

УДК 621.315.592

ИССЛЕДОВАНИЕ БИЭКСИТОНОВ В КРИСТАЛЛАХ PbI_2 МЕТОДАМИ НЕЛИНЕЙНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

М. С. Бродин, В. Н. Кадан, М. Г. Мацко

Из спектров резонансного двухфотонного поглощения и гиперкомбинационного рассеяния через биэкситонное состояние определены энергия образования биэкситонов в кристаллах $2H$ - и $4H$ - PbI_2 . Оценена сила осциллятора экситон-биэкситонного перехода в $2H$ - PbI_2 , а также измерены параметры поляритонной дисперсии в $4H$ - PbI_2 . Обнаружена генерация сигнала вырожденного четырехволнового смешивания при участии двухфотонного резонанса на биэкситоне в $4H$ - PbI_2 .

Известно, что в области двухфотонного возбуждения биэкситона может наблюдаться ряд нелинейных эффектов, таких как ДФП, ГКР и ЧВС, через промежуточное биэкситонное состояние. Эти же эффекты могут быть использованы как средство наблюдения и изучения биэкситонов и экситонных поляритонов. В настоящей работе изучается протекание таких процессов вблизи края экситонного поглощения кристаллов PbI_2 с целью показать, проявляются ли (и при каких условиях) биэкситоны в кристаллах этого типа, и если да, то определить их основные параметры. Существование биэкситонов в кристаллах PbI_2 $2H$ -политипа установлено в единственной работе [1]. Широко распространенный политип $4H$ кристалла PbI_2 в этом отношении не исследован. Помимо энергии образования биэкситона в $2H$ - и $4H$ -политипах PbI_2 в настоящей работе оценена сила осциллятора экситон-биэкситонного перехода в $2H$ - PbI_2 — важная характеристика биэкситонного состояния, определяющая эффективности нелинейных процессов, протекающих при его участии. Из экспериментов по ГКР определены параметры дисперсии экситонных поляритонов в $4H$ - PbI_2 . Исследовано также явление вырожденного ЧВС через промежуточное биэкситонное состояние в этом кристалле.

Для возбуждения исследуемых кристаллов нами использовался перестраиваемый лазер на красителе кумарин-30 с накачкой от N_2 лазера. Пиковая мощность излучения перестраиваемого лазера 2 кВт, длительность импульса 5 нс, частота повторения импульсов 12 Гц, ширина линии генерации 0.4 мэВ. Все измерения выполнялись при температуре кристалла 4.2 К. Спектры излучения регистрировались на дифракционном спектрографе PGS-2.

Для измерений ДФП нами использовались разновидности метода, впервые предложенная авторами работы [2], где в качестве источника зондирующего излучения со сплошным спектром используется собственная люминесценция кристалла. Наличие резонансного двухфотонного образования биэкситона определяется по возникновению специфического провала перепоглощения в сплошном зондирующем люминесцентном спектре, положение которого $\hbar\omega_n$ зависит от энергии кванта возбуждения $\hbar\omega_0$.

Рассмотрим экспериментальные результаты. На рис. 1, *a* показаны спектры люминесценции монокристаллического образца $2H-PbI_2$ толщиной 50 мкм, полученные при плотности мощности возбуждения $I_0 = 200$ кВт/см². Возбуждение осуществлялось перпендикулярно поверхности пластинки $2H-PbI_2$ в направлении оптической оси, а регистрировалось излучение, выходящее в обратном направлении под углом 45° к поверхности кристалла. Каждому спектру (рис. 1, *a*) соответствуют различные энергии кванта излучения возбуждающего лазера $\hbar\omega_0$ в диапазоне 2.5088—2.5188 эВ выше энергии поперечного экситона $E_T = 2.4982$ эВ [3, 4]. Природа люминесценции в данном случае принципиального значения не имеет и не анализируется. Основное, на что здесь следует обратить внимание, — это интенсивные провалы перепоглощения, положение максимумов которых $\hbar\omega_{\pi}$ зависит от $\hbar\omega_0$ таким образом, что $\hbar\omega_0 + \hbar\omega_{\pi} =$

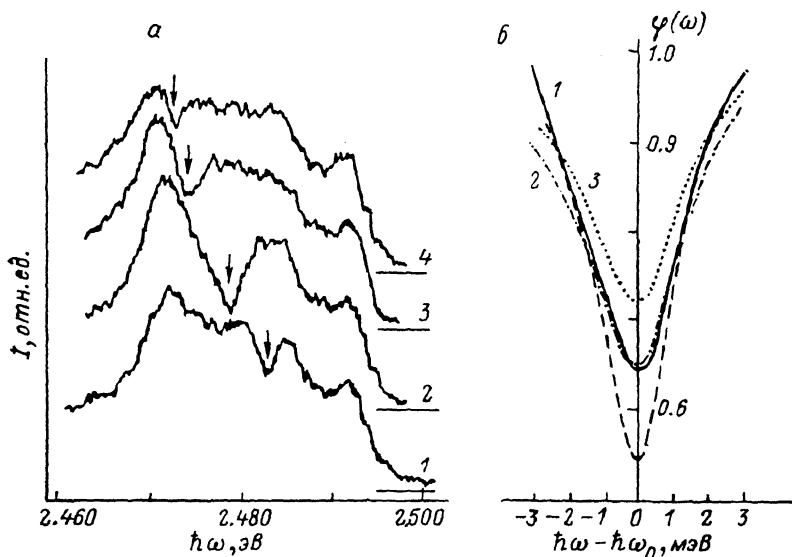


Рис. 1. Спектры люминесценции кристалла $2H-PbI_2$ (*a*) и подгонка расчетной зависимости $\varphi(\omega)$ к измеренной экспериментально (*b*).

a: 1 — $\hbar\omega_0 = 2.5088$, 2 — 2.5129, 3 — 2.5174, 4 — 2.5188. Стрелками отмечены провалы резонансного ДФП; *b*: 1 — эксперимент, 2—4 — расчет. 2 — кривая, наилучшим образом описывающая экспериментальную зависимость. $f_M = 400$ (2, 4) и 300 (1). $\Gamma = 3 \cdot 10^{-3}$ (2, 3) и $2 \cdot 10^{-3}$ эВ (4).

$= 4.9919 \pm 0.0004$ эВ. Ранее в работе [5] мы сообщали о наблюдении в $2H-PbI_2$ аналогичных провалов, хотя и несколько менее выраженных, и показали, что они обусловлены процессами двухфотонного образования биэкситонов с участием поляритона верхней ветви $\hbar\omega_0$, создаваемого излучением возбуждающего лазера, и поляритона нижней ветви $\hbar\omega_{\pi}$, изымаемого из сплошного люминесцентного спектра. Сумма $\hbar\omega_0 + \hbar\omega_{\pi}$ дает энергию образования биэкситона с волновым вектором $\mathbf{k}_0 + \mathbf{k}_{\pi}$. Учет дисперсии биэкситона $E_M(k) = E_M(0) + k^2 \hbar^2 / 2M$ приводит лишь к небольшой поправке к непосредственно измеряемой величине $\hbar\omega_0 + \hbar\omega_{\pi}$, значительно меньшей, чем экспериментальная погрешность. Таким образом, можно считать, что 4.9919 эВ является энергией образования биэкситона с $k=0$. Если принять энергию поперечного экситона $E_T = 2.4982$ эВ, то для энергии связи биэкситона $E_M^b = 2E_T - E_M(0)$ получаем значение 4.5 мэВ, т. е. вполне разумную величину в пределах, предсказываемых теоретическими расчетами энергии связи биэкситона [6, 7]. Этот факт подтверждает справедливость нашей интерпретации провалов ДФП.

Приведенный здесь и в работах [1, 5] анализ касается только кинематических свойств ДФП и не позволяет определить вероятность процесса, связанную с силой осциллятора экситон-биэкситонного перехода. На-

сколько нам известно, экспериментальное определение вероятности ДФП с образованием биэкситона ранее выполнялось для кристаллов CuCl , например, в работе [8] с применением двух независимых внешних источников — лазерного возбуждения и источника зондирующего излучения с широким спектром. Исследуемый нами вариант ДФП с участием собственной люминесценции несколько сложнее для численного анализа.

Полагаем, что возбуждающее излучение направлено в глубь кристалла перпендикулярно поверхности, а зондирующее рекомбинационное излучение распространяется в противоположном направлении. Ослабление зондирующего излучения происходит вследствие резонансного ДФП, а его приращение — за счет преобразования поглощаемого возбуждающего из-

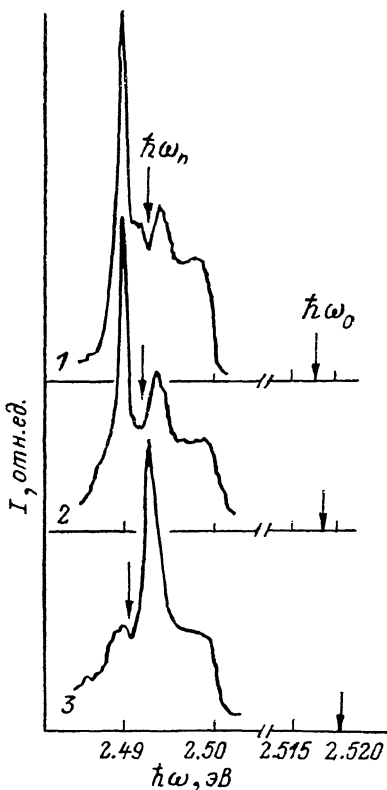


Рис. 2. Спектры люминесценции кристалла $4H\text{-PbI}_2$.

$\hbar\omega_0$, эВ: 1 — 2.5180, 2 — 5185, 3 — 2.5201. Стрелками отмечены спектральные положения провалов ДФП и линии возбуждающего лазера.

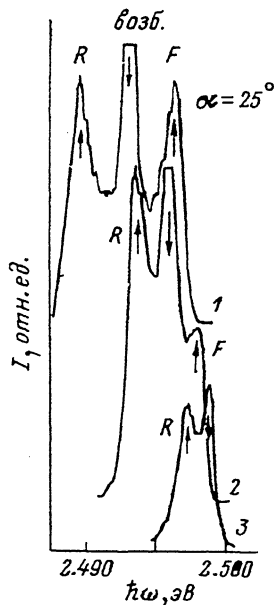


Рис. 3. Спектры рассеяния кристалла $4H\text{-PbI}_2$.

$\hbar\omega_0$, эВ: 1 — 2.4930, 2 — 2.4959, 3 — 2.4987. ↑ — линии рассеяния RF; ↓ — линии возбуждающего лазера. Конфигурация рассеяния — на рис. 4 (вставка 1).

лучения в люминесценцию. Кроме того, полагаем, что поглощение возбуждающего излучения линейно. Линейным поглощением зондирующего излучения пренебрегаем. При перечисленных предположениях нами было получено следующее выражение для формы линии ДФП $\varphi(\omega)$ (отношение интенсивности зондирующего излучения на частоте ω при отсутствии ДФП к его интенсивности при наличии ДФП):

$$\varphi(\omega) = \frac{K_1(\omega_0)}{K_2(\omega, \omega_0) I_0(\omega_0)} \left\{ 1 - \exp \left[- \frac{K_2(\omega, \omega_0) I_0(\omega_0)}{K_1(\omega_0)} \right] \right\}. \quad (1)$$

Здесь K_1 — линейный коэффициент поглощения возбуждающего излучения, K_2 — коэффициент двухфотонного поглощения, I_0 — плотность мощности возбуждения. Выражение для коэффициента ДФП, полученное во втором порядке теории возмущений [8], имеет вид

$$K_2(\omega, \omega_0) \approx \frac{\pi \Gamma_0^2 c^2 P^2 \hbar^3}{2 \varepsilon_B a_B^3 E_X^2} f_M \frac{i \Gamma}{(E_M - \hbar\omega - \hbar\omega_0)^2 + \Gamma^2/4} \left\{ \frac{1}{E - \hbar\omega} + \frac{1}{E - \hbar\omega_0} \right\}^2. \quad (2)$$

Здесь учтена связь между Фурье-образом относительного движения экситонов в биэкситоне и силами осциллятора экситонного f_x и экситон-биэкситонного переходов f_M [9]. Кроме того, f_x выражена через приведенный матричный элемент перехода между состояниями зоны проводимости и валентной зоны P [10]. В выражении (2) Γ — ширина линии двухфотонного перехода, a_B — боровский радиус экситона, ϵ_B — фоновая диэлектрическая проницаемость.

Величины K_1 для данного кристалла были измерены нами экспериментально. Полагаем $P^2=25$ эВ, $E_x=(E_T+E_L)/2=2.5011$ эВ, $a_B=23 \text{ \AA}$ [10], $\epsilon_B=10$ [3]. Подгонка формы и глубины провала ДФП, описываемого выражениями (1), (2), к измеренной экспериментально осуществлялась путем подбора параметров f_M и Γ для четырех значений ω_0 , приведенных в подписи к рис. 1, а. Результаты измерений и расчетов сопоставлены на рис. 1, б для $\hbar\omega_0=2.5129$ эВ. Ввиду того что в вычислениях использованы значения параметров a_B , P^2 , взятые из литературы, погрешности которых неизвестны, а также вследствие значительного разброса полученных значений f_M для различных ω_0 , точность определения f_M оказывается невысокой, и окончательная величина $f_M \sim 10^2 \div 10^3$ имеет только значение оценки.

Рассмотрим теперь результаты измерений ДФП в кристаллах $4H\text{-PbI}_2$. В целом схема эксперимента соответствовала описанной выше, $I_0=200 \text{ кВт/см}^2$, $T=4.2 \text{ К}$, толщина кристаллической пластинки 100 мкм . Спектры люминесценции, измеренные при различных $\hbar\omega_0$, показаны на рис. 2. Как и в предыдущем случае, в спектрах люминесценции формируются провалы ДФП, спектральное положение которых $\hbar\omega_n$ зависит от $\hbar\omega_0$. Наилучшая аппроксимация экспериментальной зависимости $\hbar\omega_n$ от $\hbar\omega_0$ достигается выражением $\hbar\omega_0 + \hbar\omega_n = 5.0108 \pm 0.0004$ эВ. Если предположить, что величина 5.0108 эВ представляет собой энергию образования биэкситона, то энергия связи биэкситона $E_M^b = 2E_T - E_M(0)$ составляет 5 мэВ , т. е. вполне разумную величину в соответствии с теоретическими расчетами [6, 7]. Этот факт позволяет сделать вывод, что наблюдаемые провалы перепоглощения действительно обусловлены процессом двухфотонного создания биэкситона с энергией образования $E_M(0) = 5.0108$ эВ. Линейная зависимость $\hbar\omega_n$ от $\hbar\omega_0$ с коэффициентом -1 указывает, как и в случае $2H$ -политипа, на преимущественное участие ВПВ в процессе ДФП в условиях данного эксперимента.

Наряду с резонансным ДФП существование биэкситона проявляется и в рассеянии света через промежуточное, биэкситонное состояние (ГКР). В процессе ГКР виртуальный биэкситон, созданный двумя поляритонами возбуждающего излучения, распадается без промежуточной релаксации на два поляритона неодинаковой энергии. При этом сохраняется энергия

$$2\hbar\omega_0 = \hbar\omega_R + \hbar\omega_F \quad (3)$$

и волновой вектор

$$2\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_R + \mathbf{k}_F. \quad (4)$$

Кроме того, $\hbar\omega_i$ и k_i связаны поляритонным дисперсионным уравнением

$$c^2 k_i^2 / \omega_i^2 = \epsilon_b [1 + (E_L^2 - E_T^2) / (E_T^2 + E_T k_i^2 \hbar^2 / M_x - \hbar^2 \omega_i^2)] \quad (5)$$

($i=O, R, F$). Здесь индексы « F » относятся к экситоноподобному рассеянному поляритону, а « R » — к фотоноподобному. Анализ измеренной зависимости $\hbar\omega_R$ и $\hbar\omega_F$ от $\hbar\omega_0$ при различных взаимных ориентациях \mathbf{k}_R , \mathbf{k}_F , \mathbf{k}_0 и оси кристалла на основе соотношений (3) — (5) позволяет определить параметры поляритонной дисперсии. Для этого нами были выполнены измерения по методике, сходной с описанной выше; $\hbar\omega_0$ принадлежала области прозрачного кристалла ниже энергии связанного экситона (2.503 эВ) вблизи биэкситонного резонанса $E_M/2 = 2.5054$ эВ.

Плотность мощности возбуждения равнялась 500 кВт/см^2 . Толщина монокристаллического образца 4H-PbI_2 составляла 200 мкм .

На рис. 3 приведены спектры, полученные в конфигурации рассеяния «вперед» под углом $\alpha = 25^\circ$ к оси кристалла для различных $\hbar\omega_0$. В спектрах доминируют линии рассеяния, обозначенные нами R и F . Ряд свойств этих линий, таких как нелинейная зависимость их интенсивности от I_0 , резонансное возрастание их амплитуды относительно амплитуды лазерной линии при приближении $\hbar\omega_0$ к $E_M/2$, зависимость энергетического интервала между $\hbar\omega_R$, $\hbar\omega_F$ и $\hbar\omega_0$ от $\hbar\omega_0$ и от угла наблюдения, позволяет отнести их к процессу ГРП через промежуточное биекситонное состояние.

На рис. 4 показаны измеренные зависимости энергии рассеянных поляритонов от $\hbar\omega_0$ и соответствующие им экспериментальные конфигура-

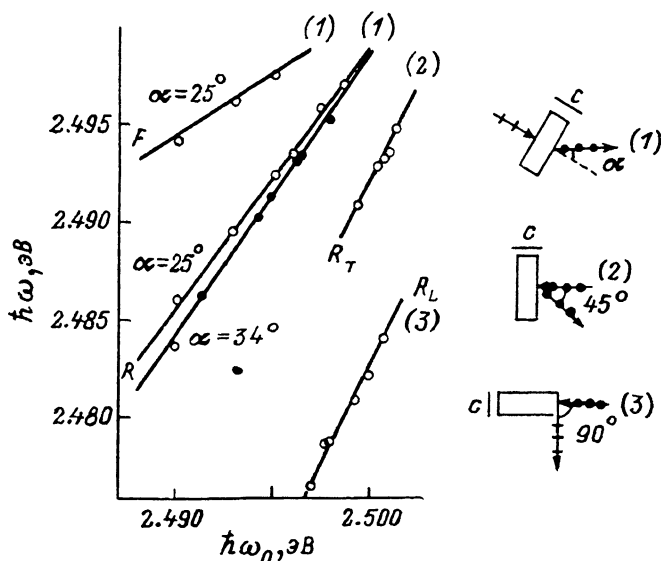


Рис. 4. Зависимости спектрального положения линий ГРП от $\hbar\omega_0$.

Точки — эксперимент, сплошные линии — расчет. 1—3 — конфигурации и соответствующие им зависимости. 1 — рассеяние «вперед» под углами $\alpha = 25$ и 34° и полученные в этой конфигурации зависимости энергетического положения линий R и F от $\hbar\omega_0$; 2 — рассеяние «назад». Регистрируется только линия R_T , так как антистоксов поляритон отдачи образуется на экситоноподобной части НПВ, а направление его волнового вектора противоположно направлению наблюдения; 3 — рассеяние «вбок». Регистрируется линия R_L , соответствующая образованию продольного экситона отдачи.

ции, выбранные таким образом, чтобы устранить осложнения, связанные с анизотропией кристалла. В геометриях 1, 2 рассеянные поляритоны принадлежат НПВ. В геометрии 3 наблюдался процесс ГРП с образованием продольного поляритона отдачи, запрещенный в других конфигурациях «геометрическим фактором» [11]. Сплошными линиями показаны результаты вычислений на основе выражений (3)—(5), в которых достигнуто наилучшее согласие с экспериментом. Получены следующие значения подгоночных параметров: $E_T = 2.5079 \pm 0.0005$, $E_L = 2.5170 \pm 0.0005$ эВ, $\epsilon_{bL} = 6 \pm 1$. В расчетах использовано значение трансляционной массы экситона, приведенное в работе [12], $M_X = (1.0 \pm 0.2) m_0$. Для сравнения приведем данные работы [12], где были выполнены измерения по методу интерференции в тонких пластинках: $E_T = 2.5083$, $E_L = 2.5149$ эВ, $\epsilon_{bL} = 5.15$, продольно-поперечное расщепление $\Delta E_{LT} = 6.6$ мэВ. В [10] для ΔE_{LT} приводится значение 8 мэВ. По результатам наших измерений, $\Delta E_{LT} = 9 \pm 1$ мэВ. Таким образом, имеются некоторые расхождения с результатами измерений других авторов, которые, по всей видимости, присущи самому методу [13].

Известно, что наряду с ДФП и ГРП участие биекситона в качестве промежуточного состояния возможно также и для такого перспективного, с точки зрения практического применения, процесса, как вырожденное

ЧВС [11]. Вырожденное ЧВС с участием биэкситонов наблюдалось в CuCl и CdS [14]. Сущность указанного явления состоит в том, что при рекомбинации в кубически нелинейной среде двух интенсивных пучков накачки p_1 и p_2 и зондирующего пучка t с одинаковой частотой ω возникает четвертый сигнальный пучок s на той же частоте, связанный с p_1 , p_2 и t условием фазового синхронизма

$$k_{p_1} + k_{p_2} = k_t + k_s. \quad (6)$$

Здесь k — волновые векторы участвующих в процессе поляритонов. В наших экспериментах использовался лишь один пучок накачки p , т. е. p_1 и p_2 совпадали (рис. 5, а). Условие (6) здесь принимает вид

$$2k_p = k_t + k_s. \quad (7)$$

Строгое выполнение условия (7) возможно лишь при нулевом угле между p и t . Однако фазовое рассогласование достигает минимальной

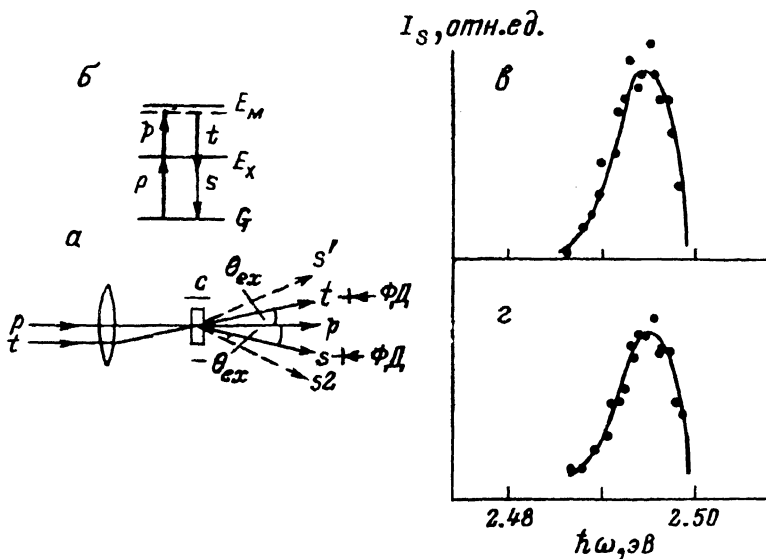


Рис. 5. Вырожденное ЧВС в кристалле 4H-PbI_2 .

а — экспериментальная конфигурация; б — энергетическая диаграмма ЧВС через виртуальное биэкситонное состояние; в, г — зависимости интенсивности сигнального пучка s от $\hbar\omega$ для одинаковых и ортогональных поляризаций пучков p и t соответственно.

величины $|\Delta k| = |2k_p - k_t - k_s| = \theta_{ex}^2 \omega / nc$ для направления k_s , симметричного к k_t относительно k_p [14]. Здесь θ_{ex} — угол между k_p и k_t вне кристалла, $n \approx \sqrt{\epsilon_b} [1 + (E_L^2 - E_T^2) / (E_T^2 - \hbar^2 \omega^2)]$ — коэффициент преломления кристалла вблизи экситонного резонанса. Эффективность процесса ЧВС ρ определяется выражением $\rho = \sin^2(\Delta k l / 2) / (\Delta k l / 2)^2$ [15], где l — вектор толщины образца. При выбранном небольшом угле $\theta_{ex} = 3^\circ$, необходимом для пространственной дискриминации пучков, $l = 150$ мкм и $\hbar\omega = 2.494$ эВ, эффективность составляет ~ 0.8 . Плотность возбуждения в данном эксперименте $I_p = 800$, $I_t = 40$ кВт/см². Расщепленный пучок перестраиваемого лазера сводился в одну точку на поверхности монокристаллического образца 4H-PbI_2 толщиной 150 мкм, сколотого перпендикулярно кристаллической оси. Температура образца 4.2 К. Измерения проводились как при совпадающих, так и при ортогональных поляризациях пучков p и t . Выходящие из кристалла пучки регистрировались затем с помощью фотокамеры либо фотодиода.

На рис. 6 представлены снимки, полученные для совпадающих поляризаций пучков p и t при различных временах экспозиции. Кроме прошедших через кристалл пучков p и t , наблюдался интенсивный сигнальный

пучок s , а также s' , $s2$, $s2'$ и т. д. более высоких порядков. На рис. 5, ϵ показана зависимость интенсивности сигнала ЧВС s от $\hbar\omega$ для этого случая. Наблюдается широкий максимум при 2.494 эВ. Максимальное отношение I_s/I_t составляло 0.3.

Рассмотрим более подробно механизм генерации сигнала ЧВС. В использованной экспериментальной конфигурации, когда световые пучки направлены под небольшим углом к оси c , можно пренебречь влиянием анизотропии кристалла. Воспользуемся поэтому выражением для нели-

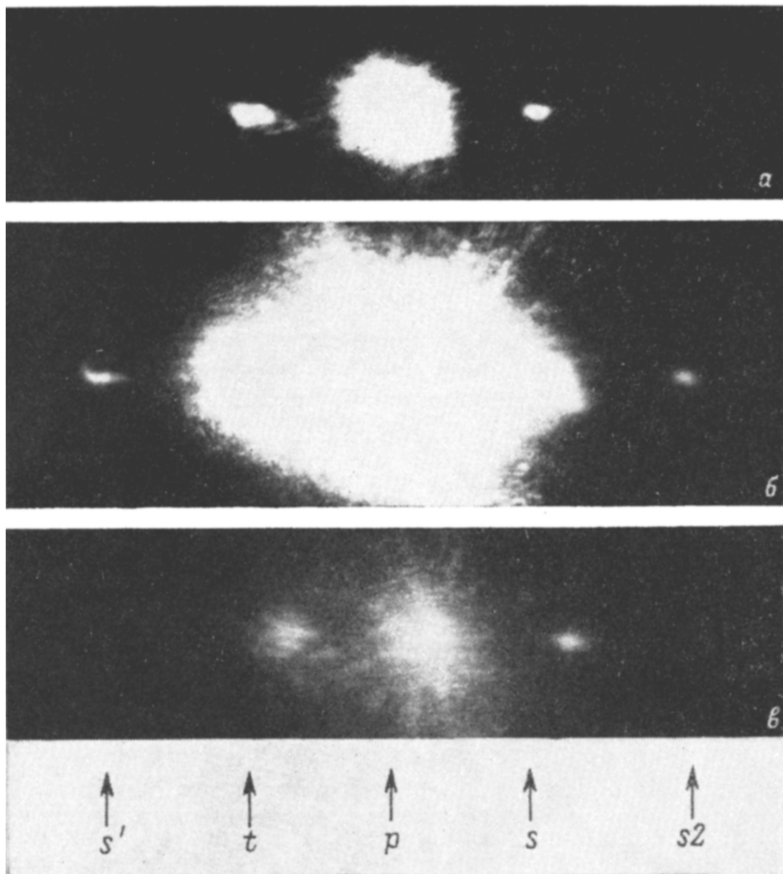


Рис. 6. Вырожденное ЧВС в $4H\text{-PbI}_2$. Снимки световых пучков, выходящих из кристалла.

ϵ , δ — при совпадающих поляризациях пучков p и t , но экспозиция для δ больше, из-за чего пучки p , t , s не разрешаются; ϵ — ортогональных поляризациях пучков p и t .

нейной поляризации сигнала ЧВС в изотропных средах, приведенным в работе [16]

$$P_s \sim A (E_p E_t^*) E_p + C (E_p E_p) E_t^* \quad (8)$$

Здесь A , C — константы (для анизотропной среды — тензоры) кубической восприимчивости; E — электрические поля взаимодействующих волн. Первый член в (8) ответствен за голографический механизм ЧВС в однофотонных средах и физически описывает дифракцию пучка p на решетке, возникшей вследствие интерференции пучков p и t . Второй член описывает вклад в ЧВС однофотонных процессов. При этом нелинейная поляризация сигнальной волны возникает в результате взаимодействия двухфотонного когерентного возбуждения с частотой 2ω , создаваемого пучком p , и зондирующего пучка. Поскольку эксперименты по ДФП и ГКР через биэкситонное состояние указывают на важную роль биэкситонов в формировании

оптических свойств кристаллов $4H\text{-PbI}_2$ в области энергий непосредственно ниже энергии связанного экситона, то и в данном случае, очевидно, следует учитывать участие биэкситонов. Энергетическая диаграмма, описывающая ЧВС через виртуальное биэкситонное состояние, приведена на рис. 5, б. В отличие от ГКР в этом случае распад виртуального биэкситона, создаваемого двумя квантами пучка накачки p , на два поляритона происходит не спонтанно, а индуцируется внешним зондирующим излучением пучка t . Высокой эффективности процесса способствуют промежуточные резонансы на экситонном уровне и гигантская сила осциллятора экситон-биэкситонного перехода.

Для того чтобы выделить вклад двухфотонных процессов, описываемых вторым членом в (8), мы внесли некоторое изменение в схему эксперимента, установив ортогональные поляризации пучков p и t . Как следует из (8), нелинейная поляризация в этом случае будет определяться лишь вторым членом $C(E_p E_p) E_t^*$, т. е. двухфотонными процессами. Генерация сигнала ЧВС наблюдалась и для ортогональных поляризаций p и t (рис. 6). Зависимость интенсивности сигнального пучка s от $\hbar\omega$ для этого случая приведена на рис. 5, г. Вид зависимости качественно такой же, как и для совпадающих поляризаций p и t . Генерация сигнала с коротковолновой стороны ограничена, по-видимому, ростом линейного поглощения на связанном экситоне, а с длинноволновой — уходом от промежуточных экситонных резонансов и двухфотонного резонанса на биэкситоне. Таким образом, можно утверждать, что генерация сигнала ЧВС в $4H\text{-PbI}_2$ в большой степени обусловлена двухфотонными процессами при участии биэкситонного состояния. В пользу предложенного механизма свидетельствует также то обстоятельство, что и ЧВС, и родственный ему процесс ГКР наблюдаются в одном и том же диапазоне частот и плотностей мощности возбуждения. На возможность индуцирования распада виртуального биэкситона внешним излучением пучка t указывает также факт эффективного стимулирования процесса ГКР, проявляющийся в наличии порога возбуждения (~ 350 кВт/см²) и большой интенсивности линий рассеяния. Отметим, что наряду с кубической восприимчивостью заметных величин достигают также нелинейные восприимчивости высших порядков $(2n+1)$. Таким восприимчивостям соответствует наблюдаемая генерация сигнальных пучков в направлениях $k_s^* = k_p + n(k_p - k_t)$ и $k_s^{*'} = k_t + n'(k_t - k_p)$ [15].

Таким образом, измерения резонансного ДФП показали, что биэкситон в кристаллах PbI_2 является относительно слабосвязанным и нестабильным состоянием. В то же время благодаря гигантской силе осциллятора экситон-биэкситонного перехода биэкситоны играют большую роль в формировании нелинейных свойств этого кристалла в резонансной поляритонной области.

Список литературы

- [1] Levi R., Bivas A., Hönerlage B., Lu Q. H. // Physica. 1981. V. 105B. N 1. P. 78—82.
- [2] Schrey H., Lyssenko V. G., Klingshirn C. // Sol. St. Comm. 1979. V. 32. N 10. P. 897—899.
- [3] Goto T. // J. Phys. Soc. Jap. 1982. V. 51. N 1. P. 3—4.
- [4] Бродин М. С., Кадан В. Н., Мацко М. Г., Рыбак В. М. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 10. С. 3112—3117.
- [5] Бродин М. С., Кадан В. Н., Мацко М. Г. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 3. С. 776—780.
- [6] Huang W. T. // Phys. St. Sol. (b). 1973. V. 60. N 1. P. 309—317.
- [7] Akimoto O., Hanamura E., Bobrysheva A. I. // Phys. St. Sol. (b). 1966. V. 16. N 1. P. 337—348.
- [8] Vu Duy Phach, Bivas A., Hönerlage B., Grun J. B. // Phys. St. Sol. (b). 1977. V. 84. N 2. P. 731—740.
- [9] Рашба Э. И. // ФТП. 1974. Т. 8. № 7. С. 1241—1256.
- [10] Кардона М., Гюнтеродт Г., Дрессельхаус М. и др. // Рассеяние света в твердых телах. Вып. III. Результаты последних исследований. М., 1985. 311 с.
- [11] Кулаковский В. Д., Лысенко В. Г., Тимофеев В. Б. // УФН. 1985. Т. 147. № 1. С. 3—47.

- [12] Hayashi T. // J. Phys. Soc. Jap. 1986. V. 55. N 6. P. 2043—2052.
[13] Рашба Э. И., Стерджа М. Д. Экситоны. М., 1985. 616 с.
[14] Maruani A., Chemla D. S. // Phys. Rev. B. 1981. V. 23. N 2. P. 841—860.
[15] Maruani A., Oudar J. L., Batifol E., Chemla D. S. // Phys. Rev. Lett. 1978. V. 41.
N 20. P. 1372—1375.
[16] Steele D. G., Lam J. E. // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43. N 21. P. 1588—1591.

Институт физики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
11 мая 1987 г.
В окончательной редакции
2 февраля 1989 г.