прошлого столетия. При этом в основном применялось нерезонансное фотовозбуждение электронов. В этом случае большая кинетическая энергия неравновесных носителей делает эффективным процесс оже-рекомбинация, в котором часть экситонов диссоциирует. Фактически для реализации экситонной БЭК не удается достичь необходимой экситонной концентрации. До сих пор сравнительно малое внимание было уделено использованию резонансного возбуждения, которое имеет очевидное преимущество – образующиеся экситоны имеют относительно малую кинетическую энергию. Можно, в частности, пытаться

создавать и накапливать долгоживущие экситоны в закиси меди с помощью параметрической генерации с участием оптического фонона.

В качестве первого шага на этом пути стало изучение нелинейных эффектов в экситон-фононном спектре Cu_2O при интенсивном резонансном фотовозбуждении, в частности, эксперименты по насыщению оптического поглощения.

1.2 Возбуждения электронной системы - экситоны

При возбуждении электронной системы, например, фотоном, электрон может переходить из валентной зоны в зону проводимости, вследствие чего в валентной зоне образуется дырка, ведущая себя как положительно заряженная частица. Связанное кулоновским взаимодействием состояние электрон-дырка называется экситоном; существуют две предельных модели для описания экситонов, в зависимости от расстояния между электроном и дыркой: экситон Френкеля (радиус экситона порядка постоянной решётки) и экситон Ванье-Мотта (радиус экситона много больше постоянной решётки). Экситоны в Cu_2O имеют радиус $\approx 5 \text{ \AA}$, поэтому, на самом деле, описание Ванье-Мотта для них будет неточным, но в рамках рассматриваемой задачи можно воспользоваться именно этим описанием.

Для описания экситонов Ванье-Мотта применим метод эффективной массы, и рассмотрение взаимодействия электрона и дырки в экситоне аналогично решению задачи об атоме водорода. Тогда полная энергия экситона:

$$E_{\text{ex}} = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + E_1, \quad (1.1)$$

где E_g – ширина запрещённой зоны, E_1 – энергия связи электрона и дырки, m – масса экситона, k – волновой вектор.

$$E_n = \frac{-\hbar^2}{2ma_B} \frac{1}{n^2}, \quad \text{где } n \text{ – уровень энергии в водородоподобной модели,}$$

боровский радиус экситона $a_B = \frac{\hbar^2}{m_e e^2} \frac{m_e}{\mu} \varepsilon$, где ε – диэлектрическая проницаемость, μ – приведённая масса экситона, m_e – масса электрона в вакууме. Вследствие высоких ε кристалла и малых эффективных масс электрона и дырки, радиус экситона может существенно превосходить радиус атома водорода (например, в GaAs $a_B \approx 150 \text{ \AA}$).

Так как суммарный спин экситона – целый, то экситоны подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна.

$$f = \frac{1}{e^{\frac{\varepsilon - \mu(T)}{kT}} - 1}, \quad (1.2)$$

где $\mu(T) \leq 0$ – химический потенциал экситонов. При понижении температуры или увеличении концентрации экситонов до таких, при которых $\mu(T)$ обращается в ноль, возникает БЭК.

2. Постановка задачи и методика исследования

2.1 Цели и задачи

Целью данной работы являлось изучение взаимодействия кристалла Cu_2O с оптическим излучением и, в частности, нелинейных эффектов в экситон-фононном спектре. При выполнении работы применялись различные варианты экспериментальных установок для регистрации спектров поглощения света в кристалле Cu_2O , спектров экситонной люминесценции и её кинетики, а также для обнаружения эффекта насыщения оптического поглощения.

3. Литературный обзор

3.1 Спектр поглощения

При попадании фотона на образец, происходит возбуждение системы, и электрон перебрасывается из валентной зоны в зону проводимости, если энергии фотона достаточно для такого перехода. Рассмотрим случай, когда электроны под действием света попадают в зону проводимости без связывания с дырками в экситоны, а затем применим полученное для электронов и дырок, образующих экситоны.

Закон дисперсии для носителей в экстремумах зон предполагается квадратичным, экстремумы валентной зоны и зоны проводимости в $k = k_0$, так как Cu_2O – прямозонный полупроводник.

В зоне проводимости и в валентной зоне энергии частиц записываются как

$$\varepsilon_c(k) = \varepsilon_c(k_0) + \sum_{i=1}^3 \frac{\hbar^2 k^2}{2m_i^c} \quad (3.1)$$

$$\varepsilon_v(k) = \varepsilon_v(k_0) + \sum_{i=1}^3 \frac{\hbar^2 k^2}{2m_i^v}, \quad (3.2)$$

где m_i^{c-1} , m_i^{v-1} - компоненты тензоров обратных эффективных масс электронов в зонах проводимости и валентности.

Коэффициент поглощения фотонов $\alpha = \frac{W_{vc}}{Nv}$, где W_{vc} - количество переходов из валентной зоны в зону проводимости (в единице объёма в единицу времени), N – количество падающих фотонов (на единицу площади), v – скорость фотонов.

При описании поглощения в кристалле будем следовать [3]. Согласно теории возмущений, $W_{vc} = \frac{2\pi}{\hbar} \int |P_{vc}|^2 \delta(\varepsilon_c(\mathbf{k}) - \varepsilon_v(\mathbf{k}) - \hbar\omega) \frac{2}{(2\pi)^3} d^3k$, где P_{vc} - не зависящая от времени часть матричного элемента энергии.

$$P_{vc} = \frac{\sqrt{2\pi N \hbar \omega}}{\kappa} \frac{e}{mc} \mathbf{e}_{p_{cv}}, \quad \kappa - \text{волновой вектор фотона.}$$

$$\text{Отсюда} \quad \alpha = \frac{W_{vc}}{N\nu} = \frac{2\pi}{\hbar N \nu} \int |P_{vc}|^2 \delta(\varepsilon_c(\mathbf{k}) - \varepsilon_v(\mathbf{k}) - \hbar\omega) \frac{2}{(2\pi)^3} d^3k =$$

$$\frac{e^2}{\pi n c m^2 \omega} \int |\mathbf{e}_{p_{cv}}|^2 \delta(\varepsilon_c(\mathbf{k}) - \varepsilon_v(\mathbf{k}) - \hbar\omega) d^3k.$$

При малых $(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0)$, имеет место разложение

$$\mathbf{e}_{p_{cv}}(\mathbf{k}) = \mathbf{e}_{p_{cv}}(\mathbf{k}_0) + \left[\frac{\partial \mathbf{e}_{p_{cv}}(\mathbf{k})}{\partial \mathbf{k}} \right]_{\mathbf{k}_0} (\mathbf{k} - \mathbf{k}_0).$$

Если $\mathbf{e}_{p_{cv}}(\mathbf{k}_0) \neq 0$, такой переход называется разрешённым, если же $\mathbf{e}_{p_{cv}}(\mathbf{k}_0) = 0$ – запрещённым.

$$\alpha = \frac{e^2}{\pi n c m^2 \omega} \int |\mathbf{e}_{p_{cv}}|^2 \delta(\varepsilon_c(\mathbf{k}) - \varepsilon_v(\mathbf{k}) - \hbar\omega) d^3k \quad (3.3)$$

$$\varepsilon_c(\mathbf{k}) - \varepsilon_v(\mathbf{k}) = \sum_{i=1}^3 \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu_i}, \quad \text{где} \quad \frac{1}{\mu_i} = \frac{1}{m_i^c} - \frac{1}{m_i^v}$$

Для удобства дальнейших вычислений, примем $\mu_i = \mu \forall i$

Таким образом,

$$\alpha_p = 4 \frac{e^2}{n c m^2} \frac{(2\mu)^{1/2}}{\hbar^3} |\mathbf{e}_{p_{cv}}(\mathbf{k}_0)|^2 \frac{1}{\omega} (\hbar\omega - \varepsilon_g)^{1/2} \quad (3.4)$$

$$\alpha_s = \frac{2}{3} \frac{e^2}{n c m^2} \frac{(2\mu)^{5/2}}{\hbar^5} |\mathbf{e}_{p_{cv}}(\mathbf{k}_0)|^2 \frac{1}{\omega} (\hbar\omega - \varepsilon_g)^{3/2} \quad (3.5)$$

При энергиях фотона $\hbar\omega < \varepsilon_g$ $\alpha=0$, так как электрон не может перейти из валентной зоны в зону проводимости. Теперь рассмотрим, что происходит, если электрон и дырка образуют экситон.

Закон сохранения энергии для стоксова и антистоксова процессов (процессы с испусканием и поглощением оптического фонона соответственно):

$$\hbar\omega = E_{ex} + \hbar\Omega = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + E_{n=1} + \hbar\Omega \text{ (в стоксовой части спектра)}$$

$$\hbar\omega = E_{ex} - \hbar\Omega = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + E_{n=1} - \hbar\Omega \text{ (в антистоксовой части спектра)}$$

Здесь:

$\hbar\Omega = 13,6 \text{ мэВ}$ - энергия оптического фонона

$E_g = 2,17 \text{ эВ}$ ($T = 4,2 \text{ К}$) - ширина запрещённой зоны

$E_{n=1} = -150 \text{ мэВ}$ - энергия связи («экситонный Ридберг»)

$\frac{\hbar^2 k^2}{2m}$ - кинетическая энергия экситона.

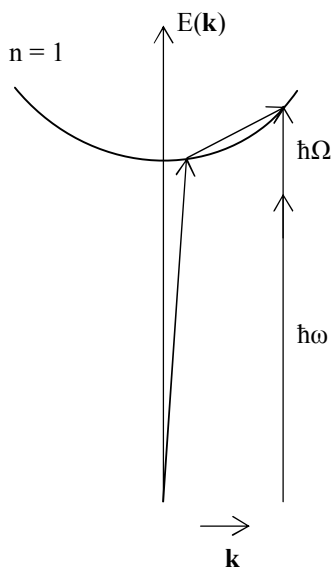


Рис. 1. Энергетическая диаграмма экситон-фононного перехода с поглощением оптического фонона.

«Пороговая» энергия фотона, при превышении которой начинается поглощение за счёт возбуждений системы (экситонов), есть $E_g + E_{n=1} - \hbar\Omega$ (соответствует процессу с поглощением фонона). При превышении энергии

$(E_g + E_{n=1} + \hbar\Omega)$ становятся также возможными процессы с испусканием фонона.

3.2 Спектр люминесценции

Спектр люминесценции в Cu_2O представляет собой две линии, соответствующие антистоксову и стоксову процессам. При возбуждении системы, в ней рождаются экситоны, подчиняющиеся статистике Бозе-Эйнштейна. Поэтому интенсивность люминесценции рекомбинирующих экситонов:

$$I(E) \sim \sqrt{E_k} f(E_k) = \sqrt{E - \varepsilon_i} f(E - \varepsilon_i) \quad (3.6)$$

где ε_i – минимальная энергия экситона (при $E_k = 0$) для антистоксова ($i=1$) или стоксова ($i=2$) процесса.

3.3 Насыщение коэффициента поглощения

Анализ процесса насыщения экситон-фононного поглощения был проведен ранее в работе [4], где было показано, что при увеличении плотности мощности падающего излучения S может происходить насыщение коэффициента поглощения.

Запишем кинетические уравнения для чисел заполнения экситонов $n(\mathbf{k})$ и фононов $v(\mathbf{k})$ в единице объема в антистоксовой области:

$$\dot{n}(\mathbf{k}) = I[n(\mathbf{k})] - w(\mathbf{k}, \omega)S[n(\mathbf{k}) - v(-\mathbf{k})] - \gamma_{\text{ex}}(\mathbf{k})n(\mathbf{k}) \quad (3.7)$$

$$\dot{v}(\mathbf{k}) = w(\mathbf{k}, \omega)S[n(\mathbf{k}) - v(-\mathbf{k})] - \gamma_{\text{ph}}(\mathbf{k})(v(-\mathbf{k}) - v_0(-\mathbf{k})) \quad (3.8)$$

$I[n(\mathbf{k})]$ - интеграл столкновений, учитывающий столкновения экситона с акустическими фононами и другие переходы внутри экситонной зоны.

$w(\mathbf{k}, \omega)$ - величина, пропорциональная вероятности экситон-фононного перехода в единицу времени.

$\gamma_{\text{ex}}, \gamma_{\text{ph}}$ - обратные времена жизни экситона и фонона соответственно.

$$v_0 = \frac{1}{e^{\hbar\Omega/kT} - 1} - \text{равновесное число фононов.}$$

Для начала рассмотрим коэффициент поглощения при слабом излучении (α предполагается не зависящим от мощности падающего излучения).

Число фотонов в единицу времени в единице объема обозначим η .

$$\dot{\eta} = -\sum_{\mathbf{k}} Sw(\mathbf{k}, \omega)(v - n).$$

Отсюда:

$$\alpha = \hbar\omega \sum_{\mathbf{k}} w(\mathbf{k}, \omega)(v - n).$$

При слабом излучении, когда можно считать число экситонов близким к нулю, $\alpha = \alpha_0 = \hbar\omega \sum_{\mathbf{k}} w(\mathbf{k}, \omega)v$.

Далее будем рассматривать два предельных случая: когда внутрizonная релаксация происходит быстрее ухода экситона из зоны (а) и когда внутрizonная релаксация происходит медленнее ухода экситона из зоны (б).

а) $I[n(\mathbf{k})] \gg \gamma_{\text{ex}} n$ (интегральный механизм)

В этом случае можно считать, что экситоны находятся в квазиравновесии, и $n(E) = C e^{-E/kT}$ (распределение Больцмана).

Из (3.7) суммированием по \mathbf{k} в стационарном случае получаем:

$$\begin{aligned} \sum_{\mathbf{k}} w(\mathbf{k}, \omega) S(v - n) &= \sum_{\mathbf{k}} \gamma_{\text{ex}}(\mathbf{k}) n \\ \sum_{\mathbf{k}} \gamma_{\text{ex}}(\mathbf{k}) e^{-E/kT} &\equiv \Gamma \\ \alpha &= \Gamma C \\ C &= \frac{\alpha_0}{\hbar \omega} \frac{1}{\Gamma + S \sum_{\mathbf{k}} w(\mathbf{k}, \omega) e^{-E/kT}} \\ \alpha &= \alpha_0 \frac{1}{1 + \frac{S}{\Gamma} \sum_{\mathbf{k}} w(\mathbf{k}, \omega) e^{-E/kT}} = \alpha_0 \frac{1}{1 + S \chi_1} \end{aligned} \quad (3.9)$$

б) $I[n(\mathbf{k})] \ll \gamma_{\text{ex}} n$ (дифференциальный механизм)

Тогда из системы уравнений (3.7), (3.8) получим:

$$v - n = \frac{V_0}{1 + \frac{wS(\gamma_{\text{ex}} + \gamma_{\text{ph}})}{\gamma_{\text{ex}}\gamma_{\text{ph}}}} \quad (3.10)$$

Так как $w(\mathbf{k}, \omega) = A(\mathbf{k}) \frac{1}{\pi \hbar} \frac{(\gamma_{\text{ex}} + \gamma_{\text{ph}})}{\left[\frac{E_g + E_{n=1} + E_k}{\hbar} - \Omega - \omega \right]^2 + (\gamma_{\text{ex}} + \gamma_{\text{ph}})^2} \approx$

$\approx A(\mathbf{k}) \delta[E_g + E_{n=1} + E_k - \hbar \Omega - \hbar \omega]$, где $A(\mathbf{k}) = \frac{4\pi^2}{\hbar c} D^2(\mathbf{k})$ ($D(\mathbf{k})$ – эффективный

дипольный момент), то, переходя от суммирования по \mathbf{k} к интегрированию,

$$\text{получим } \alpha_0 = A(E_k) \frac{m^{\frac{3}{2}} E_k^{\frac{1}{2}} \omega v}{\sqrt{2\pi^2 \hbar^2}}, \quad D^2(E_k) = \frac{\hbar^3 c \alpha_0}{2^{\frac{3}{2}} m^{\frac{3}{2}} E_k^{\frac{1}{2}} \omega v}.$$

Теперь найдём $\alpha = \hbar \omega \sum_{\mathbf{k}} w(\mathbf{k}, \omega) S(v - n)$, используя (3.10) и выражение для $w(\mathbf{k}, \omega)$.

$$\text{Получим } \alpha = \alpha_0 \frac{1}{\sqrt{1 + S\chi_2}} \quad (3.11)$$

4. Экспериментальные результаты

4.1 Спектр поглощения

Исследовались спектры пропускания и люминесценции кристалла.

Образец в виде плоскопараллельной пластины толщиной 1 мм помещался в гелиевый криостат с оптическими окнами; для измерения спектра пропускания использовался источник белого света (лампа накаливания).

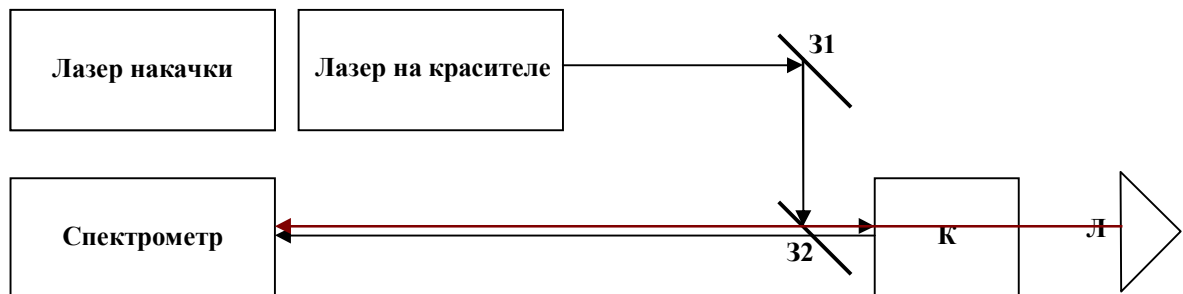


Рис. 2. Схема измерений; 31 и 32 – зеркала, К – криостат с образцом, Л – лампа накаливания. Для исследования пропускания используется лампа накаливания Л, для исследования люминесценции – лазер и зеркала 31, 32.

На рис. 3(а) видны две «ступени» поглощения (при $T = 77$ К), первая хорошо описывается зависимостью $I = \beta_2(\varepsilon - \varepsilon_1)^{\frac{1}{2}}$, где $\varepsilon_1 = E_g + E_{n=1} - \hbar\Omega = 2,011$ эВ – пороговая энергия для начала поглощения в антистоксовом процессе, вторая – зависимостью $I = \beta_1(\varepsilon - \varepsilon_1)^{\frac{1}{2}} + \beta_2(\varepsilon - \varepsilon_2)^{\frac{1}{2}}$, $\varepsilon_2 = E_g + E_{n=1} + \hbar\Omega = 2,038$ эВ. На фоне первой ступени наблюдается узкий (ширина определяется аппаратным разрешением спектрографа, ≈ 0.2 мэВ) бесфононный пик, связанный с прямым поглощением света ортоэкситоном без участия фонона. Видно, что бесфононный пик отстоит от порогов

поглощений в антистоксовом и стоксовом процессах на величину энергии оптического фонона $\hbar\Omega = 13,6$ мэВ.

При $T = 4,2$ К антистоксов процесс не наблюдается, так как в системе практически нет фононов, которые могут быть поглощены.

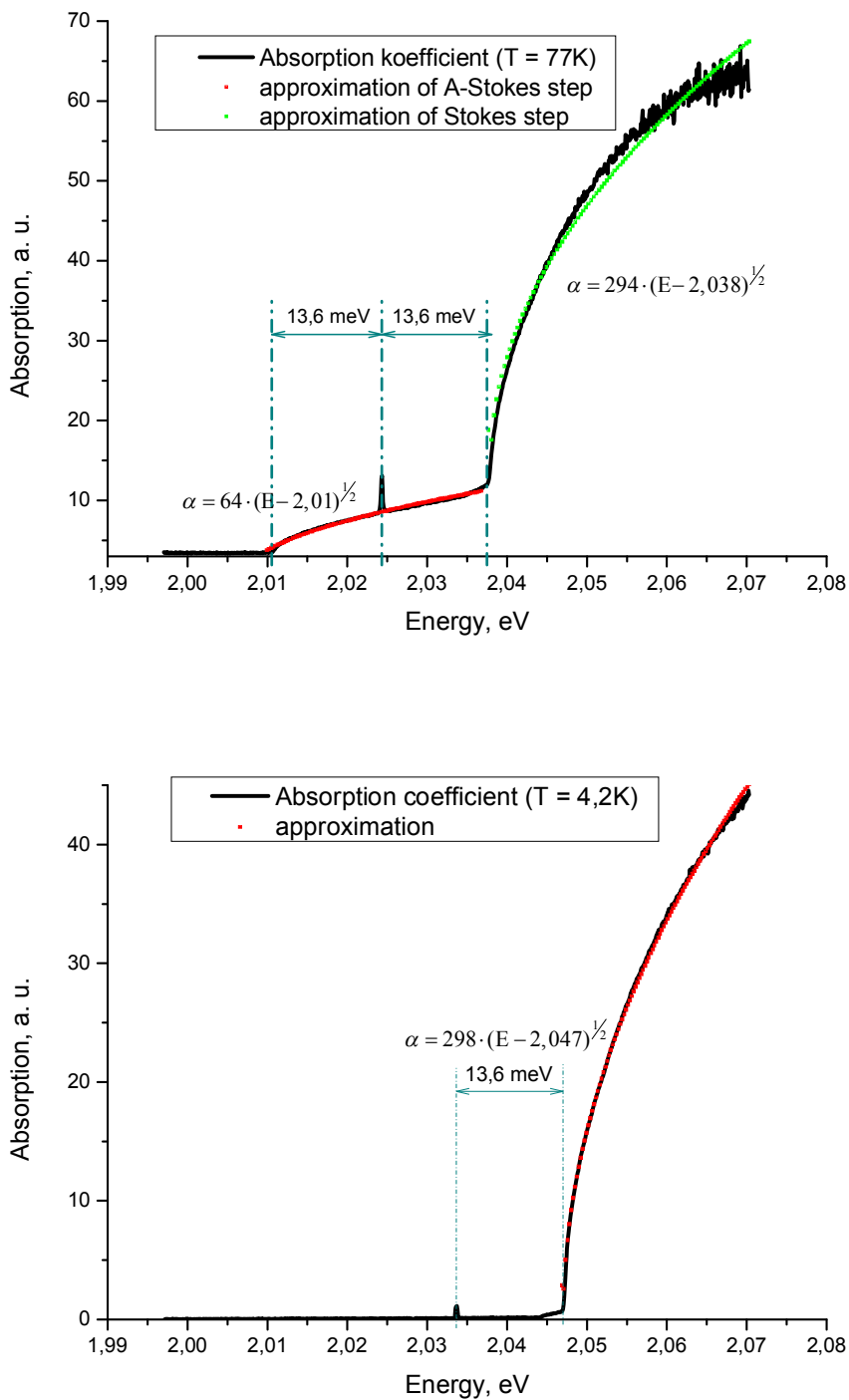
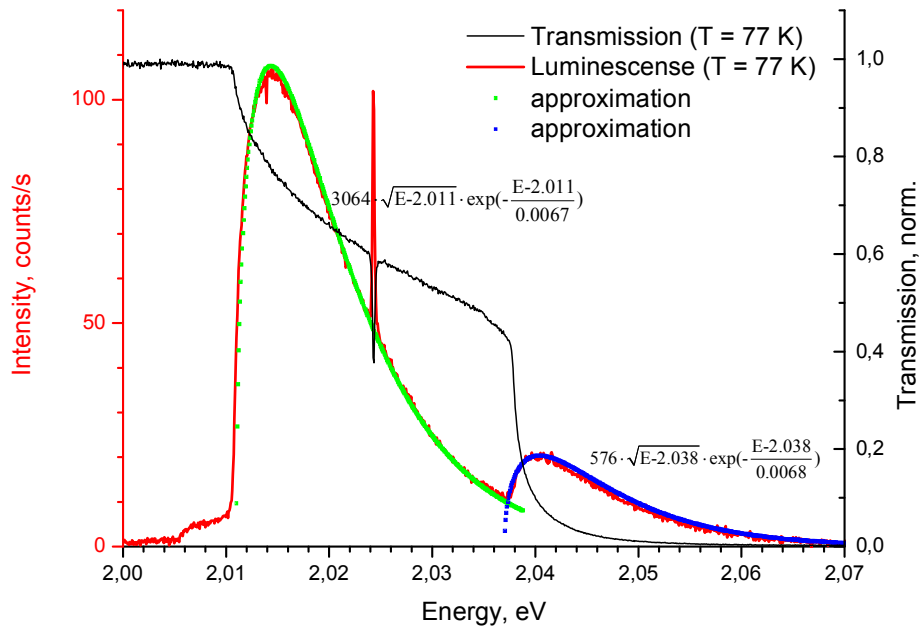


Рис. 3 (а, б). Спектры поглощения кристалла при $T = 77$ К (а), $T = 4,2$ К (б).

4.2 Спектр люминесценции

Возбуждение люминесценции проводилось с помощью непрерывного лазера (либо зелёный лазер с $\lambda = 532$ нм, либо перестраиваемый по длине волны лазер на красителе Rhodamin 6G с накачкой аргоновым лазером). Диаметр лазерного пятна на образце составлял ~ 30 мкм.

При $T = 77$ К, как и при рассмотрении процесса поглощения, $\varepsilon_1 = E_g + E_{n=1} - \hbar\Omega = 2,011$ эВ, $\varepsilon_2 = E_g + E_{n=1} + \hbar\Omega = 2,038$ эВ.



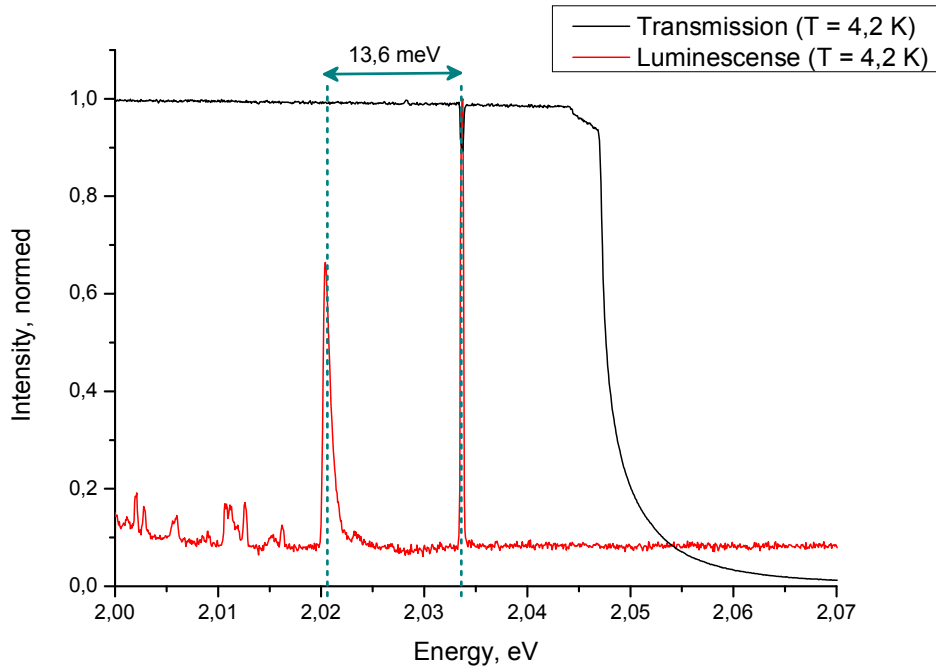


Рис. 4 (а, б). Спектры люминесценции и пропускания кристалла при $T = 77$ К (мощность лазера 30 мкВт) (а), $T = 4,2$ К (мощность лазера 50 мкВт) (б); λ фотовозбуждения = 532 нм)

Острый пик на картине люминесценции отвечает бесфононному процессу рождения экситонов, $E_{ex} = E_g + E_{n=1}$. Так же, как и в спектре поглощения, бесфононный пик отстоит от порогов люминесценции на величину энергии оптического фона $\hbar\Omega = 13,6$ мэВ (это хорошо видно на спектре для $T = 77$ К).

Из аппроксимации данных для $T = 77$ К видно, что зависимость интенсивности люминесценции от энергии хорошо описывается (3.6), с $T = 81$ К.

4.3 Насыщение поглощения

Исследовалась зависимость коэффициента поглощения в кристалле от мощности падающего излучения. Для этого использовался набор фильтров Φ , часть из которых (Φ_1) ставилась перед образцом, а остальные (Φ_2) ставились после образца; набор ($\Phi_1 + \Phi_2$) оставался постоянным, менялось только положение фильтров этого набора (перед образцом и после образца), вследствие чего плотность мощности падающего на образец излучения варьировалась в пределах $1-10^4$ кВт/см². Таким образом, показания детектора $D_2 \sim S_0 \cdot \Phi_1 \cdot \tau(S) \cdot \Phi_2 = S \cdot \tau(S) \cdot \Phi_2$, где Φ_1 , Φ_2 – коэффициенты пропускания наборов фильтров, S – плотность мощности падающего на образец излучения, $\tau(S)$ – коэффициент пропускания кристалла (в зависимости от плотности мощности падающего на него излучения).

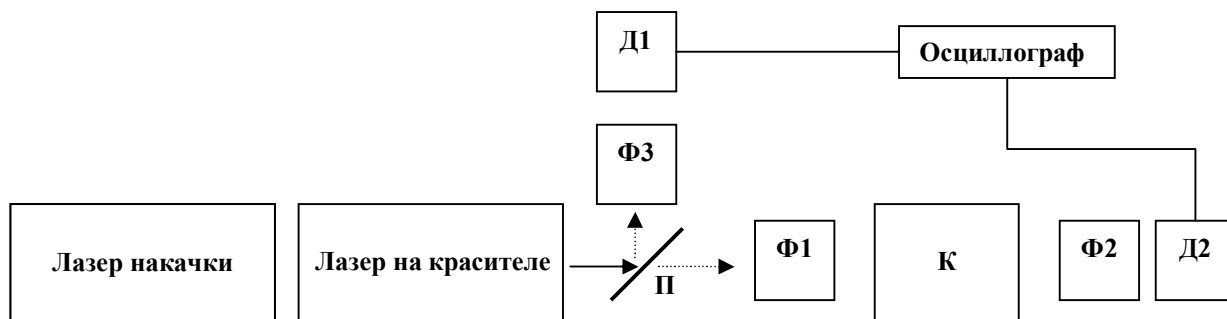


Рис. 5. Схема установки: К – криостат с образцом, Д1, Д2 – детекторы излучения; П – светоделительная пластинка; Φ_1 , Φ_2 , Φ_3 – наборы фильтров.

Коэффициент пропускания τ пропорционален отношению показаний Д2 и Д1.

При проведении измерений использовался эксимерный лазер на ХеС1 в качестве лазера накачки ($\lambda = 308$ нм, длительность импульса $t = 10$ нс, частота импульсов $\nu = 1-100$ Гц) и лазер на красителе Rhodamin В ($\lambda =$

615,07 нм, длительность импульса совпадает с длительностью импульса накачки, энергия в импульсе ~ 2 мДж). Интенсивность излучения измерялась в режиме одиночного импульса с помощью двухканального цифрового осциллографа Tektronix TDS 3052 и кремниевых фотодиодов ФД24К.

Площадь лазерного пятна определялась по размеру повреждённой при превышении порога разрушения области на поверхности кристалла; размеры повреждённой области, в зависимости от положения фокусирующей линзы перед образцом, составляли 45 и 115 мкм.

Коэффициент удельного поглощения кристалла α вычислялся из коэффициента пропускания кристалла в целом τ (потери на отражение вычтены) по формуле $\alpha = \frac{-\ln(\tau)}{d}$, где d – толщина кристалла.

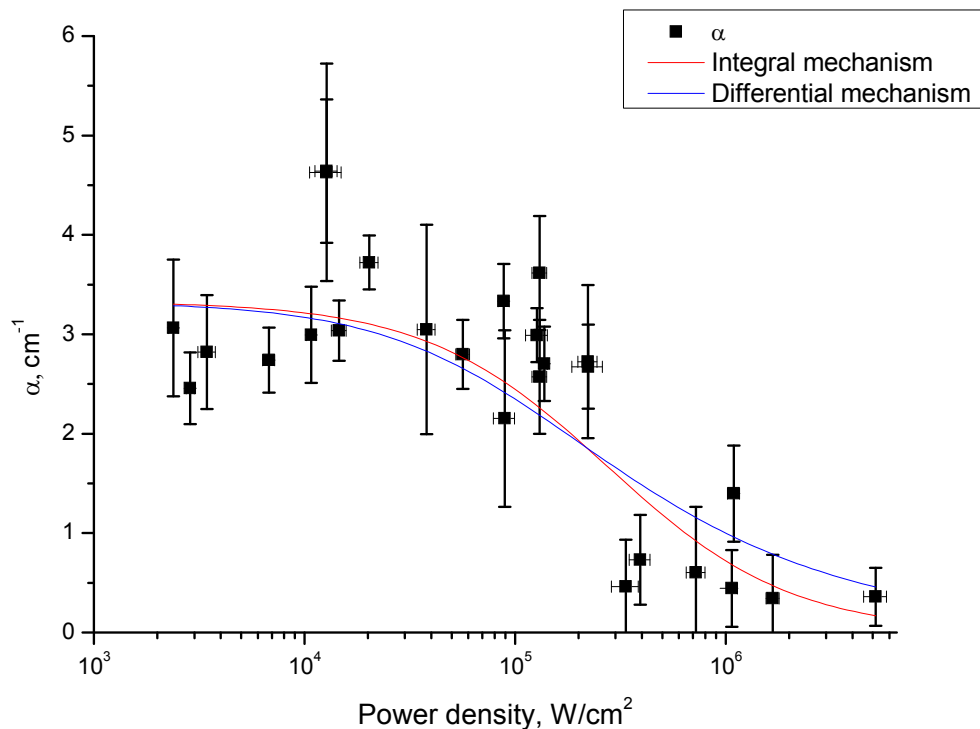


Рис. 6. Зависимость коэффициента поглощения кристалла в зависимости от плотности мощности падающего излучения при $T = 77$ К и результаты аппроксимаций (3.9), (3.11)

Очевидно (см. Рис.6), что в данном случае невозможно определить, какой именно механизм насыщения имеет место. Если же предположить, что действует первый (интегральный) механизм, то из параметров подгонки можно попытаться оценить время жизни экситонов:

$$\text{Из (3.9)} \quad \alpha = \frac{\alpha_0}{1 + \chi_1 S}$$

Из подгонки $\chi_1 = 4 \pm 2 \cdot 10^{-6} \frac{\text{cm}^2}{\text{W}}$, α_0 есть коэффициент поглощения при слабой накачке, $E_0 = 0,0003 \text{ eV}$ из закона сохранения энергии.

$$\chi_1 = \frac{\alpha_0 \cdot \exp\left(\frac{-E_0}{kT}\right) \cdot \tau_{\text{ex}}}{v \cdot \hbar \omega \cdot \sum_{\mathbf{k}} \exp\left(-\frac{E(\mathbf{k})}{kT}\right)}$$

Отсюда $\tau_{\text{ex}} \approx 10 - 40 \text{ нс}$.

Полученная оценка согласуется по порядку величины с временами затухания экситонной люминесценции, наблюдавшимися в кинетических измерениях с использованием импульсной лазерной накачки (см. Рис.7).

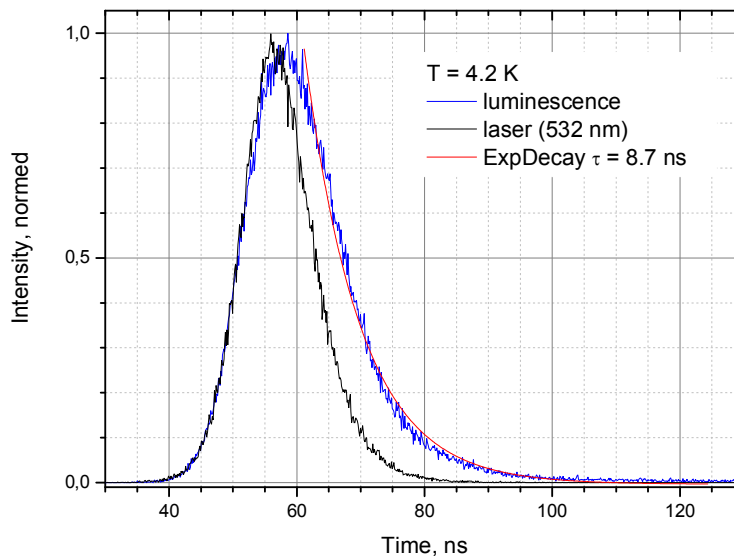


Рис. 7. Экситонная люминесценция с использованием импульсной лазерной накачки.

5. Заключение

В данной работе были проведены эксперименты по нерезонансному и резонансному фотовозбуждению электронов в кристаллах Cu_2O при низких температурах – изучение спектров пропускания и люминесценции кристалла и насыщения коэффициента поглощения. Эффект насыщения поглощения возможен при фотовозбуждении электронов в антистоксовой части спектра (с поглощением фонона). Результатом стало обнаружение этого эффекта в кристаллах Cu_2O , но механизм насыщения установлен не был; однако была проведена оценка времени жизни возбуждаемых экситонов (~ 10 нс). Полученные результаты позволяют перейти к следующему шагу – изучению параметрической генерации долгоживущих экситонов в кристалле Cu_2O .

В заключении хотелось бы выразить благодарность моему научному руководителю А. В. Горбунову за интересную работу и обучение технике эксперимента, а так же В. Б. Тимофееву за ценные советы и замечания.

Список литературы

- [1] D.W. Snoke, G.M. Kavoulakis, Bose-Einstein Condensation of Excitons in Cu₂O: Progress Over Thirty Years, Reports on Progress in Physics, **77**, 116501 (2014)
- [2] V. T. Agekyan, Spectroscopic Properties of Semiconductor Crystals with Direct Forbidden Energy Gap, phys. stat. sol. (a) **43**, 11-42 (1977).
- [3] А.И. Ансельм, Введение в физику полупроводников, Москва, Наука, 1978
- [4] А.Ф. Дите, В.Б. Тимофеев, В.М. Файн и Э.Г. Яцин, Насыщение поглощения в экситон-фононном спектре CdSe, ЖЭТФ **58**, 460-474 (1970)