

ДЕЭКСИТОНЫ В ИНВЕРТИРОВАННОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ 2D-МАГНИТОПЛАЗМЕ

Ю.А.Бычков, Э.И.Рашба¹⁾

Рассмотрена двумерная электронно-дырочная инвертированная магнитоплазма с целочисленным фактором заполнения носителей. Показано, что она обладает деэкситонными элементарными возбуждениями - экситоноподобными квазичастицами, характеризующимися импульсом и отрицательной энергией. Рекомбинационное излучение, сопровождающееся образованием деэкситонов, является узкополосным.

Недавно Мааном и др.^{1,2} обнаружен и исследован новый тип магнитоосцилляционных спектров люминесценции. Измерения были выполнены на совершенных квантовых ямах GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs при столь высокой накачке, что в сильном магнитном поле $H = 18$ Т было заполнено до 13 уровней Ландау - электронами в зоне проводимости (c -зона) и дырками в валентной (v -) зоне. В спектре свечения этой сильно инвертированной плазмы, обнаруживающем отчетливую структуру, проявляются электронно-дырочные корреляции в 2D-газе. Аналогичные спектры наблюдаются на квантовых ямах InGaAs/InP³. Спектроскопическое изучение электронных корреляций при $H = 0$ не сулит благоприятных перспектив, так как спектры являются плавными. Магнитоспектроскопия сильно инвертированного газа открывает в этой проблеме новые перспективы.

Ниже теория строится для случая сильных магнитных полей $\gamma \equiv \omega_c/(e^2/\epsilon l) \gg 1$, где $\omega_c(H)$ - циклотронная частота электронов, $l(H)$ - магнитная длина, $\hbar = 1$, когда эффективна концепция 2D-магнитоэкситонов⁴⁻⁷. В отличие от случая равновесной системы, экситоноподобные образования специфичные для инвертированной системы являются "девозбуждениями" - их возникновение приближает систему к равновесному состоянию. В этом смысле можно говорить о деэкситонах, и основная задача настоящей статьи - построение в этих терминах теории элементарных возбуждений в инвертированной замагниченной плазме. Будет предполагаться, что температура $T = 0$, а заполнение уровней Ландау в c - и v -зонах является целочисленным. Электроны считаются бесспиновыми.

Лежащую в основе физику легче всего пояснить полагая число инвертированных уровней $N + 1$ ($N = 0, 1, \dots$) малым. Рис.1а иллюстрирует случай, когда инвертирован только низший уровень, $N = 0$. Деэкситон состоит из ферми-дырки в c -зоне и электрона v -зоне. Это нейтральное образование стабильно и характеризуется импульсом \vec{k} , аналогично взаимному ему экситону (рис.1б). Такой деэкситон образуется в инвертированной системе (рис.1в), путем излучательной рекомбинации электрон-дырочной пары. Вследствие правила отбора $\vec{k} = 0$, излучение должно быть узкополосным, кулоновское взаимодействие не уширяет полосу испускания, а лишь сдвигает ее. Поскольку образование деэкситона связано с понижением энергии системы, его энергия отрицательна:

$$E^d(\vec{k}) = -E_G - (\omega_c + \omega_v)/2 + \epsilon(\vec{k}) \equiv E^0 + \epsilon(\vec{k}) < 0, \quad (1)$$

здесь ω_v - циклотронная частота дырки, E_G - щель, $\epsilon(\vec{k})$ - кулоновская энергия. Стабильный деэкситон при двух инвертированных уровнях, $N = 1$, показан на рис.2а. Теория таких деэкситонов может быть построена строго по параметру $\gamma^{-1} \ll 1$, аналогично теории магнитоэкситонов⁵⁻⁷. Сложнее при $N = 1$ дело

¹⁾Работа была начата в Европейском филиале ИТФ им.Л.Д.Ландау (Турин, Италия)

обстоит с деэкситонном рис.2б. Если пренебречь кулоновским взаимодействием, то конфигурация рис.2б энергетически вырождена двум другим показанным на рис.2в, г. В них присутствуют два экситонных возбуждения. Для рис.2в это деэкситон с квантовыми числами $(\nu 0, c1)$ и внутризонный экситон $(c2, c1)$ (магнитоплазмон). В зависимости от того существует ли только двухэкситонный континуум, или также связанное состояние типа рис.2б, спектр испускания не содержит, или содержит, узкие деэкситонные полосы наряду с двухчастотным континуумом. При $N > 1$ ситуация быстро усложняется, но деэкситон $(\nu N, cN)$ стабилен при произвольном N .

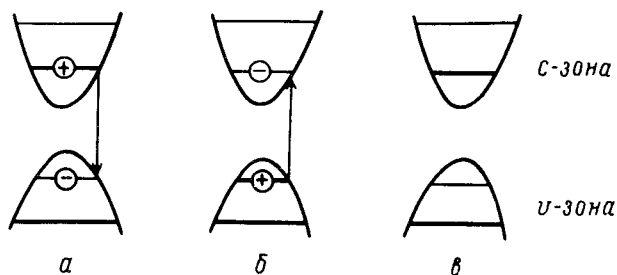


Рис. 1. Экситон и деэкситон. Инвертирован нижний уровень Ландау ($N = 0$). Жирные линии - заполненные уровни Ландау, светлые - пустые уровни: а - деэкситон отвечающий разрешенному переходу $c0 \rightarrow \nu 0$ в спектре свечения инвертированной системы. Показано конечное состояние с одним деэкситонном; б - магнитоэкситон отвечающий переходу $\nu 0 \rightarrow c0$ в спектре поглощения невозбужденного кристалла. Он взаимен деэкситону рис.1а; в - начальное состояние инвертированной системы, предшествующее образованию деэкситона

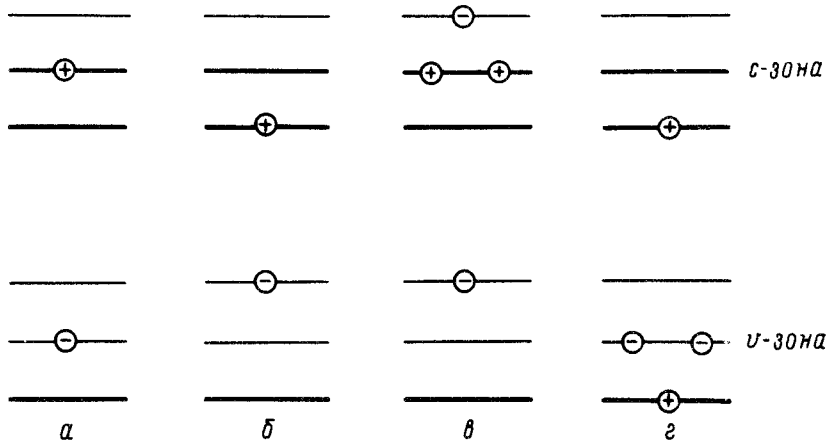


Рис. 2. Взаимно вырожденные электронные конфигурации. Инвертированы два нижних уровня Ландау ($N = 1$). Светлые и жирные линии - как на рис.1: а - деэкситон $(\nu 1, c1)$; б - деэкситон $(\nu 0, c0)$; в - деэкситон $(\nu 0, c1)$ и магнитолазмон $(c2, c1)$; г - деэкситон $(\nu 1, c0)$ и магнитолазмон $(\nu 1, \nu 2)$. Три последние конфигурации взаимно вырождены и сильно смешиваются кулоновским взаимодействием

Оператор рождения экситона с импульсом \vec{k} , образованного из электрона на уровне cm и дырки на уровне νn :

$$A_{cm, \nu n}^+(\vec{k}) = (2\pi/S)^{1/2} \sum_p a_{cm}^+(p) a_{\nu n}(p + k_x) \exp\{ik_x(p + k_y/2)\}, \quad (2)$$

a_{cm} , $a_{\nu n}$ - электронные операторы, S - площадь образца в единицах l^2 , ниже $l = 1$. Если дырка образуется в с-зоне, $a_{\nu n}$ заменяется на a_{cn} .

Матричный элемент межэлектронного взаимодействия, включающий кулоновский и обменный вклады

$$V_{mn}(q) = V(q)w_m(q^2)w_n(q^2) - \int V(q_1)w_{mn}(q_1^2) \exp(i\vec{q}\vec{q}_1)d\vec{q}_1/2\pi. \quad (3)$$

Здесь $V(q) = 2\pi/q$ - фурье-компонента кулоновского потенциала $V(r)$,

$$w_m(q^2) = \exp(-q^2/4)L_m(q^2/2),$$

$$w_{mn}(q^2) = (n!/m!)(q^2/2)^{m-n} \exp(-q^2/2)[L_n^{m-n}(q^2/2)]^2, \quad m \geq n, \quad (4)$$

L_n^m - полиномы Лагерра, $w_{mn} = w_{nm}$. Если состояния m и n принадлежат разным зонам, второй член в (3) следует опустить. Введем энергию элементарного возбуждения, создаваемого оператором $A_{cm, vn}^+$ (экситон), $A_{vn, cm}^+$ (деэкситон) или $A_{cm, cn}^+$ (плазмон), определенную как среднее типа $\langle AA^+ \rangle$ по соответствующему вакууму. Она содержит E^0 - разность уровней при $V(q) = 0$ (для диэкситона $E_{vn, cm}^0 = -E_{cm, vn}^0 < 0$), и кулоновскую часть $\epsilon(\vec{k})$ состоящую из \vec{k} -зависящего члена

$$\epsilon_{mn}(\vec{k}) = - \int V_{mn}(q) \exp(i\vec{q}\vec{k})d\vec{q}/(2\pi)^2 \quad (5)$$

и постоянного вклада

$$\epsilon_{mn}^{(0)} = \int \vec{V}(q)w_n^2(\vec{q}^2)d\vec{q}/(2\pi)^2 + \sum_s V_{ms}(q=0)/2\pi - \sum_s V_{ns}(q=0)/2\pi. \quad (6)$$

Первый член в (6) - это изменение обменной энергии на уровне n (cn или vn) при удалении с него электрона. Суммы по s распространены на все занятые уровни в c - и v -зонах, за исключением уровня с которого удаляется электрон. Для экситона и деэкситона эти суммы имеют разную величину из-за различия в исходном заполнении уровней.

После ряда преобразований для энергии деэкситона получается

$$E_{vn, cm}^d(\vec{k}) = E_{vn, cm}^0 - \int V(\vec{r} + \vec{k})w_{mn}(r^2)d\vec{r}/2\pi + \int V(r)[w_n(r^2) + w_m(r^2)]w_N^{(1)}(r^2)d\vec{r}/2\pi, \quad (7)$$

где $w_N^{(1)}$ получается из W_N заменой L_N на L_N^1 . В важном случае $m = n = N$

$$E_{vN, cN}^d(\vec{k} = 0) = E_{vN, cN}^0 + \int V(r)w_N(r^2)[2w_N^{(1)}(r^2) - w_N(r^2)]d\vec{r}/2\pi. \quad (8)$$

Здесь и ниже в E^0 включена перенормировка щели E_G вызванная взаимодействием дырки со всеми электронами валентной зоны. Энергия экситона в неинвертированной системе

$$E_{cm, vn}^{ex}(\vec{k}) = E_{cm, vn}^0 - \int V(\vec{r} + \vec{k})w_{mn}(r^2)d\vec{r}/2\pi. \quad (9)$$

Можно показать что

$$|E_{vN, cN}^d(\vec{k} = 0)| \leq E_{cN, vN}^{ex}(\vec{k} = 0),$$

разность равна нулю при $N = 0$ и возрастает как $(4/\pi)(2N)^{1/2}(e^2/\epsilon l)$ при $N \rightarrow \infty$. Она определяет разность частот стабильного деэкситона и взаимного ему экситона. Выводы качественно согласуются с результатами ¹.

Спектр в области энергий, отвечающей деэкситону (ν_0, c_0) , нельзя найти в общем виде из-за вклада конфигураций рис.2в, г. Он определяется из интегрального уравнения для биэкситона, обобщающего уравнение (34), работы ⁶. Характер возникающих здесь проблем можно проиллюстрировать на примере $N = 1$. Используя (7) для энергии деэкситона, и (5) и (6) для энергии магнитоузона, можно показать, что при $N = 1$

$$E_{\nu_0, c_1}^d(\vec{k}) + E_{c_2, c_1}^{ex}(-\vec{k}) = E_{\nu_0, c_0}^0 + (e^2/\epsilon l) \begin{cases} (9/4)\sqrt{\pi/2} + k & k \rightarrow 0 \\ (51/16)\sqrt{\pi/2} - 2/k & k \rightarrow \infty \end{cases} \quad (10)$$

и весь двухчастичный спектр с полным импульсом равным нулю заключен в пределах, следующих из (10). Приближенное значение энергии деэкситона (ν_0, c_0) (рис.2б) согласно (7) равно

$$E_{\nu_0, c_0}^d(\vec{k} = 0) = E_{\nu_0, c_0}^0 + 2\sqrt{\pi/2}(e^2/\epsilon l), \quad (11)$$

оно лежит вне двухчастичного спектра. Взаимодействие квазичастиц приводит к отталкиванию одночастичных уровней от границ двухчастичного спектра, которые остаются несмещенными. Поэтому при $N = 1$ одночастичный уровень типа (ν_0, c_0) стабилен по отношению к двухчастичным распадам. Однако уровень (11) попадает внутрь трехчастичного континуума: деэкситон (ν_1, c_1) плюс два магнитоузона, один в c -зоне, другой в ν -зоне. Достаточен ли сдвиг уровня (11), вызываемый взаимодействиями, для его стабилизации, можно установить лишь решая соответствующее уравнение. Обычно деэкситоны, по-видимому, метастабильны. Формула (7) является строгой по параметру $\gamma^{-1} \ll 1$ только при $m = n = N$. В других случаях вклад конфигураций типа рис.2в, г крайне осложняет ситуацию. Упростить задачу можно предположив наличие сильной непараболичности, $\gamma' \equiv \Delta/(e^2/\epsilon l) \gg 1$, здесь Δ - разность энергий конфигураций рис.2б и рис.2в, г. Предполагается что $\Delta \ll \omega_c$. Параметр $\gamma' \gg 1$ обеспечивает существование одночастичных деэкситонных состояний, порождающих узкополосный спектр свечения, и позволяет вычислить по теории возмущений интенсивность континуума, отвечающего переходам в двухчастичные состояния. Примесь этих состояний к деэкситонному состоянию $(\nu n, c n)$ с импульсом $\vec{k} = 0$ и близкой энергией равна

$$2(2\pi S)^{-1/2} \sum_q \sum_{m,s} (V(q)/\Delta) J_{m, m-s}(\vec{q}) J_{n, n+s}(-\vec{q}) A_{\nu n, c n+s}^+(\vec{q}) A_{c m, c m-s}^+(-\vec{q}) |0\rangle, \quad (12)$$

плюс аналогичное выражение для ν -зоны. Здесь $n < N$, $m > N$, $n+s$, $m-s \leq N$, а

$$J_{m, m-s}(\vec{q}) = [(m-s)!/m!]^{1/2} \exp(-q^2/4) [(iq_x + q_y)/\sqrt{2}]^s L_{m-s}^s(q^2/2), \quad (13)$$

$J_{n, m}(\vec{q}) = J_{m, n}(q_x, -q_y) \dots$ Из (12) следует, что интегральная интенсивность свечения, обязанного переходам в двухэкситонное состояние $(\nu n, c n+s, c m, c m-s)$, выраженная в единицах интенсивности разрешенного перехода в состояние $(\nu n, c n)$, равна:

$$(2\pi \Delta^2 2^{2s-2})^{-1} [n!(m-s)!/(n+s)!m!] \int V^2(q) q^{4s} e^{-q^2} [L_{m-s}^s(q^2/2) L_n^s(q^2/2)]^2 d\vec{q} / (2\pi)^2. \quad (14)$$

При $V = 2\pi/q$ интеграл вычисляется точно, но возникающая тройная сумма громоздка. При $n = 0$ она сводится к одинарной

$$\frac{2(e^2/\epsilon l)^2}{s\Delta^2} \sum_l (-)^{m-s-l} 2^{-2(s+l)} (2(s+l)-1)! / [l!(s+l)!(m-s-l)!(2s+l-m-1)!]^{-1}.$$

При $m \gg 1$ ее зависимость от s определяется выражением $s^{-3/2}(m-s)^{-1/2}$, s , $m-s \gg 1$, т.е. среди оже-процессов преобладают переходы с малым изменением квантовых чисел.

Выше рассматривались только процессы происходящие внутри одной энергетической оболочки, т.е. исключалось взаимодействие конфигуаций энергия которых различается на величину порядка ω_c . К оже-процессам, связанным с таким взаимодействием, относится рождение стабильного деэкситона типа рис.1а, сопровождаемое возбуждением плазмона. Их интенсивность подавлена по параметру $\gamma^{-1} \ll 1$, но именно они ответственны за длинноволновый хвост свечения.

В заключение, мы показали, что кулоновские корреляции в конечном состоянии, приводящие к образованию деэкситонов, имеют своим следствием существование узких полос в спектре рекомбинационного свечения инвертированной 2D-магнитоплазмы.

Настоящая работа была стимулирована экспериментальными результатами^{1,2}, полученными в Лаборатории Института Макса Планка в Гренобле. Один из нас (Э.И.Р.) благодарен д-ру (J.C.Маан) за сообщение этих результатов, С.В.Иорданскому за обсуждение, а также фонду Institute for Scientific Interchange Foundation (Турин, Италия) за финансовую поддержку.

Литература

1. *Maan J.C., Potemski M., Ploog K., Weimann G.* Spectroscopy of Semiconductor Microstructures, ed. by G.Fasol, A.Fasolino, P.Lugli (Plenum, 1989), 425.
2. *Potemski M., Maan J.C., Ploog K., Weimann G.* Solid State Comm., 1990, 75, 185.
3. *Butov L.V., Kulakovskii V.D., Forchel A., Grutzmacher D.* Proc. of 5-th Int. Conf. on Superlattices and Microstructures (Berlin, August 1990) in press.
4. *Лернер И.В., Лозовик Ю.Е.* ЖЭТФ, 1978, 78, 1167.
5. *Бычков Ю.А., Иорданский С.В., Элиашберг Г.М.* Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, 152.
6. *Бычков Ю.А., Раиба Э.И.* ЖЭТФ, 1983, 85, 1826.
7. *Kallin C., Halperin B.I.* Phys. Rev. B, 1984, 30, 5655.

Институт теоретической физики им.Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
6 ноября 1990 г.