

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭКСИТОННОГО СПЕКТРА В КРИСТАЛЛЕ Cu_2O МЕТОДОМ ДВОЙНОГО ОПТИЧЕСКОГО РЕЗОНАНСА

М. И. Шмиглюк, П. И. Бардецкий и Е. В. Витиу

В кристаллах симметрии O_h в отсутствие внешних полей имеется всего одно дипольно активное экситонное состояние. Ее волновые функции преобразуются по неприводимому представлению Γ_4^- . Поглощение света из основного состояния свободного кристалла на экситонный уровень типа Γ_4^- изотропно. Покажем, что анизотропия поглощения на уровень $2P$ (Γ_4^-) желтой экситонной серии Cu_2O может возникнуть в условиях двойного оптического резонанса (ДОР), а именно в случае, когда поглощение слабого света из основного состояния кристалла на экситонный уровень $2P$ (Γ_4^-) имеет место в присутствии лазерного излучения, вызывающего резонансные переходы $1S$ (Γ_5^+) \leftrightarrow $2P$ (Γ_4^- , $2\Gamma_5^+$, Γ_3^- , Γ_2^-) в пределах той же серии. Отметим, что оптический резонанс между $1S$ и $2P$ можно осуществить модой 10.6 мкм лазера на CO_2 .

Слабый свет, рождающий экситоны в состоянии $2P$ (Γ_4^-), задает начальные условия, которым должны удовлетворить волновые функции нестационарных состояний, описывающие спектр квазиэнергии экситона в поле резонансного лазерного излучения. Последнее обстоятельство не было учтено в работе [1], поэтому результаты этой работы относятся (с некоторыми оговорками) не к поглощению, а к излучению с уровня $2P$ (Γ_4^-) в основное состояние кристалла при осуществлении ДОР для уровня $1S$ (Γ_5^+).

Поскольку сам процесс рождения экситонов имеет место в присутствии сильного электромагнитного излучения, то поглощение слабого света фактически происходит на соответствующих компонентах спектра квазиэнергии. Следовательно, слабое поле рождает экситон и одновременно зондирует его спектр квазиэнергии, который формируется лазерным излучением. Эти процессы должны происходить самосогласованно, так как спектр квазиэнергии и его волновые функции в свою очередь существенным образом зависят от начальных условий, задаваемых слабым светом. Самосогласованность такого рода будет иметь место, если за характерное время τ квантового перехода из основного состояния кристалла в экситонное лазерное поле успеет сформировать спектр квазиэнергии экситона. Последнее выполняется, если $\tau \gg T_{\Omega_i}$, где T_{Ω_i} — периоды нутации населенностей квазиуровней, соответствующие частотам нутации Ω_i , которые определяют также и величины расщеплений в спектре квазиэнергии. Для относительно сильного перехода основное состояние кристалла — уровень $2P$ (Γ_4^-) условие самосогласованности выполняется на пределе.

Используя волновые функции нестационарных состояний для рассматриваемого нами случая [2], были вычислены квадраты модулей матричных элементов дипольных переходов под действием слабого света из основного состояния кристалла на компоненты спектра квазиэнергии. Результаты для двух конкретных направлений напряженности E электрической компоненты лазерного поля приведены в таблице, в которой введены обозначения

$$\alpha_{1,2} = \mp \frac{\epsilon}{2} + \Omega_1 = \mp \frac{\epsilon}{2} + \left[\frac{\epsilon^2}{4} + \frac{e^2 E^2}{\hbar^2} (|D_1|^2 + |D_2|^2 + |D_2'|^2) \right]^{1/2},$$

$$\gamma_{1,2} = \mp \frac{\epsilon}{2} + \Omega_3 = \mp \frac{\epsilon}{2} + \left[\frac{\epsilon^2}{4} + \frac{e^2 E^2}{\hbar^2} \left(|D_1|^2 + |D_3|^2 + \frac{1}{2} |D_4|^2 \right) \right]^{1/2},$$

$$K_1 = \frac{e^2 E^2 |D_1|^2}{\hbar^2 \alpha_{1,2}}, \quad K_2 = \frac{e^2 E^2 (|D_2|^2 + |D_2'|^2)}{\hbar^2 \alpha_{1,2}}, \quad M = \left\langle \psi_{4,1} \left| \sum_k \nabla_{kx} \right| \psi_0 \right\rangle,$$

$$L_1 = \frac{e^2 E^2 |D_1|^2}{\hbar^2 \gamma_1 \gamma_2}, \quad L_2 = \frac{e^2 E^2 (|D_3|^2 + 2^{-1} |D_4|^2)}{\hbar^2 \gamma_1 \gamma_2}.$$

D_i — матричный элемент электрического дипольного момента перехода между состояниями $1S (\Gamma_5^+)$ и $2P (\Gamma_j^-)$, причем $j=1, 2, 3, 4$ соответственно для $\Gamma_j^- = \Gamma_4^-, \Gamma_5^-, \Gamma_3^-, \Gamma_2^-$; D_2 и D_2' относятся к двум разным уровням типа $2P (\Gamma_5^-)$; ε — расстройка резонанса; ψ_0 — основное состояние кристалла; $\psi_{\Gamma_4^-, i}$ — волновые функции уровня Γ_4^- в стационарном случае; ω_i — компоненты спектра квазиэнергии; $\hbar\omega_{2P}$ — энергия стационарного уровня $2P (\Gamma_4^-)$; ξ — единичный вектор поляризации слабого света.

Во всех трех рассмотренных случаях $E \parallel \langle 001 \rangle, \langle 1\bar{1}0 \rangle, \langle 111 \rangle$ в спектре квазиэнергии имеется несмещенная компонента, а для $E \parallel \langle 001 \rangle, \langle 1\bar{1}0 \rangle$ в спектре сохраняется также и стационарная компонента, что отражено в таблице. Из таблицы следует, что поглощение на уровень $2P (\Gamma_4^-)$ в условиях самосогласованного ДОР становится анизотропным. При $E \parallel \langle 001 \rangle, \langle 1\bar{1}0 \rangle$ эта анизотропия является следствием следующих двух причин: 1) один из подуровней типа Γ_4^- не принимает участие в переходах $1S \leftrightarrow 2P$ и остается стационарным; 2) остальные два подуровня связываются лазерным полем через уровень Γ_5^+ в согласии с правилами отбора с разными состояниями из группы $2P (2\Gamma_5^-, \Gamma_3^-, \Gamma_2^-)$, образуя вообще-то разные трехуровневые системы. Для $E \parallel \langle 111 \rangle$ первая причина отсутствует.

Оценим отношения интенсивностей дипольного поглощения слабого света в разных поляризациях в предположении, что вынужденный эффект

**Квадраты модулей матричных элементов дипольных переходов
из основного состояния кристалла на экситонный уровень $2P (\Gamma_4^-)$
в условиях самосогласованного ДОР**

$E \parallel \langle 001 \rangle$				
поляризация	компоненты спектра квазиэнергии			стационарная компонента
ξ	$\omega_1 = \omega_{2P} + \alpha_1$ $\omega_2 = \omega_{2P} - \alpha_2$	$\omega_3 = \omega_{2P}$	ω_{2P}	
$\langle 110 \rangle, \langle 1\bar{1}0 \rangle$ $\langle 010 \rangle, \langle 100 \rangle$	$\frac{1}{4} K_1^2 M^2$	$K_2^2 M^2$	—	
$\langle 001 \rangle$	—	—	M^2	
$\langle 111 \rangle$	$\frac{1}{6} K_1^2 M^2$	$\frac{2}{3} K_2^2 M^2$	$\frac{1}{3} M^2$	
$\langle 11\bar{2} \rangle$	$\frac{1}{12} K_1^2 M^2$	$\frac{1}{3} K_2^2 M^2$	$\frac{2}{3} M^2$	
$E \parallel \langle 1\bar{1}0 \rangle$				
ξ	$\omega_1 = \omega_{2P} + \gamma_1$ $\omega_2 = \omega_{2P} - \gamma_2$	$\omega_3 = \omega_{2P} + \alpha_1$ $\omega_4 = \omega_{2P} - \alpha_2$	$\omega_5 = \omega_{2P}$	ω_{2P}
$\langle 110 \rangle$	—	—	—	M^2
$\langle 001 \rangle$	$\frac{1}{4} L_1^2 M^2$	—	$L_2^2 M^2$	—
$\langle 1\bar{1}0 \rangle$	—	$\frac{1}{4} K_1^2 M^2$	$K_2^2 M^2$	—
$\langle 010 \rangle, \langle 100 \rangle$	—	$\frac{1}{8} K_1^2 M^2$	$\frac{1}{2} K_2^2 M^2$	$\frac{1}{2} M^2$
$\langle 111 \rangle$	$\frac{1}{12} L_1^2 M^2$	—	$\frac{1}{3} L_2^2 M^2$	$\frac{2}{3} M^2$
$\langle 11\bar{2} \rangle$	$\frac{1}{6} L_1^2 M^2$	—	$\frac{2}{3} L_2^2 M^2$	$\frac{1}{3} M^2$

Штарка [2] из-за большой ширины уровня $2P$ (Γ_4^-) экспериментально не наблюдается. Воспользовавшись оценками для отношений величин $|D_i|$ из работы [3], для $E \parallel \langle 001 \rangle$ находим, что $I_0 : I_{\langle 001 \rangle} : I_{\langle 111 \rangle} : I_{\langle 1\bar{1}0 \rangle} = 1 : 1 : 5/9 : 1/3$, где I_0 — интенсивность поглощения в произвольной поляризации в стационарном случае, I_ξ — суммарная интенсивность в поляризации ξ в условиях ДОР. Для $E \parallel \langle 1\bar{1}0 \rangle$ имеем $I_0 : I_{\langle 110 \rangle} : I_{\langle 010 \rangle} : I_{\langle 001 \rangle} : I_{\langle 1\bar{1}0 \rangle} = 1 : 1 : 2/3 : 9/25 : 1/3$. Экспериментальное измерение предсказываемой анизотропии поглощения слабого света в условиях ДОР позволит оценить величины $|D_i|$ и таким образом прозондировать оптически неактивные экситонные уровни Γ_5^- , Γ_3^- , Γ_2^- .

В заключение обратим внимание на следующее. Энергия кванта CO_2 -лазера такова, что наряду с переходом $1S \leftrightarrow 2P$ возможен также и переход $2P$ -зона проводимости. В силу закона сохранения импульса и из-за квазимонохроматичности лазерного излучения последнее свяжет уровень $2P$ с состояниями непрерывного спектра электронно-дырочной пары только в узком энергетическом интервале порядка ширины уровня $2P$. Это приводит нас к рассмотрению четырехуровневой системы, поскольку сама по себе система $1S-2P$ в резонансном поле является аналогом трехуровневой системы по той простой причине, что уровень $2P$ (Γ_4^-) связывается лазерным полем с остальными уровнями $2P$ -типа только через уровень $1S$ (Γ_5^+). Поскольку вероятность образования электронно-дырочной пары с кинетической энергией порядка 0.1 эВ (энергия кванта CO_2 -лазера) исчезающе мала, то переход $2P$ -зона проводимости является «слабым» и им можно пренебречь [2] при рассмотрении системы $1S-2P$ в резонансном поле.

Авторы выражают признательность С. А. Москаленко за плодотворные обсуждения работы.

Литература

- [1] М. И. Шмиглюк, П. И. Бардецкий, Е. В. Витиу. В сб.: Собственные полупроводники при больших уровнях возбуждения, 91. Изд. «Штиинца», Кишинев, 1978.
- [2] М. И. Шмиглюк, П. И. Бардецкий. Лазерная спектроскопия экситонов в полупроводниках. Изд. «Штиинца», Кишинев, 1980.
- [3] М. И. Шмиглюк. ФТТ, 14, 816, 1972.

Поступило в Редакцию 13 февраля 1980 г.

УДК 535.854

ЦЕНА ПОЛОСЫ ИНТЕРФЕРОМЕТРА С ТРЕХЗЕРКАЛЬНЫМ ОТРАЖАТЕЛЕМ

В. Н. Кологривов

Измеритель перемещений с трехзеркальным отражателем предложен Трофимовой в 1965 г. [1, 2]. Позднее было указано на свойство такой системы реагировать на движение не только вдоль луча, но и в перпендикулярном направлении [3]. Особенно ценна для практики возможность получать с помощью этого инверсора любую удобную для измерений цену полосы. Измерители такого типа пригодны не только для метрологических работ. Они могут использоваться везде, где требуется точно определять величину небольшого перемещения, и, в частности, в геофизических приборах (деформометрах, наклономерх, гравиметрах) с автоматической регистрацией. Анализ работы интерферометра с трехзеркальным инверсором до сих пор не опубликован.