

Квантовые биения на экситонах в Cu_2O

© А. Бобрышева, М. Шмиглюк, В. Павлов

Институт прикладной физики Академии наук Молдавии,
МД-2028 Кишинев, Молдавия

(Поступила в Редакцию 4 июня 1996 г.

В окончательной редакции 31 октября 1996 г.)

Теоретически изучены квантовые биения (КБ) в зависящих от времени интенсивностях поглощения пробного импульса и спонтанной люминесценции в кристалле Cu_2O в условиях двойного оптического резонанса. Предполагается, что накачка осуществляется импульсом CO_2 -лазера, который динамически связывает экситонные уровни $1s(\Gamma_5^+)$ и $2p(\Gamma_4^-, \Gamma_5^-, \Gamma_3^-\Gamma_2^-)$ и приводит к их расщеплению на две или три пары уровней квазиэнергии. Частота пробного импульса резонансна частоте Γ_5^+ экситона. Получены соответствующие интенсивности для различных направлений векторов электрического поля накачки \mathbf{E}_L , поляризации $\boldsymbol{\xi}$ и волнового вектора \mathbf{q} пробного импульса. КБ происходят с удвоенной частотой Раби, которая при различных значениях \mathbf{E}_L , $\boldsymbol{\xi}$ и \mathbf{q} содержит разные наборы матричных элементов дипольных переходов между уровнями $1s(\Gamma_5^+)$ и $2p(\Gamma_4^-, \Gamma_5^-, \Gamma_3^-\Gamma_2^-)$. Таким образом, измеряя период КБ, можно определить неизвестные матричные элементы указанных переходов.

В настоящее время известно множество работ, посвященных оптическому Штарк-эффекту (ОШЭ) и квантовым биениям (КБ) экситонов в полупроводниках. Однако в нашей статье отметим лишь работы, посвященные изучению этих явлений в системе $1s$ - и $2p$ -экситонов желтой серии Cu_2O . Данная система была избрана в качестве объекта исследования указанных явлений по следующим причинам. Она хорошо изучена, энергии связи экситонов велики, полосы поглощения при низких температурах достаточно узкие. Немалую роль в выборе объекта сыграл тот факт, что частота перехода между $1s$ - и $2p$ -состояниями желтой серии близка к частоте CO_2 -лазера. Из-за обменного взаимодействия электрона и дырки четырехкратно вырожденное $1s$ -состояние расщеплено на ортоэкситонное Γ_5^+ и параэкситонное Γ_2^+ . $2p$ -состояние двенадцатикратно вырождено и включает уровни $\Gamma_2^-, \Gamma_3^-, \Gamma_4^-, \Gamma_5^-, \tilde{\Gamma}_5^-$. Один из уровней типа Γ_5^- , обозначенный через $\tilde{\Gamma}_5^-$, происходит от параэкситона $1s(\Gamma_2^+)$ и, по-видимому, удален от остальных $2p$ -уровней на то же расстояние, что и $1s(\Gamma_2^+)$ от $1s(\Gamma_5^+)$. Отметим, что однофотонные переходы из основного состояния кристалла разрешены в состоянии $2p(\Gamma_4^-)$ в дипольном приближении, а в $1s(\Gamma_5^+)$ — в квадрупольном. Остальные уровни $2p$ -типа в этом переходе неактивны. Их вклад в оптические свойства Cu_2O экспериментально пока не обнаружен.

Резонансный оптический эффект Штарка на экситонах в Cu_2O был впервые изучен теоретически в работах [1,2] и обнаружен экспериментально в [3]. В условиях двойного оптического резонанса импульс CO_2 -лазера приводит к динамическому связыванию $1s$ - и $2p$ -экситонных состояний и к их расщеплению на две или три пары квазиэнергетических уровней. Одновременно пробный импульс относительно малой интенсивности с частотой в области $1s(\Gamma_5^+)$ - или $2p(\Gamma_4^-)$ -резонансов рождает соответствующие экситоны и зондирует их спектр квазиэнергии, формируемый сильным полем. В свою очередь пробный импульс задает начальные условия, использу-

емые для решения задачи о динамическом связывании состояний в электромагнитном поле при мгновенном его включении.

В [1] получены волновые функции (ВФ) нестационарных состояний $1s$ - и $2p$ -экситонов, спектры квазиэнергии и вероятности поглощения света на частотах, близких к $1s(\Gamma_5^+)$ -экситонному резонансу, при различных ориентациях напряженности электрического поля волны CO_2 -лазера \mathbf{E}_L , волнового вектора \mathbf{q} и вектора поляризации $\boldsymbol{\xi}$ пробного импульса. В [2] найдены вероятности дипольных переходов из основного состояния кристалла на компоненты спектра квазиэнергии в области $2p(\Gamma_4^-)$ -резонанса для различных направлений \mathbf{E}_L и $\boldsymbol{\xi}$. Авторы работы [3] исследовали ОШЭ на экситонах в Cu_2O , вызванный импульсом CO_2 -лазера длительностью 20 ns и мощностью 100 kW/cm^2 при различных расстройках резонанса. С помощью пробного импульса были выявлены изменения в спектре поглощения в области $2p(\Gamma_4^-)$ -экситонного уровня и величина его расщепления.

Впоследствии авторы [4] сообщили о первом наблюдении ОШЭ при квадрупольном переходе. В этом случае было измерено изменение поглощения $1s$ -экситоном под действием импульса CO_2 -лазера, связывающего $1s$ - и $2p$ -экситоны. Авторы [4] отметили, что ОШЭ не должен зависеть от поляризации импульса CO_2 -лазера, поскольку матричный элемент V_{12} экситонного перехода $1s \rightarrow 2p$ всегда отличен от нуля. Однако следует заметить, что ОШЭ зависит от поляризации импульса CO_2 -лазера, если учтены все переходы $1s \rightarrow 2p$, а не только $\Gamma_5^+ \rightarrow \Gamma_4^-$.

Слабое квадрупольное взаимодействие Γ_5^+ -экситона со светом ведет к образованию двух поляритонных ветвей с малым расщеплением [5–8]. В [7,8] сообщалось о наблюдении зависящих от времени осцилляций интенсивности проходящего импульса, частота которого резонансна Γ_5^+ -экситонному переходу в Cu_2O . Они обусловлены КБ частот двух поляритонных ветвей [7,8]. Измерения поляритонных биений при различных интенсивностях

лазера — между 10^2 и 10^9 W/cm^2 — показали, что увеличение интенсивности возбуждения ведет к более быстрому исчезновению осцилляций и уменьшению амплитуды биений. КБ в интенсивности проходящего света наблюдались также в случае действия внешнего магнитного поля, которое расщепляет частично или полностью трехкратно вырожденный Γ_5^+ -экситон. В магнитном поле 0.25 Т зеемановское расщепление достигает $27.5 \mu\text{eV}$. В геометрии Фарадея появляются четыре поляритонные ветви, которые могут интерферировать. Поляритонные эффекты влияют на магнитоквантовые биения, но зеемановское расщепление доминирует. Магнитоквантовые биения наблюдались также в резонансном рассеянии света квадрупольными поляритонами [9–11]. Однако в этом случае распространение поляритонов не ведет к дополнительным биениям. Это обусловлено тем обстоятельством, что в процессе излучения две поляритонные ветви с различными волновыми векторами взаимодействуют с различными фононами и не интерферируют [10,11].

Как будет показано нами, при различных направлениях \mathbf{E}_L , q и ξ относительно осей симметрии кристалла величины расщеплений в спектре квазиэнергии зависят в общем случае от разных наборов матричных элементов дипольных переходов между уровнями $1s$ (Γ_5^+) и $2p$ ($\Gamma_4^-, \Gamma_5^-, \Gamma_2^-, \Gamma_3^-$). Основываясь на этом результате, мы покажем, что методом КБ можно определить вклад уровней Γ_2^-, Γ_3^- и Γ_5^- в оптический эффект Штарка. С этой целью в настоящей работе получены зависящие от времени интенсивности поглощения пробного импульса и люминесценции в условиях двойного резонанса и показано, что частота КБ зависит от геометрии опыта.

Как следует из [3,4], расщепление, коорое возникает при ОШЭ, имеет величину $1\text{--}3 \text{ meV}$, в то время как расщепление двух поляритонных ветвей составляет 0.02 meV . Таким образом, КБ, которые происходят из-за расщепления при ОШЭ, имеют значительно более короткий период, чем поляритонные КБ. Поэтому при действии CO_2 -лазера в интенсивности проходящего света на поляритонные низкочастотные биения будут наложены высокочастотные биения, возникающие из-за ОШЭ. По причине, указанной в [7,8], в интенсивности излучения будут только биения, обусловленные ОШЭ.

1. Волновые функции и спектр квазиэнергии

Рассмотрим упомянутую выше систему экситонных уровней в поле резонансного лазерного излучения. Полагаем, что все состояния $2p$ -типа имеют одну и ту же дисперсию $E_2(\mathbf{k}) = \hbar\omega_2(k)$. Дисперсия экситона $\Gamma_5^+ - E_1(k) = \hbar\omega_1(k)$. Периодическое возмущение, которое включается в момент времени $t = 0$, запишем в виде

$$V(t) = F \exp(-i\omega_L t) + \text{H.c.}, \quad (1)$$

где F — оператор, не зависящий от времени. Расстройка резонанса $\varepsilon = \omega_2 - \omega_1 - \omega_L$ удовлетворяет неравенству $\varepsilon \ll \omega_L$.

ВФ Ψ_l нестационарных состояний в поле (1) для $t > 0$ ищем в виде линейной комбинации ВФ $\Psi_n^{(0)}$ стационарных состояний с явно зависящими от времени коэффициентами $a_{nl}(t)$. Индекс l задается начальными условиями и показывает, что в момент времени $t = 0$ экситон рождается в состоянии $\Psi_l^{(0)}$. Учитывая во временном уравнении Шредингера только те члены, зависимость от времени которых определяется малой частотой ε , для a_{nl} получаем систему дифференциальных уравнений второго порядка с постоянными коэффициентами

$$\ddot{a}_{nl} - i\varepsilon \dot{a}_{nl} + \hbar^{-2} \sum_{pm} F_{nm} F_{pm}^* a_{pl} = 0. \quad (2)$$

Рассмотрим случай, когда пробный импульс попадает в резонанс с уровнем $1s$ (Γ_5^+). Это означает, что в момент $t = 0$ экситон находится в каком-либо из "простых" состояний $\Psi(\Gamma_5^+, i) \equiv \Psi_{\Gamma_5^+, i}^{(0)}$, где $i = 1, 2, 3$ соответствует функциям типа yz, zx, xy , или в смешанном состоянии в зависимости от направления и поляризации пробного импульса. Используя эти начальные условия, из (2) находим, что в последующие моменты времени состояние экситона при $\mathbf{E}_L \parallel \langle 001 \rangle$ определяется какой-то из следующих ВФ или их линейной комбинацией

$$\begin{aligned} \Psi_1 = & (2\Omega_{1R})^{-1} [\alpha_2 \exp(-i\Omega_1 t) + \alpha_1 \exp(-i\Omega_2 t)] \Psi(\Gamma_5^+, 1) \\ & + (2\hbar\Omega_{1R})^{-1} \{ \exp[-i(\Omega_2 + \omega_L)t] - \exp[-i(\Omega_1 + \omega_L)t] \} \\ & \times [D_1 \Psi(\Gamma_4^-, 2) + D_2 \Psi(\Gamma_5^-, 2)], \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \Psi_3 = & (2\Omega_{2R})^{-1} [\beta_2 \exp(-i\Omega_3 t) + \beta_1 \exp(-i\Omega_4 t)] \Psi(\Gamma_5^+, 3) \\ & + (2\hbar\Omega_{2R})^{-1} \{ \exp[-i(\Omega_4 + \omega_L)t] - \exp[-i(\Omega_3 + \omega_L)t] \} \\ & \times \{ D_3 \Psi(\Gamma_2^-) + \varkappa^* D_4 [\Psi(\Gamma_3^-, 1) - \Psi(\Gamma_3^-, 2)] \}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\varkappa = \exp(-2\pi i/3)$,

$$\begin{aligned} \Omega_1 = & \omega_1 - \alpha_1, \quad \Omega_2 = \omega_1 + \alpha_2, \quad \Omega_3 = \omega_1 - \beta_1, \quad \Omega_4 = \omega_1 + \beta_2, \\ \alpha_{1,2} = & \mp \varepsilon/2 + \Omega_{1R}, \quad \Omega_{1R} = [\varepsilon^2/4 + \hbar^{-2}(|D_1|^2 + |D_2|^2)]^{1/2}, \\ \beta_{1,2} = & \mp \varepsilon/2 + \Omega_{2R}, \quad \Omega_{2R} = [\varepsilon^2/4 + \hbar^{-2}(|D_3|^2 + 2|D_4|^2)]^{1/2}. \end{aligned} \quad (5)$$

В формулах (3), (4) и далее ВФ стационарных состояний $\Psi(\dots)$ не зависят от времени. ВФ Ψ_2 получается из Ψ_1 путем замены функции $\Psi(\Gamma_5^+, 1)$ на $\Psi(\Gamma_5^+, 2)$ и $\Psi(\Gamma_k^-, 2)$ на $\Psi(\Gamma_k^-, 1)$. Квазиэнергетическим уровням $\Omega_{1,2}, \Omega_{1,2} + \omega_L$ принадлежат две ВФ (Ψ_1 и Ψ_2), и, следовательно, они двукратно вырождены. Для краткости в (3)–(5) и далее матричные элементы оператора F переобозначены следующим образом:

$$\begin{aligned} D_1 = & F(\Gamma_5^+, 1|3|\Gamma_4^-, 2), \quad D_2 = F(\Gamma_5^+, 1|3|\Gamma_5^-, 2), \\ D_3 = & F(\Gamma_5^+, 3|3|\Gamma_2^-), \quad D_4 = \varkappa^* F(\Gamma_5^+, 3|3|\Gamma_3^-, 1), \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$F(\Gamma_5^+, i|l|\Gamma_k^-, j) \equiv \langle \Psi(\Gamma_5^+, i) | F_l | \Psi(\Gamma_k^-, j) \rangle. \quad (7)$$

Здесь F_l — компонента оператора F , преобразующаяся в группе O_h как координата x , y или z соответственно для $l = 1, 2$ или 3 . Остальные не равные нулю матричные элементы (7) можно выразить через D_i , используя их свойства симметрии.

В случае $\mathbf{E}_L \parallel \langle 1\bar{1}0 \rangle$ нестационарные состояния описываются ВФ

$$\begin{aligned} \Phi_1 = & (2\sqrt{2}\Omega_{3R})^{-1} [\gamma_2 \exp(-i\Omega'_1 t) + \gamma_1 \exp(-i\Omega'_2 t)] \\ & \times [\Psi(\Gamma_5^+, 1) + \Psi(\Gamma_5^+, 2)] + (2\hbar\Omega_{3R})^{-1} \\ & \times \{ \exp[-i(\Omega'_2 + \omega_L)t] - \exp[-i(\Omega'_1 + \omega_L)t] \} \\ & \times \{ D_2 \Psi(\Gamma_5^-, 3) + \frac{1-\kappa}{2} D_4 [\Psi(\Gamma_3^-, 1) + \Psi(\Gamma_3^-, 2)] \}, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \Phi_2 = & (2\sqrt{2}\Omega_{4R})^{-1} [\delta_2 \exp(-i\Omega'_3 t) + \delta_1 \exp(-i\Omega'_4 t)] \\ & \times [\Psi(\Gamma_5^+, 1) - \Psi(\Gamma_5^+, 2)] + (2\hbar\Omega_{4R})^{-1} \\ & \times \{ \exp[-i(\Omega'_4 + \omega_L)t] - \exp[-i(\Omega'_3 + \omega_L)t] \} \\ & \times \{ -D_1 \Psi(\Gamma_4^-, 3) + D_3 \Psi(\Gamma_2^-) + \frac{1+\kappa}{2} \\ & \times D_4 [\Psi(\Gamma_3^-, 1) + \Psi(\Gamma_3^-, 2)] \}, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \Phi_3 = & (2\Omega_{1R})^{-1} [\alpha_2 \exp(-i\Omega_1 t) + \alpha_1 \exp(-i\Omega_2 t)] \\ & \times \Psi(\Gamma_5^+, 3) - (2\sqrt{2}\Omega_{1R})^{-1} \{ \exp[-i(\Omega_2 + \omega_L)t] \\ & - \exp[-i(\Omega_1 + \omega_L)t] \} \{ D_1 [\Psi(\Gamma_4^-, 1) \\ & - \Psi(\Gamma_4^-, 2)] + D_2 [\Psi(\Gamma_5^-, 1) + \Psi(\Gamma_5^-, 2)] \}. \end{aligned} \quad (10)$$

В формулах (8), (10) введены обозначения

$$\gamma_{1,2} = \mp \varepsilon/2 + \Omega_{3R},$$

$$\Omega_{3R} = [\varepsilon^2/4 + \hbar^{-2}(|D_2|^2 + \frac{3}{2}|D_4|^2)]^{1/2},$$

$$\delta_{1,2} = \mp \varepsilon/2 + \Omega_{4R},$$

$$\Omega_{4R} = [\varepsilon^2/4 + \hbar^{-2}(|D_1|^2 + |D_3|^2 + \frac{1}{2}|D_4|^2)]^{1/2},$$

$$\Omega'_1 = \omega_1 - \gamma_1, \quad \Omega'_2 = \omega_1 + \gamma_2,$$

$$\Omega'_3 = \omega_1 - \delta_1, \quad \Omega'_4 = \omega_1 + \delta_2.$$

В этом случае уровни квазиэнергии $1s$ -типа невырождены.

Для $\mathbf{E}_L \parallel \langle 111 \rangle$ имеем следующие уровни квазиэнергии и частоты Раби:

$$\Omega_5 = \omega_1 - \xi_1, \quad \Omega_6 = \omega_1 + \xi_2,$$

$$\Omega_7 = \omega_1 - \eta_1, \quad \Omega_8 = \omega_1 + \eta_2,$$

$$\xi_{1,2} = \mp \varepsilon/2 + \Omega_{5R},$$

$$\Omega_{5R} = [\varepsilon^2/4 + \hbar^{-2}(\frac{4}{3}|D_1|^2 + |D_3|^2)]^{1/2},$$

$$\eta_{1,2} = \mp \varepsilon/2 + \Omega_{6R},$$

$$\Omega_{6R} = [\varepsilon^2/4 + \hbar^{-2}(|D_1|^2/3 + |D_2|^2 + |D_4|^2)]^{1/2}.$$

2. Квантовые биения

Из результатов раздела 1 следует, что в поле CO_2 -лазера экситоны оказываются в смешанном когерентном состоянии, описываемом ВФ, зависящей от \mathbf{E}_L и от начальных условий. Как уже было отмечено выше, начальные условия задаются частотой и векторами $\boldsymbol{\xi}$ и \mathbf{q} пробного импульса. Одновременно этот импульс рождает экситоны на соответствующих уровнях квазиэнергии. В нашем случае полагается, что частота пробного импульса резонансна частоте перехода в состояние Γ_5^+ . Заселение $2p$ -уровней осуществляется из состояния Γ_5^+ под действием CO_2 -лазера. Используя ВФ квазиэнергетических состояний, можно получить зависящую от времени интенсивность поглощения пробного импульса, а также интенсивность спонтанного излучения для различных направлений их волнового вектора \mathbf{q} и поляризации $\boldsymbol{\xi}$. Рассмотрим сначала КБ на уровнях квазиэнергии типа Γ_5^+ .

Пусть $\mathbf{E}_L \parallel \langle 001 \rangle$. Если один из векторов \mathbf{q} и $\boldsymbol{\xi}$ параллелен оси симметрии $\langle 001 \rangle$, а другой лежит в перпендикулярной плоскости, то когерентные состояния описываются ВФ Ψ_1 и Ψ_2 . Это означает, что в оптических переходах участвуют только уровни Ω_1 , Ω_2 . Следовательно, интенсивность квадрупольного поглощения или спонтанного излучения зависит от времени следующим образом:

$$I(t) \sim \frac{K^2}{\Omega_{1R}^2} \{ (\alpha_1^2 + \alpha_2^2) e^{-\gamma t} + 2\alpha_1 \alpha_2 e^{-\Gamma t} \cos(2\Omega_{1R} t) \}. \quad (11)$$

Из (11) видно, что КБ происходят с частотой $2\Omega_{1R}$. Если оба вектора $\boldsymbol{\xi}$ и \mathbf{q} лежат в плоскости XOY , то в оптических переходах могут участвовать только уровни Ω_3 и Ω_4 . Интенсивность поглощения (излучения) $I(t)$, например, при $\mathbf{q} \parallel \langle 100 \rangle$ и $\boldsymbol{\xi} \parallel \langle 010 \rangle$ или $\mathbf{q} \parallel \langle 010 \rangle$ и $\boldsymbol{\xi} \parallel \langle 100 \rangle$ пропорциональна выражению

$$\frac{K^2}{\Omega_{2R}^2} \{ (\beta_1^2 + \beta_2^2) e^{-\gamma t} + 2\beta_1 \beta_2 e^{-\Gamma t} \cos(2\Omega_{2R} t) \}. \quad (12)$$

В (11) и (12) K — отличный от нуля матричный элемент квадрупольного перехода из основного состояния кристалла в экситонное Γ_5^+ . Следует отметить, что, поскольку оператор квадрупольного перехода симметричен относительно перестановки направлений векторов \mathbf{q} и $\boldsymbol{\xi}$, поглощение и спонтанное излучение можно всегда наблюдать во взаимно перпендикулярных направлениях. С учетом определения матрицы плотности для чистых

состояний [12] в (11) и (12) феноменологически учтена кинетика распада суперпозиционных состояний Ψ_i . γ и Γ — константы энергетической и фазовой релаксаций соответственно.

КБ могут иметь и более сложный характер, чем в простых случаях (11), (12). Например, при $\mathbf{q} \parallel \langle 100 \rangle$ и $\boldsymbol{\xi} \parallel \langle 011 \rangle$ или $\mathbf{q} \parallel \langle 011 \rangle$ и $\boldsymbol{\xi} \parallel \langle 100 \rangle$ квадрупольно активны все четыре уровня Ω_i . Следовательно, биения будут происходить сразу на четырех частотах $2\Omega_{1R}$, $2\Omega_{2R}$, $\Omega_{1R} + \Omega_{2R}$ и $|\Omega_{1R} - \Omega_{2R}|$ с амплитудами, пропорциональными величинам $2\alpha_1\alpha_2/\Omega_{1R}^2$, $2\beta_1\beta_2/\Omega_{2R}^2$, $2(\alpha_2\beta_1 + \alpha_1\beta_2)/\Omega_{1R}\Omega_{2R}$ и $2(\alpha_2\beta_2 + \alpha_1\beta_1)/\Omega_{1R}\Omega_{2R}$.

Пусть $\mathbf{E}_L \parallel \langle 1\bar{1}0 \rangle$. Выберем, например, $\mathbf{q} \parallel \langle 110 \rangle$, $\boldsymbol{\xi} \parallel \langle 001 \rangle$ или $\mathbf{q} \parallel \langle 001 \rangle$, $\boldsymbol{\xi} \parallel \langle 110 \rangle$. Тогда для интересующих нас оптических переходов активны уровни Ω'_1 и Ω'_2 . Следовательно, частота КБ равна $2\Omega_{3R}$. Для $\mathbf{q} \parallel \langle 001 \rangle$, $\langle 111 \rangle$ и $\boldsymbol{\xi} \parallel \langle 1\bar{1}0 \rangle$ активны уровни Ω'_3 , Ω'_4 и частота Раби равна Ω_{4R} . Для $\mathbf{q} \parallel \langle 100 \rangle$, $\boldsymbol{\xi} \parallel \langle 010 \rangle$ частота Раби равна Ω_{1R} . При $\mathbf{q} \parallel \langle 100 \rangle$, $\boldsymbol{\xi} \parallel \langle 001 \rangle$ и $\mathbf{q} \parallel \langle 111 \rangle$, $\boldsymbol{\xi} \parallel \langle 112 \rangle$ активны сразу четыре уровня (Ω'_1 , Ω'_4 и Ω'_1 , Ω'_2 , Ω_1 , Ω_2 соответственно), и картина КБ усложняется. При $\mathbf{q} \parallel \langle 100 \rangle$, $\boldsymbol{\xi} \parallel \langle 011 \rangle$ активны все шесть уровней, и биения еще более сложные.

Пусть $\mathbf{E}_L \parallel \langle 111 \rangle$. Тогда для $\mathbf{q} \parallel \langle 100 \rangle$, $\boldsymbol{\xi} \parallel \langle 0\bar{1}1 \rangle$ активны уровни Ω_5 , Ω_6 и частота биений $2\Omega_{5R}$. При $\mathbf{q} \parallel \langle 001 \rangle$, $\langle 111 \rangle$, $\boldsymbol{\xi} \parallel \langle 1\bar{1}0 \rangle$ или $\mathbf{q} \parallel \langle 111 \rangle$, $\boldsymbol{\xi} \parallel \langle 11\bar{2} \rangle$ активны уровни Ω_7 , Ω_8 . Частота биений $2\Omega_{6R}$. Для $\mathbf{q} \parallel \langle 001 \rangle$, $\boldsymbol{\xi} \parallel \langle 110 \rangle$ и $\mathbf{q} \parallel \langle 100 \rangle$, $\boldsymbol{\xi} \parallel \langle 011 \rangle$ активны все четыре уровня ($\Omega_5 - \Omega_8$), и биения носят сложный характер.

Рассмотрим наконец КБ в спонтанном излучении при дипольном переходе с квазиэнергетических уровней $2p$ (Γ_4^-) в основное состояние кристалла.

Случай $\mathbf{E}_L \parallel \langle 001 \rangle$. Подуровень с ВФ $\Psi(\Gamma_4^-, 3)$ не связывается лазерным полем с уровнем Γ_5^+ , остается стационарным и незаселенным, если пренебречь другими возможными процессами переброса на этот подуровень. По этой причине в поляризации $\boldsymbol{\xi} \parallel \langle 001 \rangle$ спонтанное излучение экситонов Γ_4^- должно быть пренебрежимым или вообще отсутствовать. Следовательно, спонтанное излучение идет с двухкратно вырожденных уровней квазиэнергии $\Omega_{1,2} + \omega_L$, но в отличных от $\langle 001 \rangle$ поляризациях. Интенсивность этого излучения зависит следующим образом от времени:

$$\tilde{I}(t) \sim (DD_1)^2 \Omega_{1R}^{-2} \{ \exp(-\gamma_1 t) - \exp(-\Gamma_1 t) \cos(2\Omega_{1R} t) \}. \quad (13)$$

Здесь D — матричный элемент дипольного перехода между состоянием $2p$ (Γ_4^-) и основным состоянием кристалла, γ_1 и Γ_1 — константы релаксации заселенности и фазы уровня Γ_4^- , введенные феноменологически тем же методом, что и в формулах (11), (12). Из (11), (13) видно, что интенсивность $I(t)$ максимальна в минимуме функции $\tilde{I}(t)$.

$\mathbf{E}_L \parallel \langle 1\bar{1}0 \rangle$. Состояние, описываемое ВФ $1/\sqrt{2}[\Psi(\Gamma_4^-, 1) + \Psi(\Gamma_4^-, 2)]$, остается стационарным и поэтому незаселенным. Следовательно, в поляризации

$\boldsymbol{\xi} \parallel \langle 110 \rangle$ излучения нет. В поляризациях $\boldsymbol{\xi} \parallel \langle 1\bar{1}0 \rangle$, $\langle 100 \rangle$, $\langle 010 \rangle$ излучение идет с уровней $\Omega'_{3,4} + \omega_L$. Частота биений $2\Omega_{4R}$. В поляризациях $\boldsymbol{\xi} \parallel \langle 001 \rangle$, $\langle 111 \rangle$, $\langle 11\bar{2} \rangle$ излучают уровни $\Omega_{1,2} + \omega_L$. Частота биений $2\Omega_{1R}$.

$\mathbf{E}_L \parallel \langle 111 \rangle$. В поляризации $\langle 111 \rangle$ частота биений равна $2\Omega_{5R}$, а для $\boldsymbol{\xi} \parallel \langle 11\bar{2} \rangle$, $\langle 1\bar{1}0 \rangle$ — $2\Omega_{6R}$. В поляризациях $\langle 110 \rangle$, $\langle 100 \rangle$, $\langle 010 \rangle$ активны все четыре уровня, и интенсивность спонтанного излучения может испытывать биения сразу на четырех частотах: $2\Omega_{5R}$, $2\Omega_{6R}$, $\Omega_{5R} + \Omega_{6R}$, $|\Omega_{5R} - \Omega_{6R}|$.

При выборе геометрии эксперимента по наблюдению излучения экситонов Γ_4^- необходимо согласовать процессы поставки экситонов пробным импульсом на конкретные подуровни Γ_5^+ и их переброса лазерным полем в $2p$ (Γ_4^-).

В заключение отметим, что при учете только перехода $\Gamma_5^+ \rightarrow \Gamma_4^-$ ОШЭ и, следовательно, высокочастотные КБ отсутствуют, например, при $\mathbf{E}_L \parallel \langle 001 \rangle$, $\mathbf{q} \parallel \langle 100 \rangle$ и $\boldsymbol{\xi} \parallel \langle 010 \rangle$, а также при $\mathbf{E}_L \parallel \langle 1\bar{1}0 \rangle$, $\mathbf{q} \parallel \langle 110 \rangle$ и $\boldsymbol{\xi} \parallel \langle 001 \rangle$. При учете всех переходов $\Gamma_5^+ \rightarrow 2p$ в указанных геометриях опыта должен иметь место ОШЭ и должны происходить КБ с частотами $2\Omega_{2R}$ и $2\Omega_{3R}$ соответственно. Измерив все шесть частот Раби, можно сделать конкретные выводы о величине матричных элементов дипольных переходов между $1s$ (Γ_5^+)- и $2p$ (Γ_i^-)-состояниями.

Работа выполнена в рамках гранта INTAS (94-0324).

Список литературы

- [1] М.И. Шмиглюк, С.А. Москаленко, П.И. Бардецкий. ФТТ, **8**, 3, 904 (1974).
- [2] М.И. Шмиглюк, П.И. Бардецкий, Е.В. Витиу. Опт. и спектр. **50**, 6, 796 (1981).
- [3] D. Fröhlich, A. Nöthe, N.K. Reimann. Phys. Rev. Lett. **55**, 1335 (1985).
- [4] D. Fröhlich, Ch. Neumann, B. Uebbing, R. Wille. Phys. Stat. Sol. (b) **159**, 297 (1990).
- [5] V.M. Agranovich, V.L. Ginsburg. In: Springer Ser. Solid State Sci. **42** (1984).
- [6] С.И. Пекар, В.Н. Писковой, Б.Е. Цеквава. ФТТ **23**, 7, 1905 (1981).
- [7] D. Fröhlich, A.Kulik, B. Uebbing, A. Mysyrowicz, V. Langer, H. Stolz, W. von der Osten. Phys. Rev. Lett. **67**, 2343 (1991).
- [8] D. Fröhlich, A.Kulik, B. Uebbing, V. Langer, H. Stolz, W. von der Osten. Phys. Stat. Sol. (b) **173**, 31 (1992).
- [9] V. Langer, H. Stolz, W. von der Osten, D. Fröhlich, A.Kulik, B. Uebbing. Europhys. Lett. **18**, 723 (1992).
- [10] H. Stolz. Phys. Stat. Sol. (b) **173**, 99 (1992).
- [11] V. Langer, H. Stolz, W. von der Osten. Phys. Rev. **B 51**, 2103 (1995).
- [12] К. Блум. Теория матрицы плотности и ее приложения. Мир, М. (1983).