

©1994

НЕСТАБИЛЬНОСТИ В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ СПЕКТРЕ И СТАТИСТИКА ДВУХКОМПОНЕНТНОГО ЭКСИТОННОГО ГАЗА В КРИСТАЛЛЕ Cu_2O

А.И.Бобрышева, С.А.Москаленко, С.С.Руссу, М.И.Шмиглюк

Изучена перестройка энергетического спектра параэкситонов в кристалле Cu_2O в присутствии бозе-эйнштейновского конденсата ортоэкситонов. Показано, что механизм двухчастичной орто-пара конверсии ведет к возможности генерации большого числа горячих параэкситонов. После внутризонного рассеяния на оптическом фононе Γ_5^- (88 cm^{-1}) они располагаются в зоне параэкситонов на 7 meV выше ее дна. Их излучательная аннигиляция может быть причиной наблюдаемой экспериментально коротковолновой ступеньки в спектре люминесценции параэкситонов.

Экситоны в Cu_2O из-за ряда своих свойств являются уникальной системой для изучения бозе-эйнштейновской конденсации (БЭК) двухкомпонентного Бозе-газа. Экситон желтой серии образован из электрона в зоне проводимости Γ_6^+ и дырки в валентной зоне Γ_7^+ . Обменное взаимодействие электрона и дырки расщепляет экситонное состояние $n = 1$ на состояния Γ_5^+ и Γ_2^+ . Экситон типа Γ_5^+ условно называют ортоэкситоном, а Γ_2^+ — параэкситоном. Благодаря малому радиусу $a_{\text{ex}} \approx 7 \text{ \AA}$ эти экситоны ведут себя как бесструктурные частицы с целочисленным спином даже при концентрациях $n_{\text{ex}} \approx 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Взаимодействие между параэкситонами имеет отталкивательный характер [1]. Два ортоэкситона с суммарным спином, равным нулю, могут образовать биэкситон с энергией диссоциации $D_m \approx 0.7 \text{ meV}$ [2]. Время жизни параэкситона $\tau_p = 10 \mu\text{s}$ при 7 K , а ортоэкситона $\tau_0 \approx 30 \text{ ps}$ при 1.8 K [3]. Такие времена, по-видимому, вполне достаточны для установления БЭК. Наконец, преимуществом Cu_2O для наблюдения БЭК экситонов является очень слабый поляритонный эффект.

В работе [4] теоретически было показано, что в системе орто- и параэкситонов могут иметь место одновременно БЭК параэкситонов и когерентное спаривание ортоэкситонов с волновыми векторами \mathbf{k} и $-\mathbf{k}$, т.е. БЭК биэкситонов в состоянии с волновым вектором их центра тяжести $\mathbf{k}_m = 0$. В экспериментальных работах [5–7] на основе анализа формы полосы люминесценции ортоэкситонов было показано, что с ростом уровня возбуждения происходит переход от функции распределения в зоне типа Максвелла–Больцмана к функции типа Бозе–Эйнштейна, у которой химический потенциал приближается к нулю. Плотность ортоэкситонов приближается асимптотически к

критической при данной температуре [6,7]. Однако при этом не наблюдается сужения линии люминесценции, характерного для БЭК. В работах [6,7] подробно обсуждаются причины, ограничивающие рост концентрации ортоэкситонов в состоянии $k = 0$. Среди них называется быстрая конверсия ортоэкситонов в параэкситоны.

В [7-11] предложены и другие механизмы конверсии. В [8,9] сделано предположение, что переход между уровнями Γ_5^+ и Γ_2^+ , расстояние между которыми равно 96 см^{-1} , происходит с эмиссией одного оптического фонона Γ_3^- (110 см^{-1}) [8] либо с эмиссией двух фононов — оптического Γ_5^- (88 см^{-1}) и акустического [9]. Скорость конверсии, обусловленная последним процессом, $D \sim T^{7/2}$ [9], а скорость конверсии, полученная экспериментально [12], $D \sim T^{3/2}$. Экспериментальное исследование относительной интенсивности люминесценции орто- и параэкситонов в одноосновчатом кристалле Cu_2O [13] исключило как механизм однофононной конверсии [8], так и двухфононной [9].

В [10] предполагается, что доминирующим механизмом конверсии является излучение акустического фонона с большим волновым вектором. При этом скорость конверсии «вниз» $D \sim T$ при низких температурах и $D \sim T^{3/2}$ при высоких. Однако время жизни ортоэкситона, полученное экспериментально, оказалось в три раза меньше, чем следует из [10].

Мизирович [11] предложил механизм одновременной конверсии двух ортоэкситонов в два параэкситона. Такой механизм, естественно, достаточно эффективен только при высоких концентрациях ортоэкситонов и в этом смысле должен иметь пусть и не четкий, но все же пороговый характер.

Авторы работ [11,14,15] на основе изучения разрешенной во времени и в пространстве люминесценции орто- и параэкситонов с участием фононов привели новые интересные аргументы в пользу реальности БЭК параэкситонов. Они состоят в следующем. Уровень Γ_5^+ трехкратно вырожден, а уровень Γ_2^+ невырожден, поэтому критическая плотность параэкситонов, необходимая для БЭК, в три раза меньше таковой для ортоэкситонов. Кроме того, быстрая орто-пара конверсия при высоких уровнях возбуждения увеличивает плотность параэкситонов нелинейно в зависимости от плотности ортоэкситонов, не позволяя последним достичь полного вырождения. Можно поэтому ожидать, что, в то время как параэкситоны уже давно сконденсированы, ортоэкситоны лишь начинают достигать высокой степени вырождения. Например, было показано [14], что при средних плотностях возбуждения фактическая концентрация ортоэкситонов $n_o = 0.5n_{oc}(T)$, а параэкситонов $n_p = 0.8n_{pc}(T)$, где $n_{oc}(T)$, $n_{pc}(T)$ — критические концентрации соответствующих квазичастиц, необходимых для наступления БЭК для каждого сорта экситонов по отдельности при их температуре T . При этом полуширина полосы люминесценции параэкситонов значительно меньше, чем у ортоэкситонов, что, по-видимому, тоже говорит о большей степени вырождения парасистемы по сравнению с ортосистемой. Для самого высокого уровня возбуждения, достигнутого в эксперименте [14] $n_o = 0.6n_{oc}(T)$, плотность параэкситонов неожиданно возрастает до величины порядка $5n_{pc}(T)$. Вполне вероятно, что столь резкий

скачок плотности параэкситонов по сравнению с ростом концентрации ортоэкситонов связан с включением нового очень эффективного канала заполнения парасостояний, например, благодаря двухчастичной орто-пара конверсии. Одновременно в спектре люминесценции параэкситонов появляется аномалия в виде ступеньки, которая сдвинута на 0.7 meV в коротковолновую сторону относительного положения линии люминесценции из дна параэкситонной зоны. Положение ступеньки, коль скоро она появилась, уже не зависит от времени и концентрации параэкситонов.

В [11,14,15] высказывается предположение о том, что ступенька обусловлена БЭК параэкситонов в состоянии с $k \neq 0$. Спектр люминесценции ортоэкситонов по-прежнему не имеет острого пика, соответствующего конденсату в $k = 0$. При предельно больших уровнях возбуждения у полосы люминесценции орточастиц появляется длинноволновый хвост, который достигает максимума по интенсивности с некоторой временной задержкой по отношению к временной эволюции плотности ортоэкситонов, когда их концентрация уменьшилась на порядок. Из временной зависимости интенсивности длинноволнового хвоста в спектре параэкситонов следует, что имеется корреляция во времени между появлением ступеньки и достижением максимума интенсивности длинноволнового хвоста [11,15].

В настоящей работе мы исследуем особенности явлений БЭК ортоэкситонов в присутствии близлежащей зоны параэкситонов и процессов орто-пара конверсии. Мы допустим, что БЭК ортоэкситонов произошла, и найдем те следствия, обусловленные орто-пара конверсией, которые могли бы служить признаками ее наступления. Заранее они неизвестны, так как имеются процессы, которые отсутствуют в модели скалярного однокомпонентного экситонного газа. Эти процессы сильно влияют на форму полос люминесценции орто- и параэкситонов. Поскольку изменения форм полос являются основными признаками, по которым судят о наступлении БЭК, то необходимо знать, что следует ожидать в реальном случае в кристалле Cu_2O . Скопление большого числа квазичастиц на дне ортоэкситонной зоны может вести себя подобно размытому конденсату и вызывать интенсивную парную орто-пара конверсию. Одна из возможных интерпретаций появления ступеньки в спектре параэкситонов состоит в следующем. При больших плотностях накачки начинается конденсация ортоэкситонов. Вступает в действие пороговый механизм парной орто-пара конверсии с последующим внутризонным рассеянием горячих параэкситонов на Γ_5^- фоне. Таким образом, появление ступеньки может означать начало БЭК ортоэкситонов. Это предположение делалось ранее в работе [11]. Однако в последней работе изменены условия эксперимента. Благодаря одноосному сжатию БЭК ортоэкситонов не происходит [16,17]. Обсуждение новой экспериментальной ситуации, изложенной в работах [16,17], заслуживает отдельного рассмотрения. Длинноволновый хвост у полосы ортоэкситонов в некоторых работах предлагается объяснить появлением коллективных возбуждений в конденсате ортоэкситонов [11,14,15].

Нами сделана попытка объяснения аномалии в спектре параэкситонов на основе предложенного Мизировичем [11] механизма парной конверсии в условиях БЭК ортоэкситонов. Построен модельный гамильтониан, адекватный данному механизму, и получена перестройка

энергетического спектра параэкситонов в предположении, что основная часть ортоэкситонов конденсирована. Показано, что реальный попарный выход ортоэкситонов из конденсата и их превращение в параэкситоны ведут к абсолютной неустойчивости, а следовательно, и к возможности генерации большого количества параэкситонов с кинетической энергией, равной величине орто-пара расщепления или близкой к ней. Эти горячие параэкситоны, рассеиваясь внутризонно на оптических фононах типа Γ_5^- (88 cm^{-1}), не попадают в конденсат с $\mathbf{k} = 0$, а располагаются выше на величину, равную примерно 0.7 meV . Их последующая люминесценция и может быть причиной появления аномалии в виде коротковолновой ступеньки у полосы параэкситона.

Другим возможным механизмом возникновения параэкситонов является преобразование биэкситона в два горячих параэкситона, которые после внутризонного рассеяния на фоне Γ_5^- также не попадают в конденсат с $\mathbf{k} = 0$, а попадают в состояние, расположенное выше на величину $D_m/2 = 0.35 \text{ meV}$.

Модельный гамильтониан системы орто- и параэкситонов, описывающий процесс их парной конверсии, можно записать в следующем виде:

$$H = H_0 + H_{OP},$$

$$H_0 = \sum_{\mathbf{k}} \left[\sum_{i=1}^3 \mathcal{E}_O(\mathbf{k}) \alpha_{i\mathbf{k}}^+ \alpha_{i\mathbf{k}} + \mathcal{E}_P(\mathbf{k}) \beta_{\mathbf{k}}^+ \beta_{\mathbf{k}} \right], \quad (1)$$

$$H_{OP} = \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{p}, \mathbf{q}} \nu_{OP}(\mathbf{k}, \mathbf{p}; \mathbf{k} + \mathbf{q}, \mathbf{p} - \mathbf{q}) \left[(2\alpha_{1\mathbf{k}}^+ \alpha_{2\mathbf{p}}^+ + \alpha_{3\mathbf{k}}^+ \alpha_{3\mathbf{p}}^+) \times \beta_{\mathbf{k}+\mathbf{q}} \beta_{\mathbf{k}-\mathbf{q}} + \text{e.c.} \right],$$

$\alpha_{i\mathbf{k}}^+, \beta_{\mathbf{k}}^+$ — операторы рождения орто- и параэкситонов с квазимпульсом \mathbf{k} и энергиями $\mathcal{E}_O(\mathbf{k})$ и $\mathcal{E}_P(\mathbf{k})$; $i = 1, 2, 3$ соответствует проекциям спина 1, -1, 0; ν_{OP} — Фурье-образ энергии парной орто-пара конверсии; $\nu_{OP}(0) = (13/2)\pi I_{ex} a_{ex}^{3/2}$; I_{ex} — потенциал ионизации экситона.

Считаем, что Бозе-конденсат ортоэкситонов образовался на всех трех подуровнях состояния Γ_5^+ с одними и теми же амплитудами и фазами квазичастиц. Учитывая взаимодействие параэкситонов только с конденсатной модой $\mathbf{k} = 0$ ортоэкситонов, для H_{OP} получим

$$H_{OP} = \sum_{\mathbf{k}} \nu_{OP}(\mathbf{k}) \left[(2\alpha_{10}^+ \alpha_{20}^+ + \alpha_{30}^+ \alpha_{30}^+) \beta_{\mathbf{k}} \beta_{-\mathbf{k}} + \text{e.c.} \right],$$

где

$$\nu_{OP}(\mathbf{k}) \equiv \nu_{OP}(0, 0; \mathbf{k}, -\mathbf{k}).$$

Пренебрегая обратным влиянием внеконденсатных возбуждений на конденсат, рассмотрим выделенную моду ортоэкситонов как заданное поле. Вследствие допущенных приближений цепочка уравнений движения включает в себя всего две функции Грина

$$G_1(\mathbf{k}, t) = \langle\langle \beta_{\mathbf{k}}(t); \beta_{\mathbf{k}}(0) \rangle\rangle,$$

$$G_2(\mathbf{k}, t) = \langle\langle [2\alpha_{10}(t)\alpha_{20}(t) + \alpha_{30}(t)\alpha_{30}(t)] \beta_{-\mathbf{k}}^+(t); \beta_{\mathbf{k}}^+(0) \rangle\rangle. \quad (2)$$

Полюса Фурье-образов $G_l(\mathbf{k}, \varepsilon)$ функций Грина (2), т.е. дисперсионные кривые $\varepsilon_l(\mathbf{k})$ ($l = 1, 2$) перенормированного спектра параэкситонов, задаются выражениями

$$\varepsilon_{1,2}(\mathbf{k}) = \varepsilon_0(0) - i[\gamma_0 + \gamma_P(\mathbf{k})] \pm \left\{ [\varepsilon_0(0) - \varepsilon_P(\mathbf{k}) - i\gamma_0]^2 - 4\nu_{0P}^2(\mathbf{k})m_0^2 \right\}^{1/2}, \quad (3)$$

где

$$m_0 = \sum_{i=1}^3 \alpha_{i0}^+ \alpha_{i0},$$

m_0 — концентрация конденсированных ортоэкситонов. Так как фазы у операторов α_{i0} равны, а состояние $\mathbf{k}_0 = 0$ макрозаполнено, то при выводе формулы (3) было использовано равенство

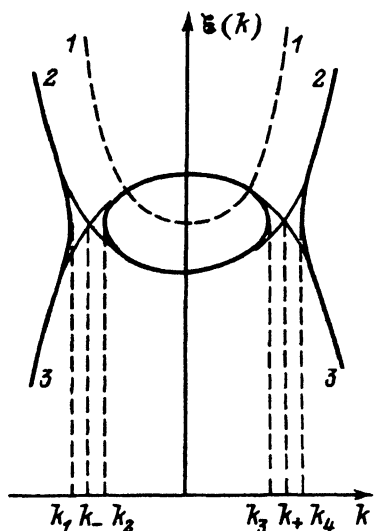
$$\alpha_{i0}^+ \alpha_{i'0} = \alpha_{j0} \alpha_{j'0}^+, \quad i, i', j, j' = 1, 2, 3.$$

В (3) феноменологически учтено затухание ортоэкситонов γ_0 и параэкситонов $\gamma_P(\mathbf{k})$. Затравочные квазичастицы (или комплексы), в результате взаимодействия которых образуется новый спектр $\varepsilon_l(\mathbf{k})$, обладают дисперсией $\varepsilon_P(\mathbf{k})$ и $2\varepsilon_0(0) - \varepsilon_P(\mathbf{k})$ и им соответствуют оператор $\beta_{\mathbf{k}}$ и комплекс операторов $(2\alpha_{10}\alpha_{20} + \alpha_{30}\alpha_{30})\beta_{-\mathbf{k}}^+$.

Обсудим спектр (3) сначала без учета затухания ($\gamma_0, \gamma_P(\mathbf{k}) = 0$). Качественная зависимость кривых ε_l от \mathbf{k} представлена на рисунке. При удовлетворении неравенства

$$[\varepsilon_0(0) - \varepsilon_P(\mathbf{k})]^2 < 4\nu_{0P}^2(\mathbf{k})m_0^2 \quad (4)$$

для действительных значений волнового вектора \mathbf{k} спектр $\varepsilon_l(\mathbf{k})$ является комплексным, причем $\text{Im } \varepsilon_l(\mathbf{k}) > 0$. Это означает, что в спектральной области, расположенной в окрестностях частоты $\hbar^{-1}\varepsilon_0(0)$ и имеющей ширину порядка $4\hbar^{-1}\nu_{0P}m_0$, рассматриваемая система квазичастиц является неустойчивой. В этой особой области для действительных значений энергии вектор \mathbf{k} является действительной величиной.



Качественная картина перенормированного спектра параэкситонов: $\varepsilon_0(\mathbf{k})$ (1), $\varepsilon_P(\mathbf{k})$ (2), $2\varepsilon_0(0) - \varepsilon_P(\mathbf{k})$ (3).

Следовательно, неустойчивость является абсолютной и из конденсата могут парами генерироваться параэкситоны с энергиями, близкими к $\mathcal{E}_O(0)$, и с большими волновыми векторами

$$\mathbf{k} \approx \left\{ 2\hbar^{-2} m_P [\mathcal{E}_O(0) - \mathcal{E}_P(0)] \right\}^{1/2}.$$

В результате в кристалле при высоких уровнях возбуждения может образоваться сильно неравновесное состояние параэкситонов большой плотности.

Неравенство (4) выполняется вблизи двух точек волнового синхронизма $\mathbf{k}_+ = -\mathbf{k}_-$, которые появляются совместно и задаются уравнением $\mathcal{E}_O(0) - \mathcal{E}_P(\mathbf{k}) = 0$. Таким образом, в пространстве квазиимпульсов имеются две особые области, в которых энергия параэкситона комплексна. Границы этих областей \mathbf{k}_j ($j = 1, 2, 3, 4$) определяются из уравнения

$$|\mathcal{E}_O(0)\mathcal{E}_P(\mathbf{k})| - 2\nu_{OP}(\mathbf{k})m_O = 0.$$

Согласно (3), в точках \mathbf{k}_\pm парная генерация параэкситонов в отсутствие затухания может происходить при сколь угодно малых концентрациях m_O . Известно, однако, что процессы генерации имеют пороговый характер и решающая роль в этом принадлежит затуханию. Выделяем в (3) действительную и мнимую части

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \mathcal{E}_{1,2}(\mathbf{k}) &= \mathcal{E}_O(0) \pm 2^{-1/2} \operatorname{Sign}(F_{\mathbf{k}}) \left\{ [D_{\mathbf{k}}^2 + F_{\mathbf{k}}^2]^{1/2} + D_{\mathbf{k}} \right\}^{1/2}, \\ \operatorname{Im} \mathcal{E}_{1,2}(\mathbf{k}) &= -[\gamma_O + \gamma_P(\mathbf{k})] \pm 2^{-1/2} \left\{ [D_{\mathbf{k}}^2 + F_{\mathbf{k}}^2]^{1/2} - D_{\mathbf{k}} \right\}^{1/2}, \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$D_{\mathbf{k}}^2 = [\mathcal{E}_O(0) - \mathcal{E}_P(\mathbf{k})]^2 - \gamma_O^2 - 4\nu_{OP}^2 m_O^2,$$

$$F_{\mathbf{k}} = -2\gamma_O [\mathcal{E}_O(0) - \mathcal{E}_P(\mathbf{k})].$$

Из (5) видно, что мнимая часть ветви $\mathcal{E}_1(\mathbf{k})$ может быть положительной (признак генерации). Решая уравнение $\operatorname{Im} \mathcal{E}_1(\mathbf{k} = 0)$, для пороговой концентрации \tilde{m}_O получаем следующее выражение:

$$\tilde{m}_O(\mathbf{k}) = \frac{\left\{ \gamma_P(\mathbf{k}) [2\gamma_O + \gamma_P(\mathbf{k})] \left[(\mathcal{E}_O(0) - \mathcal{E}_P(\mathbf{k}))^2 + (\gamma_O + \gamma_P(\mathbf{k}))^2 \right] \right\}^{1/2}}{2\nu_{OP}(\mathbf{k})[\gamma_O + \gamma_P(\mathbf{k})]}.$$

Оценим пороговую концентрацию при условии $\mathcal{E}_O(0) \approx \mathcal{E}_P(\mathbf{k})$. Тогда

$$\tilde{m}_O(k) \approx \gamma_P(\mathbf{k}) \frac{(2\gamma_O + \gamma_P(\mathbf{k}))}{2\nu_{OP}(\mathbf{k})}.$$

Полагая $\nu_{OP} \approx 10^{-18} \text{ meV} \cdot \text{cm}^{-3}$, $\gamma_O \approx \gamma_P \approx 1 \text{ meV}$, получим $\tilde{m}_O \approx 1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Найденная в [14] плотность ортоэкситонов, при которой появляется аномалия в спектре люминесценции, $n_O \approx 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

Причина появления длинноволнового хвоста в спектре люминесценции ортоэкситонов может быть обусловлена существованием биэкситонов. Дипольный переход из биэкситонного состояния Γ_1^+ в экситонное Γ_5^+ (так называемая M -полоса люминесценции биэкситона) с участием фонона Γ_3^- имеет место в области частот длинноволнового хвоста люминесценции, обнаруженной в [11,14].

Заметим, что перестройка спектра получена нами в предположении о БЭК ортоэкситонов в состоянии с $\mathbf{k} = 0$. Однако это допущение сделано лишь для упрощения расчетов. Действительно, пусть БЭК в состоянии $\mathbf{k} = 0$ не происходит, а есть только высокая степень макрозаполнения состояний в пространстве волновых векторов ортоэкситонов $\mathbf{q} = 0 \div \mathbf{q}_0$, где $\mathbf{q}_0 \ll \mathbf{k}_p$. Тогда H_{OP} можно представить в виде

$$H_{OP} = \sum_{\mathbf{k}} \sum_{\mathbf{q}=0}^{\mathbf{q}_0} \nu_{OP}(\mathbf{q}, \mathbf{q}; \mathbf{k}, -\mathbf{k}) \left[(2\alpha_{1\mathbf{q}}^+ \alpha_{2\mathbf{q}}^+ + \alpha_{3\mathbf{q}}^+ \alpha_{3\mathbf{q}}^+) \beta_{\mathbf{k}} \beta_{-\mathbf{k}} + \text{e.c.} \right].$$

Полагая

$$\nu_{OP}(\mathbf{q}, \mathbf{q}; \mathbf{k}, -\mathbf{k}) \approx \nu_{OP}(0, 0; \mathbf{k}, -\mathbf{k})$$

и затухание

$$\gamma_0(\mathbf{q}) \approx \gamma_0(0),$$

мы вновь получим уравнение (3), где, однако, концентрация ортоэкситонов m_0 имеет вид

$$m_0 = \sum_{\mathbf{q}=0}^{\mathbf{q}_0} \alpha_{i\mathbf{q}}^+ \alpha_{i\mathbf{q}}.$$

Если эта величина в среднем достаточно велика и оператор m_0 можно заменить на число C , то и в этом случае остаются в силе все наши выводы о перестройке спектра параэкситонов.

Список литературы

- [1] Bobrysheva A.I., Miglei M.F., Shmiglyuk M.I. // Phys. Stat. Sol. (b). 1972. V. 53. N 1. P. 71-84.
- [2] Bobrysheva A.I., Moskalenko S.A. // Phys. Stat. Sol. (b). 1983. V. 119. N 1. P. 141-146.
- [3] Mysyrowicz A., Hulin D., Antonetti A. // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43. N 15. P. 1123-1126.
- [4] Bobrysheva A.I., Moskalenko S.A., Shvera Yu.M. // Phys. Stat. Sol. (b). 1988. V. 147. N 2. P. 717-720.
- [5] Hulin D., Mysyrowicz A., Benoit a la Guillaume C. // Phys. Rev. Lett. 1980. V. 45. N 24. P. 1970-1973.
- [6] Snoko D., Wolfe J.P., Mysyrowicz A. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. N 7. P. 827-830.
- [7] Snoko D., Wolfe J.P. // Phys. Rev. B. 1990. V. 42. N 13. P. 7876-7884.
- [8] Mysyrowicz A., Hulin D., Benoit a la Guillaume C. // J. of Lumin. 1981. V. 24/25. P. 629-632.
- [9] Caswell N., Yu P.Y. // Phys. Rev. B. 1982. V. 25. N 6. P. 5519-5522.
- [10] Snoko D., Trauernicht D.P., Wolfe J.P. // Phys. Rev. B. 1990. V. 41. N 8. P. 5266-5270.
- [11] Mysyrowicz A., Snoko D., Wolfe J.P. // Phys. Stat. Sol. (b). 1987. V. 159. N 1. P. 387-401.
- [12] Weiner J.S., Caswell N., Yu P.Y., Mysyrowicz A. // Solid State Comm. 1983. V. 46. N 2. P. 105-108.
- [13] Mysyrowicz A., Trauernicht D.P., Wolfe J.P., Trebin H.-R. // Phys. Rev. B. 1983. V. 27. N 4. P. 2562-2564.
- [14] Snoko D., Wolfe J.P., Mysyrowicz A. // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 64. N 21. P. 2543-2546.

- [15] Snoke D., Wolfe J.P., Mysyrowicz A. // Phys. Rev. B. 1990. V. 41. N 16. P. 11171-11184.
[16] Fortin E., Benson E., Mysyrowicz A. // Abstracts of contributed papers at International Workshop on Bose-Einstein Condensation. Levico Terme (Trento), May 31-June 4, 1993. P. 16.
[17] Jia Ling, Wolfe J.P. // Ibid. P. 17.

Институт прикладной физики АН Молдовы
Кишинев

Поступило в Редакцию
21 декабря 1993 г.

