Письма в ЖЭТФ, том 98, вып. 6, с. 371 – 374 © 2013 г. 25 сентября

Время жизни квазичастиц в гибридной электрон-экситонной системе

В. М. Ковалев[+*1)], *А. В. Чаплик*[+×]

[+] *Институт физики полупроводников им. Ржанова СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия*

[*] *Новосибирский государственный технический университет, 630092 Новосибирск, Россия*

[×] *Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 7 августа 2013 г.

В работе рассчитываются времена жизни (затухание) одночастичных и коллективных возбуждений в гибридной системе, состоящей из пространственно разнесенных слоев двумерного электронного газа и газа непрямых дипольных экситонов. Вычисления проводятся для нулевой температуры при наличии бозе-конденсата экситонов. Показано, что электрон-экситонное взаимодействие приводит к существенному уменьшению времени жизни электронов по сравнению с электрон-электронным взаимодействием и появлению ненулевого (линейного по волновому вектору) затухания плазмонов. Взаимодействие экситонного бозе-газа с электронным слоем вызывает затухание боголюбовских фононов в экситонном бозе-газе, которое, однако, существенно меньше их собственного (беляевского) затухания.

DOI: 10.7868/S0370274X13180057

1. Введение. Изучение свойств гибридных систем, содержащих двумерные электронный и экситонный газы, представляет собой активно исследуемую область. В таких системах был предсказан ряд интересных эффектов: эффекты увлечения [1, 2], наличие ротонного минимума в законе дисперсии коллективных возбуждений [3], сверхпроводимость электронов, обусловленная экситонным механизмом спаривания [4]. В нашей недавней работе [5] был предсказан эффект электростатически наведенных фриделевских осцилляций экситонной плотности.

В настоящей работе мы рассматриваем влияние электрон-экситонного взаимодействия на время жизни коллективных и одночастичных возбуждений в гибридной системе, схематически показанной на рис. 1. Для двумерных непрямых дипольных экси-

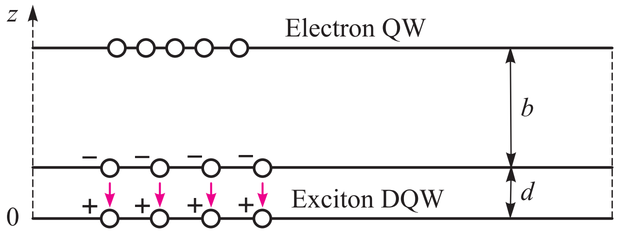

Рис. 1. Схематическое изображение изучаемой гибридной системы

тонов мы принимаем простую модель жестких диполей, ориентированных перпендикулярно плоскости квантовой ямы (КЯ). Конечно, в действительности имеются внутренние степени свободы экситонов, т.е. колебания электронов и дырок в плоскости структуры в направлении оси z. Однако это не меняет главной качественной особенности рассматриваемой системы – наличия у частиц ненулевого среднего дипольного момента, перпендикулярного плоскости двойной КЯ. При малых концентрациях экситонную подсистему можно рассматривать как слабонеидеальный бозе-газ. При абсолютном нуле температур экситоны находятся в конденсированной фазе, низкоэнергетическими возбуждениями в которой являются квазичастицы Боголюбова. Закон дисперсии последних (в модели слабонеидеального бозе-газа) имеет вид $\epsilon_{\mathbf{k}} = \sqrt{\frac{k^2}{2M}\left(\frac{k^2}{2M} + 2g_k n_c\right)}$, где $g_k = \frac{4\pi e^2}{\varepsilon k}(1 - e^{-kd})$ – потенциал экситон-экситонного взаимодействия, n_c – концентрация частиц, находящихся в конденсате, M – масса экситона. Наиболее интересной для изучения температурной областью является область $T < T_c$. В настоящей работе для простоты мы рассмотрим случай $T = 0$. Закон дисперсии одночастичных возбуждений в электронном слое имеет вид $E^e_{\mathbf{k}} = \mathbf{k}^2/2m$, где m – эффективная масса электрона. Ферми-жидкостные эффекты, как известно, приводят к перенормировке массы электрона и конечному времени жизни. Кроме ферми-возбуждений, взаимодействующий электронный газ обладает и бозевской ветвью возбуждений (плазмоны), которой в 2D-системе соответствует корневой закон дисперсии. Электрон-экситонное взаи-

[1)] e-mail: vadimkovalev@isp.nsc.ru

модействие приводит к поправкам к указанным выше спектрам. Настоящая работа посвящена расчету затухания описанных типов возбуждений. Кроме электрон-экситонного взаимодействия, в затухание электронов дает вклад и взаимодействие электронов между собой. Этот вклад для двумерного электронного газа был вычислен в работе [6]. Затухание боголюбовского звука в бозе-эйнштейновском конденсате (БЭК) атомов в бесконечных 2D- и 3D-системах, обусловленное распадным характером спектра боголонов, рассматривалось в ряде работ (см. обзор [7]). Представляет интерес сравнить вклад в затухание, вызванное экситон-электронным взаимодействием, с собственным затуханием возбуждений в каждой подсистеме.

Начнем с рассмотрения времени жизни одночастичных возбуждений электронного газа.

2. Время жизни электронов. Мы не будем интересоваться процессами, ответственными за перенормировку массы. Остановимся лишь на вычислении конечного времени жизни квазичастиц. Время жизни электрона определяется мнимой частью массового оператора электрона $\mathrm{Im}\,\Sigma(\varepsilon, p)$ вблизи импульса Ферми $p \approx p_0$ на массовой поверхности $\varepsilon = \xi_{\mathbf{p}}$, где энергия электрона $\xi_{\mathbf{p}} = \mathbf{p}^2/2m - \mu$ отсчитывается от уровня Ферми $\mu = p_0^2/2m$. Вклады второго порядка по величине электрон-экситонного взаимодействия $L_{\mathbf{k}} = 2\pi e^2 e^{-kb}(1 - e^{-kd})/\varepsilon k$, дающие конечное затухание электрона, показаны на рис. 2. Надконденсатные функции Грина экситонной подси-

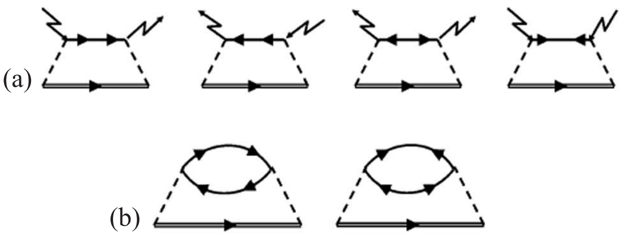

Рис. 2. Массовый оператор электронов. Двойная сплошная линия обозначает функцию Грина электрона. Тонкие сплошные линии – функции Грина надконденсатных частиц. Штриховая линия – электрон-экситонное взаимодействие. Сплошные ломаные линии – линии конденсатных частиц

стемы имеют вид

$$G(\omega, \mathbf{p}) = \frac{\omega + p^2/2M + gn_c}{\omega^2 - \epsilon_{\mathbf{p}}^2 + i\delta};\ F(\omega, \mathbf{p}) = \frac{-gn_c}{\omega^2 - \epsilon_{\mathbf{p}}^2 + i\delta}. \tag{1}$$

Здесь мы для простоты положили $g = g_{k=0} = 4\pi e^2 d/\varepsilon$, считая, что $kd \ll 1$. В этом же приближении $L_k = 2\pi e^2 d e^{-kb}/\varepsilon$. Диаграммы рис. 2a описывают вклад в $\Sigma(\varepsilon, \mathbf{p})$, обусловленный виртуальными процессами, в которых электрон переводит частицу из конденсата в надконденсатное состояние. Этот вклад мы обозначим как $\Sigma_{cn}(\varepsilon, \mathbf{p})$. Диаграммы рис. 2b дают вклад $\Sigma_{nn}(\varepsilon, \mathbf{p})$, описывающий поляризацию надконденсатной части, вызванную движущимся электроном, $\Sigma(\varepsilon, \mathbf{p}) = \Sigma_{cn}(\varepsilon, \mathbf{p}) + \Sigma_{nn}(\varepsilon, \mathbf{p})$.

Согласно рис. 2a $\mathrm{Im}\,\Sigma_{cn}(\varepsilon, \mathbf{p})$ определяется выражением

$$\mathrm{Im}\,\Sigma_{cn}(\varepsilon, \mathbf{p}) = n_c \int \frac{d\mathbf{k}d\omega}{(2\pi)^3} L_k^2 \mathrm{Im}\,G_e(\varepsilon - \omega, \mathbf{p} - \mathbf{k}) \times$$
$$\mathrm{Im}\,\left[G(\omega, \mathbf{k}) + G(-\omega, -\mathbf{k}) + F(\omega, \mathbf{k}) + F(-\omega, -\mathbf{k})\right], \tag{2}$$

где мнимая часть функции Грина электрона $\mathrm{Im}\,G_e(\varepsilon, \mathbf{p}) = -\pi \mathrm{sign}(\xi_{\mathbf{p}})\delta(\varepsilon - \xi_{\mathbf{p}})$. С учетом (1) выражение (2) примет вид

$$\mathrm{Im}\,\Sigma_{cn}(\varepsilon, \mathbf{p}) = \frac{n_c\pi^2}{M} \int \frac{d\mathbf{k}d\omega}{(2\pi)^3} k^2 L_k^2 \delta(\omega^2 - s^2k^2) \times$$
$$\times\, \mathrm{sign}[\varepsilon - \omega]\delta(\varepsilon - \omega - \xi_{\mathbf{p}-\mathbf{k}}). \tag{3}$$

Здесь мы ограничились линейным участком спектра боголюбовских возбуждений, $\epsilon_{\mathbf{k}} = sk$, где $s^2 = gn_c/M$ – квадрат скорости боголонов. Как видно из (3), $|\omega| = sk$, причем можно считать $s \ll v_0$ (где v_0 – фермиевская скорость электронов). Например, при $n_c \approx 10^9\,\text{см}^{-2}$, $d = 10^{-6}\,\text{см}^{-1}$ и концентрации электронов 2D-слоя $N_s \approx 10^{12}\,\text{см}^{-2}$, $m = 0.07m_0$, получим $v_0/s \sim 10^2$. Тогда на массовой поверхности $\varepsilon = \xi$ аргумент второй δ-функции сводится к $\mathbf{kv}$. Вычисляя интегралы в (3) при $p \approx p_0$ и малых ξ ($\xi b/s \ll 1$), получаем

$$\mathrm{Im}\,\Sigma_{cn}(\xi) = n_c \frac{(2\pi e^2 d)^2}{2\varepsilon^2 M s^3 v_0} \xi|\xi| =$$
$$= 2\pi^2 (n_c d^2) \frac{v_0}{s} \left(\frac{e^2}{\varepsilon v_0}\right)^2 \frac{\xi|\xi|}{Ms^2}. \tag{4}$$

В этом выражении $v_0 = p_0/m$ – скорость электронов на уровне Ферми. Выражение (4) дает квадратичную по энергии зависимость затухания электронных возбуждений за счет рассеяния на экситонах, находящихся в конденсате. Укажем для сравнения, что в аналогичной 3D-системе фермионов и бозонов соответствующий вклад в затухание фермиона пропорционален $|\xi|\xi^2$ [8].

Для вычисления $\mathrm{Im}\,\Sigma_{nn}(\varepsilon, \mathbf{p})$ требуется знать поляризационный оператор надконденсатных частиц $P_{nn}(\omega, \mathbf{k})$ (петли на рис. 2b). Оставляя детали вычислений для более подробной работы, приведем результат:

$$P_{nn}(\mathbf{k}, \omega) = -\frac{g^2 n_c^2}{4s^2} \left(\frac{\theta[s^2k^2 - \omega^2]}{\sqrt{s^2k^2 - \omega^2}} + i\frac{\theta[\omega^2 - s^2k^2]}{\sqrt{\omega^2 - s^2k^2}}\right). \tag{5}$$

Тогда для величины $\mathrm{Im}\,\Sigma_{nn}(\varepsilon, \mathbf{p})$ получаем

$$\mathrm{Im}\,\Sigma_{nn}(\varepsilon, \mathbf{p}) = \int \frac{d\omega}{2\pi} \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^2} \mathrm{Im}\, G_e(\varepsilon - \omega, \mathbf{p} - \mathbf{k}) \times \times L_k^2 \mathrm{Im}\, P_{nn}(\mathbf{k}, \omega). \quad (6)$$

Положив здесь снова $p \approx p_0$, $\varepsilon = \xi$, находим

$$\mathrm{Im}\,\Sigma_{nn}(\xi) = \left(\frac{gn_c}{sv_0}\right)^2 \frac{\pi \mathrm{sign}\xi}{(2\pi)^3} \times \int_0^{|\xi|} \int_1^{v_0/s} \frac{d\omega t dt L_{k=t\omega/v_0}}{\sqrt{(t^2-1)(1-s^2t^2/v_0^2)}} = = \frac{\pi v_0}{4s}(Msd)^2 \left(\frac{e^2}{\varepsilon v_0}\right)^2 \xi. \quad (7)$$

Последнее равенство получено при малых $\xi d/s \ll 1$, $\xi b/s \ll 1$ и $L_k \approx 2\pi e^2 d/\varepsilon$. Таким образом, процессы рассеяния электрона на надконденсатных частицах дают линейную зависимость от ξ обратного времени жизни электрона, т.е. главный вклад при $\xi \to 0$ по сравнению с (4).

3. Время жизни коллективных возбуждений. Здесь мы изучим вопрос о затухании коллективных возбуждений, т.е. флуктуаций плотности электронного (плазмоны) и экситонного газов. Для этого получим дисперсионное уравнение, описывающее закон дисперсии коллективных мод. В рамках теории линейного отклика возмущения электронной плотности $\delta n(\mathbf{k}, \omega)$ и экситонной плотности $\delta N(\mathbf{k}, \omega)$ связаны системой уравнений:

$$\delta n(\mathbf{k}, \omega) = \Pi(\mathbf{k}, \omega) \left[\frac{2\pi e^2}{k} \delta n(\mathbf{k}, \omega) + L_k \delta N(\mathbf{k}, \omega)\right], \quad \delta N(\mathbf{k}, \omega) = P(\mathbf{k}, \omega) L_k \delta n(\mathbf{k}, \omega), \quad (8)$$

где $\Pi(\mathbf{k}, \omega)$ – поляризационный оператор электронов. Поляризационный оператор экситонов $P(\mathbf{k}, \omega) = P_{cn}(\mathbf{k}, \omega) + P_{nn}(\mathbf{k}, \omega)$ мы записываем в виде суммы двух вкладов, описывающих отклик конденсатных (индекс "cn") и надконденсатных (индекс "nn") частиц. Такое разбиение выполняется лишь приближенно, т.к. мы пренебрегаем влиянием возмущения плотности конденсата на надконденсатные частицы, и наоборот. (Напомним, что P_{cn} и P_{nn} описывают, соответственно, отклик конденсатных и надконденсатных частиц только на внешнее поле. В нашем случае роль внешнего поля играет 2D электронный слой.) Законность этого приближения при вычислении времени жизни плазмонов и боголонов будет показана ниже.

Вклад P_{cn} может быть найден либо с помощью уравнения Гросса–Питаевского, либо путем суммирования элементов диаграмм, присоединенных к линиям взаимодействия на рис. 2a: $P_{cn}(\omega, \mathbf{k}) = n_c[G(\omega, \mathbf{k}) + G(-\omega, -\mathbf{k}) + F(\omega, \mathbf{k}) + F(-\omega, -\mathbf{k})]$. В явном виде это дает

$$P_{cn}(k, \omega) = \frac{n_c k^2/M}{(\omega + i\delta)^2 - \epsilon_k^2}, \quad \epsilon_k = \sqrt{\frac{k^2}{2M}\left(\frac{k^2}{2M} + 2gn_c\right)}. \quad (9)$$

Вклад в $P_{nn}(k, \omega)$ дается уравнением (5). Поляризационный оператор электронов имеет вид ($k \ll p_0$)

$$\Pi(\mathbf{k}, \omega) = = -\frac{m}{\pi}\left[1 - \frac{|\omega|\theta[\omega^2 - v_0^2k^2]}{\sqrt{\omega^2 - v_0^2k^2}} - i\frac{|\omega|\theta[v_0^2k^2 - \omega^2]}{\sqrt{v_0^2k^2 - \omega^2}}\right]. \quad (10)$$

Определитель системы (8) дает дисперсионное уравнение

$$1 - \frac{2\pi e^2}{k}\Pi(\mathbf{k}, \omega) - L_k^2 \Pi(\mathbf{k}, \omega)[P_{cn}(\mathbf{k}, \omega) + + P_{nn}(\mathbf{k}, \omega)] = 0. \quad (11)$$

В характерной для плазмонов области $\omega \gg kv_0$ уравнение (11) приобретает вид

$$(\omega^2 - \omega_1^2)(\omega^2 - s^2k^2) - L_k^2 \frac{k}{2\pi e^2}\omega_1^2 \times \left[\frac{n_c k^2}{M} - \pi^2 i \frac{g^2 n_c^2}{(2\pi)^2 s^2}\theta[\omega^2 - s^2k^2]\sqrt{\omega^2 - s^2k^2}\right] = 0, \quad (12)$$

где $\omega_1^2 = (kv_0)^2/ka$ – плазменная частота, $a = (me^2)^{-1}$ – боровский радиус электрона. Положим в (12) везде $\omega \approx \omega_1$, кроме первой скобки. Согласно проведенной выше оценке $v_0 \gg s$, т.е. $\omega_1 \gg ks$. Тогда

$$\omega^2 - \omega_1^2 + iL_k^2 \frac{k\omega_1}{2\pi e^2}\pi^2 \frac{g^2 n_c^2}{(2\pi)^2 s^2} = 0. \quad (13)$$

Здесь опущено не дающее вклад в затухание слагаемое $n_c k^2/M$. Для величины $\mathrm{Im}\,\omega$ при $kb \ll 1$ из (13) находим

$$\mathrm{Im}\,\omega = -\frac{\pi M s^2}{4}\frac{d}{a_{ex}}kd, \quad (14)$$

где $a_{ex} \equiv (Me^2)^{-1}$. Как видно из проделанных вычислений, на плазменной ветви $\omega \sim \omega_1$ величина P_{nn} из (5) берется вдали от резонанса $\omega = sk$. Это позволяет ограничиться аддитивным приближением для $P(\mathbf{k}, \omega)$ в (8), т.к. учет влияния флуктуаций плотности конденсатных и надконденсатных частиц друг на друга привел бы к поправкам в (14), содержащим более высокие степени константы экситон-экситонного взаимодействия g. Выражение (14) представляет собой затухание плазмонов, обусловленное взаимодействием с экситонами. Поскольку для 2D-плазмонов $\mathrm{Re}\,\omega \sim \sqrt{k}$, имеем $\mathrm{Im}\,\omega/\mathrm{Re}\,\omega \to 0$ при $k \to 0$, т.е. плазмоны остаются “хорошими” квазичастицами.

Рассмотрим теперь область частот, соответствующую боголюбовским возбуждениям, $\omega \sim sk \ll kv_0$. В этой области поляризационный оператор электронов (10) упрощается:

$$\Pi(\mathbf{k},\omega) = -\frac{m}{\pi}\left[1 - i\frac{|\omega|}{kv_0}\right], \qquad 1 - \frac{2\pi e^2}{k}\Pi(\mathbf{k},\omega) = 1 + \frac{2}{ka}\left[1 - i\frac{|\omega|}{kv_0}\right]. \tag{15}$$

Отсюда видно, что плазменная ветвь отсутствует. Кроме того, при $\omega \sim sk$, как видно из (5) и (9), $P_{cn} \gg P_{nn}$. Таким образом, последним можно пренебречь. Тогда закон дисперсии колебаний экситонной плотности удовлетворяет соотношению

$$\omega^2 - s^2k^2 + L_k^2\frac{m}{\pi}\frac{1 - i|\omega|/kv_0}{1 + \frac{2}{ka}\left[1 - i|\omega|/kv_0\right]}\frac{n_c k^2}{M} = 0. \tag{16}$$

Положим в третьем слагаемом везде $\omega = sk$. Удерживая в нем только мнимый вклад, получаем

$$\omega^2 - s^2k^2 - i\frac{ms}{\pi v_0}\frac{L_k^2 n_c k^2/M}{(1 + 2/ka)^2 + 4s^2/(kav_0)^2} = 0. \tag{17}$$

Отсюда при $ka \ll 1$, $s \ll v_0$ находим

$$\mathrm{Im}\,\omega = \frac{m}{M}\frac{L_k^2 n_c}{8\pi v_0}k(ka)^2. \tag{18}$$

Выражение (18) описывает затухание боголюбовского звука, обусловленное электронами. Такую же k^3-зависимость имеет собственное (беляевское) затухание боголонов, обусловленное процессами конденсат-надконденсатного рассеяния в 2D бозе-конденсате [7]. В наших обозначениях это затухание имеет вид

$$\gamma = \frac{\sqrt{3}s}{32\pi n_c}k^3. \tag{19}$$

Для оценки, как и выше, примем $L_k \approx 2\pi e^2 d/\varepsilon$. Тогда

$$\frac{\mathrm{Im}\,\omega}{\gamma} = \frac{16\pi^2}{\sqrt{3}}\frac{m}{M}\frac{v_0}{s}\left(\frac{e^2}{\varepsilon\hbar v_0}\right)^2 (adn_c)^2 \sim 2\cdot 10^{-4}, \tag{20}$$

где использованы значения $n_c \sim 10^9\,\text{см}^{-2}$, $a \sim 10^{-6}\,\text{см}$, $d \sim 10^{-6}\,\text{см}$ и $s \sim 4\cdot 10^5\,\text{см/с}$, $v_0 \sim 4\cdot 10^7\,\text{см/с}$. При этом как в отсутствие, так и при наличии электронного слоя выполняется соотношение $(\mathrm{Im}\,\omega;\gamma) \ll sk$ при $k \to 0$, т.е. боголоны, как и плазмоны, остаются долгоживущими квазичастицами.

Итак, мы показали, что в гибридной системе рассеяние электронов на экситонах существенно уменьшает время жизни электронных возбуждений. При указанных выше параметрах линейная по ξ часть затухания электронов (7) практически сравнивается с энергией квазичастиц, $\mathrm{Im}\,\Sigma_{nn}(\xi) \sim 0.6\xi$. Что касается коллективных возбуждений, то влияние экситон-электронного взаимодействия на затухание боголонов существенно меньше их собственного затухания (20). В то же время у плазмонов даже при $T = 0$, когда затухание Ландау отсутствует, появляется линейное по k затухание (14), которое в длинноволновом пределе все же мало по сравнению с частотой плазмона.

Работа поддержана грантами РФФИ (# 11-02-00060 и 12-02-31012) и программами РАН.

1. Ю. Е. Лозовик, М. В. Никитков, ЖЭТФ **111**, 1107 (1997).
2. Ю. Е. Лозовик, М. В. Никитков, ЖЭТФ **116**, 1440 (1999).
3. I. A. Shelykh, T. Taylor, and A. Kavokin, Phys. Rev. Lett. **105**, 140402 (2010).
4. F. P. Laussy, A. Kavokin, and I. A. Shelykh, Phys. Rev. Lett. **104**, 106402 (2010).
5. В. М. Ковалев, А. В. Чаплик, Письма в ЖЭТФ **94**, 601 (2011).
6. А. В. Чаплик, ЖЭТФ **60**, 1845 (1971).
7. M. Chung and A. Bhattacherjee, New J. Phys. **11**, 123012 (2009).
8. Т. И. Могилюк, ЖЭТФ **140**, 835 (2011).