

Охлаждение экситонов когерентным фононным излучением

Ю. Е. Лозовик¹⁾, И. В. Овчинников

Институт спектроскопии РАН, 142190 Троицк, Московская область, Россия

Поступила в редакцию 9 апреля 2001 г.

Рассматривается эффект охлаждения экситонов когерентным фононным излучением, основанный на эффекте когерентного пленения населенностей экситонов. Анализируются особенности эффекта когерентного пленения экситонов в экситонной системе – существенная роль процессов переброса и процессов рекомбинации и релаксации. С учетом этих особенностей найдены ограничения на параметры системы, при которых может осуществиться рассматриваемый эффект.

PACS: 63.20.Ls, 71.35.Lk

Одной из интересных задач физики твердого тела является обнаружение когерентных состояний экситонов, возникающих в квазиравновесной системе экситонов при достаточно низких температурах. Когерентное состояние экситонов должно обладать рядом интересных свойств: сверхтекучестью и связанным с ней сверхпереносом энергии (то есть сверхтеплопроводностью), а в случае непрямых экситонов в связанных квантовых ямах – недиссипативными электрическими токами в каждой из ям, эффектами Джозефсона и т.п. [1–3]. Равновесное состояние экситонов при импульсной накачке осуществляется, лишь если время релаксации экситонов существенно меньше их времени жизни, определяемого электрон-дырочной рекомбинацией²⁾. При постоянной же лазерной накачке, создающей экситоны, трудно достичь равновесного состояния с низкой температурой (даже при достаточно низкой температуре решетки).

Из сказанного ясно, что для наблюдения интересных низкотемпературных фаз экситонов весьма важной является проблема охлаждения экситонной подсистемы. В этой связи мы рассматриваем в настоящей работе эффект охлаждения экситонов пучком когерентных фононов. Идею метода мы опишем ниже, а пока ограничимся общими замечаниями.

Пучок когерентных фононов можно возбудить в твердом теле, например, с помощью ультракороткого лазерного импульса [4] путем параметрической рас-

качки решетки или стимулированного рассеяния³⁾. Другой возможный метод возбуждения когерентного пучка фононов в какой-то мере аналогичен созданию обычного лазерного пучка (“фононный лазер”), например, с использованием трехуровневой схемы в полупроводниковых структурах, в которой роль фотонов играют фононы. В настоящее время предложен ряд возможных схем для фононного лазера [6, 7] и имеются определенные успехи на пути его создания, что позволяет надеяться на получение надежного источника когерентного фононного излучения в ближайшем будущем.

Идея охлаждения экситонов когерентным пучком фононов состоит в возбуждении экситон-экситонного перехода когерентными фононами, имеющими близкую к нулю энтропию, с последующим спонтанным излучением фононов, уносящих энтропию системы и, следовательно, охлаждающих экситонную систему. В настоящей работе мы рассмотрим интересный частный случай такого охлаждения, связанный с эффектом когерентного пленения населенностей в экситонной подсистеме. От охлаждения атомов лазерным излучением рассматриваемая задача отличается не только заменой фотонов фононами, но и нетривиальной ролью зоны Бриллюэна в рассматриваемом процессе, а также необходимостью учета релаксации в экситонной системе и т.п.

Перейдем теперь непосредственно к рассматриваемой задаче. Будем считать, что имеется два экситонных уровня, которые мы обозначим U и L , связанные между собой стоячей фононной волной. Такими экситонными уровнями могут быть, например, экситонные уровни, примыкающие к различным уровням размерного квантования в квантовых

¹⁾ e-mail: lozovik@isan.troitsk.ru

²⁾ Поэтому благоприятными для наблюдения низкотемпературных фаз являются непрямые экситоны в связанных квантовых ямах, рекомбинация которых связана с туннелированием носителей через барьер между квантовыми ямами, и потому их время жизни существенно больше, чем у прямых экситонов [2, 3].

³⁾ Необходимый для охлаждения большой импульс когерентных акустических фононов (см. ниже) может быть получен в слоистой системе или сверхрешетке [5].

ным уровням размерного квантования в квантовых ямах или квантовых проводах, либо непрямые и прямые экситоны в связанных квантовых ямах и т.п. Таким образом, мы рассматриваем эффект охлаждения на межэкситонном переходе. Тем не менее рассматриваемый нами эффект может осуществляться также и на переходе между единственным экситонным уровнем и непрерывным спектром рассеяния электронов и дырок. В этом случае наше описание требует некоторого обобщения, которое, однако, не даст качественно иных результатов.

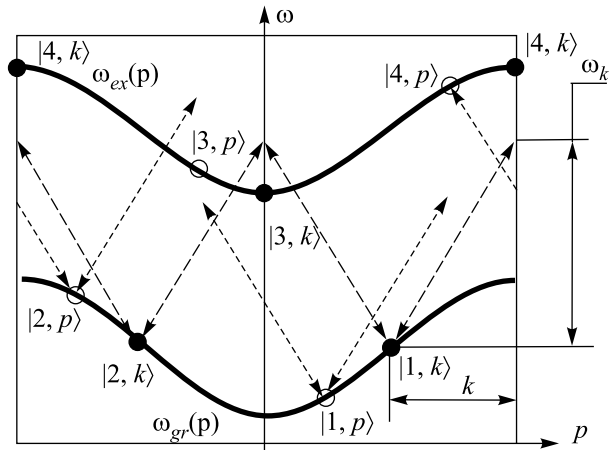
Эффективный потенциал взаимодействия экситонов с когерентной фононной волной запишем как

$$\hat{V}(\mathbf{x}) = \frac{1}{2}g \left((e^{i\mathbf{k}\mathbf{x}} + e^{-i\mathbf{k}\mathbf{x}}) e^{-i\omega_k t} + \text{к.с.} \right), \quad (1)$$

где g – константа, пропорциональная матричному элементу межэкситонного фононного перехода и корню из интенсивности фононного излучения. Потенциал взаимодействия экситонов с фононами – скалярный [8], и, поскольку выбранные экситонные уровни связаны между собой фононным переходом, на них существуют и другие ограничения, например, они должны обладать одинаковой четностью, спином и т.д.

Мы считаем, что волновой вектор фононного излучения \mathbf{k} параллелен одной из осей симметрии зоны Бриллюэна (\mathbf{e}_x) и что его длина ровно в четыре раза меньше ширины зоны Бриллюэна в этом направлении. Такое фононное излучение возможно создать, используя, например, фононный переход в непрямозонном полупроводнике [7]. В рассматриваемом случае индуцированные переходы способны перевести экситон с фиксированным импульсом внутри зоны Бриллюэна только еще в три состояния в зоне Бриллюэна. Здесь существенны эффекты переброса экситонов (см. рисунок). Таким образом, потенциал (1) разбивает полный набор экситонных состояний на уровнях U, L на четверки связанных между собой индуцированными переходами состояний. Такие четверки состояний параметризуются волновым вектором, принадлежащим половине зоны Бриллюэна. Таким образом, p_x определен только по $\text{mod}(2k)$. Внутри каждой четверки мы определим состояния и соответствующие им энергии следующим образом:

$$\begin{aligned} |\mathbf{p}\rangle_1 &= |\mathbf{p}\rangle_L, |\mathbf{p}\rangle_2 = |\mathbf{p} - 2\mathbf{k}\rangle_L, |\mathbf{p}\rangle_3 = \\ &= e^{-i\omega_k t} |\mathbf{p} - \mathbf{k}\rangle_U, |\mathbf{p}\rangle_4 = e^{-i\omega_k t} |\mathbf{p} - 3\mathbf{k}\rangle_U, \quad (2) \\ \omega_1(\mathbf{p}) &= \omega(\mathbf{p})_L, \omega_2(\mathbf{p}) = \omega(\mathbf{p} - 2\mathbf{k})_L, \omega_3(\mathbf{p}) = \\ &= \omega(\mathbf{p} - \mathbf{k})_U - \omega_k, \omega_4(\mathbf{p}) = \omega(\mathbf{p} + 3\mathbf{k})_U - \omega_k. \end{aligned}$$



Разрез зоны Бриллюэна плоскостью, параллельной волновому вектору фононного излучения k . Фононное излучение разбивает экситонные зоны на четверки связанных индуцированными переходами состояний, что происходит благодаря эффектам переброса. Например, при поглощении фонона с волновым вектором $-k$ состояние $|2, p\rangle$ переходит в состояние $|4, p\rangle$. Четверка состояний, характеризуемая волновым вектором k , обладает суперпозиционным состоянием, не взаимодействующим с фононным полем

Здесь мы также ввели временные множители с целью убрать временную зависимость из оператора Гамильтона. В таком базисе одночастичный гамильтониан экситонов с учетом (1) представляется следующим образом:

$$\hat{\mathcal{H}}(\mathbf{p}) = \begin{pmatrix} \omega_1(\mathbf{p}) & 0 & \frac{1}{2}g & \frac{1}{2}g \\ 0 & \omega_2(\mathbf{p}) & \frac{1}{2}g & \frac{1}{2}g \\ \frac{1}{2}g & \frac{1}{2}g & \omega_3(\mathbf{p}) & 0 \\ \frac{1}{2}g & \frac{1}{2}g & 0 & \omega_4(\mathbf{p}) \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Для упрощения считаем константу связи g не зависящей от импульса взаимодействующих экситонных уровней. Уравнение динамики системы описывается уравнением Лиувилля для матрицы плотности:

$$i \frac{\partial}{\partial t} \hat{\rho}(\mathbf{p}) = [\hat{\mathcal{H}}(\mathbf{p}), \hat{\rho}(\mathbf{p})].$$

Это уравнение сохраняет след $\hat{\rho}(\mathbf{p})$, то есть начальное распределение по связанным индуцированными переходами четверкам состояний не меняется. Это происходит по той причине, что (3) учитывает лишь индуцированные переходы. В переходах верхнего экс-

тонного уровня на нижний со спонтанным испусканием фонона, в отличие от индуцированных переходов, фотоны испускаются изотропно. Это обстоятельство приводит к тому, что экситон с верхнего уровня при спонтанном переходе попадает в нижние состояния с различными \mathbf{p} .

Из вида гамильтониана (3) можно заметить, что для таких \mathbf{p} , для которых энергии нижних связанных уровней совпадают, состояния $1/\sqrt{2}(|\mathbf{p}\rangle_1 - |\mathbf{p}\rangle_2)$ стационарны и не вовлечены во взаимодействие с фононным полем. Попад однажды в одно из таких состояний, экситон уже не будет возбуждаться на верхние уровни и навсегда останется в нем. Из других же нижних состояний экситоны будут опять возбуждаться на верхний уровень, а затем распадаться на нижний, и так до тех пор, пока не окажутся (в результате спонтанного перехода) в одном из таких выделенных состояний. Таким образом, по прошествии некоторого времени все экситоны окажутся в состояниях, не взаимодействующих с фононным полем, и эволюция системы прекратится. В этом и заключается механизм описываемого эффекта. Отметим также, что такие состояния всегда существуют, поскольку $\omega_1(\mathbf{p}) = \omega_2(\mathbf{p} \pm 2\mathbf{k})$, и их разность как функция p_x при фиксированных остальных проекциях \mathbf{p} принимает на границах своей области определения разные по знаку и одинаковые по величине значения. В результате существует хотя бы одно значение $p_x = p_0$, такое, что ω_1 и ω_2 равны. Такие состояния образуют поверхность размерности $n - 1$, где n – размерность физического пространства, в которой удерживаются экситоны. В том случае, когда нижний уровень симметричен относительно отражения в плоскости $p_x = 0$, эта поверхность задается уравнением $p_x = k$. Именно такую ситуацию мы и будем рассматривать в дальнейшем, что, тем не менее, не ограничивает общности.

Чтобы подтвердить приведенное качественное описание эволюции системы в условиях эффекта когерентного пленения населенностей экситонов, учтем спонтанные переходы и релаксацию в системе экситонов. Проанализируем сначала роль спонтанного перехода. К энергии верхних уровней добавляется комплексная часть $-i\gamma$, где γ – скорость спонтанного перехода. Приход экситонов в нижние состояния описывается интегральными членами, учитывающими возможность прихода экситона с верхнего уровня из состояний с различными \mathbf{p} . Отметим, что мы не конкретизировали, какой именно фононной ветви соответствует возбуждающее фононное поле, однако спонтанный переход с верхнего уровня на нижний обусловлен в основном испусканием про-

долных акустических фононов, наиболее сильно взаимодействующих с экситонами. При спонтанном переходе экситона с верхнего уровня на нижний испускается фонон с волновым вектором, по крайней мере не меньшим волнового вектора когерентного фононного пучка k . Спонтанный переход с верхнего экситонного уровня на нижний может также происходить с испусканием и более одного фонона. В свете сделанных замечаний естественно предположить, что спонтанный переход в какое-либо состояние на нижнем экситонном уровне происходит с верхнего экситонного уровня из всех точек зоны Бриллюэна с одинаковой вероятностью. В этом случае уравнение для матрицы плотности можно представить в виде

$$\begin{aligned} i\frac{\partial}{\partial t}\hat{\rho}(\mathbf{p}) &= [\hat{\mathcal{H}}(\mathbf{p}), \hat{\rho}(\mathbf{p})] - \\ &- i\gamma \{ \delta_{3,i}\delta_{3,k} + \delta_{4,i}\delta_{4,k}, \hat{\rho}(\mathbf{p}) \} + \\ &+ i\gamma \overline{\rho_U(\mathbf{p})} (\delta_{3,i}\delta_{3,k} + \delta_{4,i}\delta_{4,k}), \end{aligned} \quad (4)$$

$$\rho_U(\mathbf{p}) = \rho_{3,3}(\mathbf{p}) + \rho_{4,4}(\mathbf{p}).$$

Здесь фигурные скобки обозначают антикоммутатор, индексы нумеруют состояния (2). Усреднение ведется по всей области определения \mathbf{p} .

Отвлечемся пока от иных процессов, происходящих в экситонной системе, которые учтем ниже феноменологически, проанализируем асимптотическое поведение идеализированной системы, описываемой уравнением (4). Матрица плотности при $t \rightarrow \infty$ является стационарным решением уравнения (4). Взяв след этого уравнения и приравняв нулю производные по времени, легко убедиться, что в стационарном случае $\rho_{3,3}(\mathbf{p})$ и $\rho_{4,4}(\mathbf{p})$ постоянны на всей области определения \mathbf{p} , то есть верхние уровни заселены равномерно. Таким образом, при нахождении стационарного решения уравнения (4) можно заметить интегральный член на значения $\rho_{3,3}(\mathbf{p}), \rho_{4,4}(\mathbf{p})$ в этой же точке \mathbf{p} -пространства. В результате получим замкнутую систему однородных линейно зависящих уравнений на элементы $\rho(\mathbf{p})$. Решив эту систему, находим

$$\rho_U(\mathbf{p}) = f(\mathbf{p})\chi(\mathbf{p}), \quad (5)$$

где $\chi(\mathbf{p}) = \text{Sp}(\hat{\rho}(\mathbf{p}))$. Функция f может рассматриваться как стационарная населенность верхних уровней в условиях эффекта когерентного пленения населенностей в четырехуровневой системе. В связи с задачей о когерентном пленении населенностей лазерным излучением в атомной системе [9] задача о стационарной заселенности верхних уровней в системах

с конечным числом состояний рассматривалась, например, в [10]. Вдали от положения состояний когерентного пленения населенностей в случае интенсивного фоновонного излучения функция $f(\mathbf{p})$ стремится к $1/2$, то есть интенсивное фоновонное излучение насыщает межэкситонный переход, и заселенности верхнего и нижнего уровней сравниваются. В окрестности $p_x = k$ функция f имеет провал лоренцевой формы до значения 0 в самой точке k . Равенство нулю функции f означает, что в этой точке \mathbf{p} -пространства стационарным относительно индуцированных переходов является состояние, где все экситоны находятся в связанном состоянии, не взаимодействуя с фоновонным излучением, и, по этой причине, верхние уровни не заселены. Ширина провала зависит от интенсивности фоновонного излучения и от скорости отстройки при смещении по p_x энергий нижних уровней от ситуации, в которой осуществляется эффект когерентного пленения населенностей ($\omega_1(\mathbf{p}) = \omega_2(\mathbf{p})$). Вышеперечисленные особенности функции f учитывает следующее приближение:

$$f(p_x) = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{G^2}{G^2 + (p_x - k)^2} \right), \quad (6)$$

$$G = g \left(\frac{\partial}{\partial p_x} (\omega_2(\mathbf{p}) - \omega_1(\mathbf{p})) \Big|_{p_x=k} \right)^{-1}. \quad (7)$$

В системе экситонов, в отличие от системы атомов, релаксационные процессы чрезвычайно разнообразны и обусловлены различными эффектами. Более того, экситоны обладают конечным временем жизни, и сама система экситонов, будучи квазиравновесной, может существовать долгое время лишь в присутствии подкачки экситонов (например лазером). Для учета этих эффектов воспользуемся приближением времени релаксации для матрицы плотности, считая, что в отсутствие внешнего фоновонного поля система экситонов полностью характеризуется равновесной матрицей плотности $\hat{\rho}_0(\mathbf{p})$ и временем релаксации к равновесию τ . Взяв след уравнения (4), получим:

$$\frac{\partial}{\partial t} \chi(\mathbf{p}) = 2\gamma (\overline{\rho_U(\mathbf{p})} - \rho_U(\mathbf{p})) - \frac{1}{\tau} (\chi(\mathbf{p}) - \chi_0(\mathbf{p})). \quad (8)$$

В этом уравнении, однако, неизвестна связь функций χ и ρ_U . Для получения этой взаимосвязи мы воспользуемся адиабатическим приближением, заключающемся в том, что равновесие относительно индуцированных переходов в каждой четверке состояний достигается значительно быстрее, нежели равновесие относительно диффузии экситонов в \mathbf{p} -пространстве. Такое приближение справедливо при условии $\gamma \ll g$.

В этом случае можно воспользоваться зависимостью (5).

Если считать, что f зависит только от p_x , то можно получить уравнение на одномерное распределение экситонов, проинтегрированное по остальным направлениям \mathbf{p} . Перейдем теперь в x -пространство, воспользовавшись видом функции f из (6) и считая для определенности, что $p_x \in (0, 2k)$. В результате получается⁴):

$$\begin{aligned} & ((e^{2ikx} - 1)/(2kx) - 1)\chi(x) - \\ & - \frac{1}{2}G \int e^{ik(x-x') - G|x-x'|} \chi(x') dx' = \nu(\chi(x) - \chi_0(x)), \\ & \nu = (\gamma\tau)^{-1}. \end{aligned} \quad (9)$$

Экспоненциальный множитель в подынтегральном выражении есть не что иное, как функция Грина оператора $(\partial/\partial x - ik)^2 - G^2$. Воспользовавшись этим, можно получить, что при достаточно больших $x \gg \gg k^{-1}$ и таких, что $\chi_0(x) \rightarrow 0$, функция χ удовлетворяет следующему уравнению:

$$\begin{aligned} & \left(\left(\frac{\partial}{\partial x} - ik \right)^2 - \Delta p^2 \right) \chi(x) = 0, \\ & \chi(x) \sim \exp(ikx - \Delta p|x|), \end{aligned} \quad (10)$$

$$\Delta p = \sqrt{\frac{\nu}{1 + \nu}} G.$$

Большие значения x соответствуют малым размерам в импульсном пространстве. Наименьшим размером в импульсном пространстве является распределение экситонов, захваченных в состояниях когерентного пленения населенностей. Результат (10) соответствует тому, что захваченные экситоны имеют лоренцево распределение в импульсном пространстве с шириной Δp :

$$\chi_u(p_x) = \frac{\Delta p}{\pi(\Delta p^2 + (p_x - k)^2)}. \quad (11)$$

Для нахождения количества экситонов в состояниях когерентного пленения населенностей приближенно представим стационарное распределение по импульсам p_x в виде

$$\chi(p_x) = n\chi_u(p_x) + (1 - n)\chi_0(p_x). \quad (12)$$

⁴Формально надо пользоваться разложением функции χ не в интеграл, а в ряд Фурье. Однако для нашей цели (формула (11)) оба описания дают один и тот же результат и для краткости изложения мы воспользуемся разложением в интеграл Фурье.

Здесь величина n есть доля полного числа экситонов, находящихся в состояниях когерентного пленения населенностей. В результате имеем:

$$n \left((f + \nu)(\chi_u - \chi_0) - \overline{(f + \nu)(\chi_u - \chi_0)} \right) + (f\chi_0 - \overline{f\chi_0}) = 0. \quad (13)$$

Здесь аргументы у функций $f(p_x)$, $\chi_u(p_x)$, $\chi_0(p_x)$ опущены для краткости. Величина n может быть найдена из требования минимальности среднего значения квадрата левой части этого уравнения. Результатом является следующее выражение:

$$n = \frac{(f + \nu)(\chi_u - \chi_0) f\chi_0 - \overline{(f + \nu)(\chi_u - \chi_0)} \overline{f\chi_0}}{((f + \nu)(\chi_u - \chi_0))^2 - \overline{(f + \nu)(\chi_u - \chi_0)}^2}. \quad (14)$$

Легко получить асимптотическое поведение относительного количества экситонов в состояниях когерентного пленения населенностей, например, в пределе широкого равновесного распределения экситонов ($\chi_0 \equiv \text{const}(p_x)$):

$$n = \begin{cases} 1 - \frac{2k\sqrt{\nu}}{\pi G}, & \gamma\tau = \nu^{-1} \gg k/G \\ \frac{2\pi G}{k\nu}, & \gamma\tau \ll k/G \end{cases}.$$

Скорость накачки экситонов в состояние когерентного пленения населенностей определяется скоростью спонтанного перехода с верхнего уровня на нижний γ . Таким образом, в случае незначительной релаксации, то есть когда скорость накачки γ значительно превышает скорость релаксации τ^{-1} , почти все экситоны захвачены в состояниях когерентного пленения. В обратном случае – сильной релаксации по сравнению со скоростью накачки – описываемый эффект несуществен.

Итак, в работе рассмотрено возможное осуществление эффекта охлаждения экситонов интенсивным излучением когерентных фононов. Проанализированы основополагающая роль эффектов переброса и существенная роль релаксации в обсуждаемом эффекте.

Работа поддержана грантами INTAS, Российского фонда фундаментальных исследований и программой “Физика полупроводниковых наноструктур”.

1. *Bose-Einstein Condensation*, eds. A. Griffin, D.W. Snoke, S. Stringari, Cambridge Univ. Press, Cambridge,

- 1995; A. L. Ivanov, H. Haug, and L. V. Keldysh, *Phys. Rep.* **296**, 237, (1998). See also L. V. Keldysh and Yu. V. Kopaev, *Fiz. Tverd. Tela* **6**, 2791 (1964) [*Sov. Phys. Solid State* **6**, 2219 (1965)]; B. I. Halperin and T. M. Rice, *Solid State Phys.* **21**, 115 (1968).
2. Yu. E. Lozovik and O. L. Berman, *JETP Lett.* **64**, 526 (1996); Yu. E. Lozovik, O. L. Berman, and V. G. Tsvetus, *Phys. Rev.* **B56**, 5628 (1999). Yu. E. Lozovik and V. I. Yudson, *JETP Lett.* **22**, 36 (1975); *Sol. St. Comms.* **18**, 628 (1976); A. V. Klyuchnik and Yu. E. Lozovik, *J. Low Temp. Phys.* **38**, 761 (1980); *J. Phys.* **C11**, L483 (1978); S. I. Shevchenko, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3242 (1994); Yu. E. Lozovik and A. V. Poushnov, *Phys. Lett.* **A228**, 399 (1997); Xu. Zhu, P. B. Littlewood, M. S. Hybertsen, and T. M. Rice, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1633 (1995); Y. Naveh and B. Laikhtman, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 900 (1996); A. Imamoglu, *Phys. Rev.* **B57**, R4195 (1998); S. Conti, G. Vignale, and A. H. MacDonald, *Phys. Rev.* **B57**, R6846 (1998); Yu. E. Lozovik and I. V. Ovchinnikov, *JETP Lett.* **72**, 8, 671 (2000); *Sol. St. Comm.* (in print).
3. A. V. Larionov, V. B. Timofeev, J. Hvam, and C. Soerensen, *JETP Lett.* **71**, 174 (2000); L. V. Butov and A. I. Filin, *Phys. Rev.* **B58**, 1980 (1998); V. Sivan, P. M. Solomon, and H. Strikman, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1196 (1992); J.-P. Cheng, J. Kono, B. D. McCombe et al., *Phys. Rev. Lett.* **74**, 450 (1995); T. Fukuzawa, E. E. Mendez, and J. M. Hong, *Phys. Rev.* **B64**, 3066 (1990); L. V. Butov, A. V. Mintsev, Yu. E. Lozovik et al., *Phys. Rev.* **B62**, 1548 (2000).
4. A. L. Dobryakov, V. A. Karavinskii, S. A. Kovalenko et al., *JETP Lett.* **71**, 430 (2000); V. M. Farztdinov, Yu. E. Lozovik, N. P. Ernsting et al., *Phys. Rev.* **B56**, 4176 (1997).
5. Ю. Е. Лозовик, В. А. Шарапов (будет опубликовано).
6. I. C. Rodriguez, S. S. Makler, and E. V. Anda, *Braz. J. of Phys.* **26**, 694 (1999); S. S. Makler, I. Camps, J. Weberszpil, and D. E. Tugarot, *J. of Phys. Cond. Matt.* **12**, 3149 (2000); P. A. Fokker, R. S. Meltzer, Y. P. Wang et al., *Phys. Rev.* **B55**, 2934 (1997); J. Y. Prieur, M. Devaud, J. Joffrin et al., *Physica* **B220**, 235 (1996); S. T. Zavtrak, *Phys. Rev.* **E51**, 2480 (1995); J. Y. Prieur, R. Höhler, J. Joffrin, and M. Devaud, *Europhys. Lett.* **24**, 409 (1993);
7. Yu. E. Lozovik, S. P. Merkulova, and I. V. Ovchinnikov, *Phys. Lett.* **A** (in print).
8. J. Bardeen and W. Shockley, *Phys. Rev.* **80**, 72 (1950); A. Anselm and Yu. A. Firsov, *JETP*, **28**, 151 (1955).
9. A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser et al., *Phys. Rev. Lett.* **61** 826, (1988).
10. Б. Д. Агапьев, М. Б. Горный, Б. Г. Матисов, Ю. В. Рождественский, *УФН* **163**, 9, 1993.