

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В СИСТЕМЕ ИЗ ДВУХ СВЯЗАННЫХ КВАНТОВЫХ ЯМ

Ю.Е.Лозовик¹⁾, О.Л.Берман

Институт Спектроскопии РАН
142092 Троицк, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 18 сентября 1996 г.

Предсказано образование экситонной жидкости в системе пространственно-разделенных электронов (e) и дырок (h) в системе из двух связанных квантовых ям. Вычислена энергия основного состояния и равновесная плотность экситонной жидкости как функция расстояния D между ямами. Изучен квантовый переход газ-жидкость при увеличении D . Найдены (для различных D) температуры перехода Березинского-Костерлица-Таулеса, при которых возникает сверхтекучесть в системе. Исследован квантовый переход Мотта металл-диэлектрик в анизотропной двухквантовойямой структуре. Рассмотрена область существования кристаллического порядка в системе пространственно-разделенных e и h . Обсуждаются возможные экспериментальные проявления предсказанных эффектов.

PACS: 64.70.ja, 71.27.+a, 71.35.+z, 71.45.Lr

Системы с пространственно разделенными электронами (e) и дырками (h) в системе двойных квантовых ям привлекают сейчас большое внимание экспериментаторов (см., например, [1-3]), в частности, в связи с предсказанной ранее сверхтекучестью в этой системе (приводящей к незатухающим противоположно направленным электрическим токам в этих ямах) [4], интересными квазиджозефсоновскими явлениями [4,5], необычными свойствами в сильных магнитных полях [6].

В связи с начавшимися экспериментами, представляют большой интерес до сих пор неизученные свойства двухквантовойямой структуры, в частности, интересный вопрос о конденсированных фазах экситонов в данной системе, виде фазовой диаграммы и т.п. Эти вопросы являются предметом настоящей работы.

В работе предсказываются свойства жидкой фазы экситонов с пространственно-разделенными e и h и обсуждается квантовый переход газ-жидкость при изменении расстояния D между ямами. Кроме того, предсказывается зависящая от D температура топологического перехода в сверхтекучее состояние в системе. В анизотропном случае предсказывается квантовый переход Мотта диэлектрик (экситонная фаза) - металл (электронно-дырочная фаза) при критических значениях концентрации экситонов n , зависящих от D . Наконец, рассмотрены условия образования кристаллической фазы в двухслойной системе.

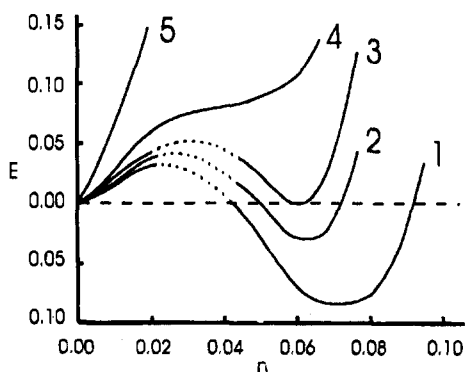
1. Экситонная жидкость в системе пространственно-разделенных электронов и дырок. Для определения условий существования (при нулевой температуре) жидкости, состоящей из экситонов с пространственно-разделенными e и h , необходимо вычислить зависимости энергии основного состояния E от (неравновесной) концентрации n и определить минимум на кривой $E(n)$ при

¹⁾e-mail: losovik@isan.msk.ru

различных расстояниях D между слоями. Мы не останавливаемся на несущественных здесь деталях расчета, укажем лишь используемые приближения и обсудим основные результаты. Для расчета энергии основного состояния системы необходимо учесть $e-h$ -спаривание [7,4].

В силу необходимости выхода за рамки приближения слабой связи при расчете жидкой фазы, мы нашли для различных D решение обобщенных уравнений Хартри-Фока для нормальной и аномальной функций Грина в общем случае, не предполагая (в отличие от приближения БКШ) малости импульсов квазичастиц по сравнению с импульсом Ферми. В результате с помощью полученных функций Грина получен вклад $E_{HF}\{z_p\}$ в полный функционал энергии $E_t\{z_p\}$, где вариационная функция $z_p = u_p/v_p$ берется в виде $z_p = A(1 + p^2/4)^{3/2} + B$, A и B — варьируемые параметры (при $B = 0$ функция z_p^{-1} — фурье-образ волновой функции 2D экситона с пространственно-разделенными e и h ; входящие в выражение для функции Грина в обобщенном приближении Хартри-Фока величины u_p и v_p играют роль коэффициентов в соответствующем преобразовании Боголюбова).

Полученные в приближении Хартри-Фока функции Грина использованы как исходное приближение для расчета корреляционной энергии $E_{cor}(z_p)$. При малых переданных импульсах $E_{cor}(z_p)$ вычисляется в приближении хаотических фаз, а при больших переданных импульсах для функции Грина достаточно учесть второй порядок теории возмущений по взаимодействию (диаграммы типа конверт и кольцевая диаграмма второго порядка). Для промежуточных значений переданных импульсов для E_{cor} применялась интерполяция (типа [8]) между выражениями для малых и больших импульсов. Указанные диаграммы для E_{cor} строятся на горьковских функциях Грина, которые учитывают $e-h$ -спаривание и зависят от пробной функции $z_p = u_p/v_p$. В результате находится полная энергия системы $E_t = E_{HF} + E_{cor}$ как функционал от z_p (и функция от параметра D). Полученные с помощью вариационного расчета $E_t\{z_p\}$ кривые для энергии основного состояния $E(n)$ при различных D представлены на рисунке (вариационному расчету соответствует часть кривых $E(n)$, отвечающая промежуточным и большим n). Расстояния и энергии измеряются в работе в единицах радиуса $a_2^* = \hbar^2 \epsilon / 2m^* e^2$ и энергии связи $Ry_2^* = 2m^* e^4 / \hbar^2 \epsilon$ 2D экситона (m^* — эффективная масса, ϵ — диэлектрическая проницаемость).



Энергия E системы пространственно-разделенных электронов и дырок как функция концентрации; E в единицах энергии связи 2D экситона $Ry_2^* = 2m^* e^4 / \hbar^2 \epsilon$, n в единицах a_2^{*-2} , $a_2^* = \hbar^2 \epsilon / 2m^* e^2$. Кривым 1-5 отвечают значения D : 1 — $D = 0$; 2 — $D = 0,5$; 3 — $D = 1,1$; 4 — $D = 1,9$; 5 — $D = 5$. D в единицах a_2^* . Точка $E = 0$ для всех кривых соответствует энергиям экситонов $E_{ex}(D)$ при соответствующем D

2. Разреженная система экситонов в двухслойной структуре. При малых концентрациях электронов и дырок $na^2 \ll 1$ система при низких температурах

представляет собой слабо-неидеальный газ экситонов с перпендикулярными слоям дипольными моментами в основном состоянии $d = eD$, растущими с увеличением расстояния между слоями D ($a(D)$ – радиус экситонов вдоль слоев; $a \sim a_2^*$ при $D \ll a_2^*$ и $a \sim a_2^{*1/4} D^{3/4}$ при $D \gg a_2^*$). В этом случае описанное в п.1 приближение должно быть заменено приближением, учитывающим в первом порядке обменное взаимодействие, а также, в лестничном приближении, прямое взаимодействие 2D экситонов. В отличие от обычных $e - h$ -систем [7], в пространственно-разделенной $e - h$ -системе, как показывает расчет, основной вклад в энергию дает прямое диполь-дипольное отталкивание $U_d = e^2 D^2 / \epsilon r^3$, а ван-дер-ваальсово притяжение экситонов и обменное взаимодействие уже при $D \geq 0.5$ пренебрежимы – меньше 10^{-2} от вклада прямого диполь-дипольного взаимодействия (в узкой области малых n диполь-дипольное отталкивание приводит к кристаллизации – см. ниже п.6). Малость обменного взаимодействия в пространственно-разделенной $e - h$ -системе связана с малостью туннельной экспоненты при проникновении квазичастиц через барьер диполь-дипольного взаимодействия. Решая уравнение для функции Грина в лестничном приближении, мы нашли зависящий от D спектр звуковых возбуждений в системе и вклад прямого взаимодействия в полную энергию системы при малых n . Спецификой 2D бозе-системы является расходимость амплитуды рассеяния экситонов при малых энергиях и связанное с этим отклонение от линейной зависимости химического потенциала от концентрации n при малых n , присущей 3D случаю, — в 2D системе химический потенциал пропорционален $n/\ln(n)$ при $n \rightarrow 0$ (с этим связана специфическая область применимости лестничного приближения [4]). Результаты расчета энергии $E(n)$ с учетом вклада диполь-дипольного, а также ван-дер-ваальсова и обменного взаимодействий представлены на рисунке (см. область малых n , где $dE/dn > 0$ в силу диполь-дипольного отталкивания экситонов).

3. Квантовый переход газ–жидкость в двухслойной экситонной системе. Рассчитанные кривые $E(n)$ (см. рисунок) имеют минимум, глубина которого отвечает энергии связи экситонной жидкости. Энергия связи уменьшается с ростом D , минимумы становятся более пологими, равновесные концентрации уменьшаются. При $D < D_m = 1.1$ энергия жидкой фазы больше энергии $E(0)$ изолированного экситона с пространственно-разделенными e и h , то есть в этой области D стабильной фазой является экситонная жидкость, а метастабильной – экситонный газ. Энергия связи изолированного биэкситона с пространственно-разделенными e и h [9] меньше энергии связи экситонной жидкости, то есть жидкая фаза в рассматриваемой системе устойчива и относительно развала на изолированные биэкситоны. При $D = D_m \approx 1.1$ энергия связи экситонной жидкости сравнивается с энергией изолированного экситона, и в этой точке при изменении D происходит скачкообразный квантовый фазовый переход экситонная жидкость – экситонный газ. Однако в узкой области $D_m < D < D_{cr}$ ($D_{cr} = 1.9$, $D_m = 1.1$) минимум, соответствующий экситонной жидкой фазе, еще существует, то есть жидкая фаза остается метастабильной. При больших D ($D > 1.9$) жидкая фаза абсолютно неустойчива и стабильной является лишь газовая фаза, в которой плотность экситонов определяется лишь внешними условиями. В последнем случае возможны любые режимы – от разреженного бозе-газа до плотной экситонной фазы типа БКШ.

Подчеркнем, что наличие квантового перехода по параметру D и нестабильность жидкости при $D > D_{cr}$ есть специфика экситонов с пространственно-

разделенными e и h , связанная с их диполь-дипольным отталкиванием на больших расстояниях²⁾.

Образование жидкой экситонной фазы может быть обнаружено по сдвигу линии фотолюминесценции (ФЛ), скачкообразному изменению коэффициента диффузии экситонов. Появление жидкой фазы характеризуется также возникновением жидких экситонных капель, которые могут быть найдены экспериментально по соответствующим движению капель гигантским флуктуациям фотолюминесценции при локальном наблюдении ФЛ с использованием непрозрачной маски с микродырками или с помощью оптоволокна. Возможно также наблюдение экситонных капель по большим флуктуациям тока вдоль слоев в системе двух квантовых ям. Межуровневое сопротивление относительно увлечения электронов и дырок также может быть чувствительным индикатором фазового перехода газ – жидкость и перехода в сверхтекучую и другие фазы $e - h$ -системы.

4. Переход в сверхтекучее состояние и сверхтекучие фазы двухслойной экситонной системы. Температура T_c перехода Березинского–Костерлица–Таулеса в сверхтекучее состояние есть $T_c = 0.45\pi\hbar^2 n_s / k_B m$, где n_s – концентрация сверхтекучей компоненты [10]. Сверхтекучая плотность получается с помощью стандартного подхода как $n_s(T) = n - n_{norm}(T)$, где n_{norm} – плотность нормальной компоненты, а n – полная плотность. Для разреженного случая, учитывая вклад "звуковых" возбуждений, имеем

$$n_s = n - \frac{\pi^2 T^3}{30\hbar^2 c^4 m} - \frac{2mT\pi^2}{3(2\pi\hbar)^2}, \quad c = \sqrt{\frac{n}{m} \frac{d\mu}{dn}}$$

– скорость звука, μ – химический потенциал. Для промежуточной плотности в выражении для n_s следует учесть вклад фермиевских возбуждений $n(2T - T_c^0)/T_c^0$, где $T_c^0 \sim \Delta$, а щель Δ находится из рассмотренного в п.1 вариационного расчета. В результате, решая относительно T вышеприведенное уравнение $T_c \sim n_s(T_c)$, найдем температуры перехода T_c в сверхтекучее состояние во всем интервале плотностей n . Величина T_c заметно падает с ростом расстояния между ямами D и уменьшением концентрации экситонов n : при $D = 0; 0.5; 1.0$ и n , равной плотности соответствующей жидкой фазы, имеем $T_c = 13; 11; 7$ (в единицах $10^{-4} R y_2^*$). При $D < D_{cr} \approx 1.1$ в метастабильной (в изотропной системе – см. п.3) газовой фазе экситонов, а также при $D > D_{cr}$ переход в сверхтекучее состояние будет зависеть от задаваемой внешними условиями концентрации и определяется вышеприведенной формулой для сверхтекучей плотности. При $T = T_c$ (универсальным [10]) скачком исчезает глобальная сверхтекучая плотность, а при несколько более высоких T – кроссовером – флуктуационная локальная сверхтекучая плотность $n_s(L)$ (на все меньших промежуточных масштабах L). Локальная сверхтекучая плотность выше T_c может проявляться, например, при наблюдении диффузии экситонов на промежуточные расстояния (с помощью локального измерения ФЛ экситонов в двух точках – с использованием оптических волокон или масок с отверстиями, в экспериментах типа [1]). Появлению глобальной сверхтекучей плотности при $T = T_c$ должно отвечать скачкообразное возрастание коэффициента взаимного кулоновского увлечения электронов и дырок в двухслойной

²⁾ Аналогично, возможен квантовый переход жидкость–газ в 2D экситонной системе по электрическому полю [9].

системе [9]. В отличие от обычных сверхпроводников в сверхтекучей фазе в e - и h -слоях при увлечении одного слоя другим имеются равные электрические поля (так что полная сила, действующая на $e-h$ -пару, равна нулю) [9].

5. Переход Мотта в двухслойной $e-h$ -системе. В рассмотренном выше изотропном случае во всей области концентраций n и расстояний D между ямами основному состоянию системы соответствует экситонная, то есть диэлектрическая, фаза. В *анизотропном* случае с увеличением концентрации происходит квантовый переход Мотта металл-диэлектрик. Мы нашли критическую концентрацию перехода Мотта n_{cr} как функцию D . При $n > n_{cr}(D)$ основным состоянием является металлическая электронно-дырочная фаза. Функции $n = n_{cr}(D)$ определяются из условия обращения в нуль щели Δ , найденной из вариационного расчета, аналогично описанному в п.1 для изотропной системы. Для расчета $n_{cr}(D)$ используется модель анизотропной системы с конгруэнтными участками поверхностей электронов и дырок.

Щель Δ вблизи точки перехода Мотта изменяется до нуля непрерывным образом, то есть квантовый переход Мотта диэлектрик-металл в системе происходит как *непрерывный по D* фазовый переход. Мы не приводим громоздкое выражение для $n_{cr}(D)$, отметим лишь, что $n_{cr}(D)$ уменьшается линейно по D (при малых D).

6. Кристаллизация в двухслойной системе. Условия образования волн зарядовой плотности (ВЗП) в двухслойной $e-h$ -системе могут быть проанализированы с использованием выражения для свободной энергии системы с учетом двух типов спаривания: электронов с дырками своей зоны в том же слое и с дырками в другом слое. Импульсы спаривающихся квазичастиц отличаются на минимальный вектор обратной решетки возникающей ВЗП.

В результате возникает периодическая плотность вдоль слоев, пропорциональная щели Δ_1 (характеризующей спаривание вдоль слоя), и периодическая плотность *пар*, пропорциональная щели Δ_2 (характеризующей спаривание между слоями). Зависящие от температуры и концентрации величины Δ_1 и Δ_2 определяются из минимизации полной свободной энергии, определяющейся в самосогласованном приближении с учетом всех прямых кулоновских взаимодействий неоднородных распределений электронов и дырок.

При условии $\Delta_1 = 0$ происходит плавление ВЗП на одной плоскости. При условии $\Delta_2 = 0$ исчезает сфазированность ВЗП, образующихся на разных плоскостях. При $D \rightarrow \infty$ плавление 2D вигнеровского кристалла в изолированном слое происходит, как показывает расчет, при $\tau_s^{cr} \sim 40$ (где $\tau_s = (\pi n)^{-1/2}$). При сближении ям кристаллизация в двухслойной системе происходит в узкой области концентраций $n_1^{cr}(D) < n < n_2^{cr}(D)$ и квантовое плавление кристалла (за счет "нулевых колебаний") происходит в двух точках³⁾ $n_1^{cr}(D)$ и $n_2^{cr}(D)$. Как показывает анализ условия $\Delta_2 = 0$, в основном состоянии и при низких температурах ВЗП электронов и дырок на разных плоскостях находятся в фазе. На фазовой диаграмме системы внутри областей n , T и D существования независимых ВЗП в каждом слое имеются области сфазированности ВЗП, образующихся на разных плоскостях.

Работа была поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований, МНТП "Твердотельные наноструктуры" и фондом Сороса.

³⁾ Эта ситуация аналогична плавлению электронного кристалла, в котором на больших расстояниях электроны за счет сил изображения взаимодействуют как электрические диполи [11] (как и экситоны в рассматриваемом случае).

Ю.Е.Л. признателен А.Мак-Доналду (A.MacDonald), В.Сивану (V.Sivan), Э.Бурштейну (E.Burstein), участникам конференции по низкоразмерным системам (Триест) за интерес к работе и полезные обсуждения результатов. Ю.Е.Л. благодарен Ю.Лу (Yu.Lu) и Э.Тосатти (E.Tosatti) за гостеприимство в Международном центре теоретической физики (Триест), где была выполнена часть работы.

1. L.V.Butov, A.Zrenner, G.Abstreiter et al., *Phys. Rev. Letters* **73**, 304 (1994); A.Zrenner, L.V.Butov, M.Hang et al., *Phys. Rev. Letters* **72**, 3383 (1994).
2. V.Sivan, P.M.Solomon, and H.Strikman, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 450 (1995).
3. M.Bayer, V.B.Timofeev, F.Faller et al., *Phys. Rev. B*, August, (1996).
4. Ю.Е.Лозовик, В.И.Юдсон, *Письма в ЖЭТФ* **22**, 26 (1975); *ЖЭТФ* **71**, 738 (1976); Yu.E.Lozovik and V.I.Yudson, *Sol. St. Comms.* **18**, 628 (1976); *Sol. St. Comms.* **21**, 211 (1977); *Physica A* **93**, 493 (1978); Ю.Е.Лозовик, Докл. на 1 Всес. конф. по диэл. электронике, Ташкент, 1973.
5. А.В.Ключник, Ю.Е.Лозовик, *ЖЭТФ* **76**, 670 (1979); Yu.E.Lozovik and A.V.Klyuchnik, *J. Low. Temp. Phys.* **38**, 761 (1980); *J.Phys.C* **11**, L483, (1978); Ю.Е.Лозовик, В.И.Юдсон, *Письма в ЖЭТФ* **25**, 18 (1977); И.О.Кулик, С.И.Шевченко, *Sol. St. Comms.* **21**, 409 (1977); Yu.E.Lozovik and V.I.Yudson, *Sol. St. Comms.* **22**, 117 (1977); Yu.E.Lozovik and A.V.Poushnov, *Phys. Scr.* (to be publ.).
6. И.В.Лернер, Ю.Е.Лозовик, *ЖЭТФ* **80**, 1488 (1981); *ЖЭТФ* **82**, 1188 (1982); *ЖЭТФ* **78**, 1167 (1980); А.Б.Дзюбенко, Ю.Е.Лозовик, *ФТТ* **25**, 1519 (1983); *ФТТ* **26**, 1540 (1984); *J.Phys.A* **24**, 415 (1991); D.Paquet, T.M.Rice, and K.Ueda, *Phys. Rev. B* **32**, 5208 (1985); С.Д.Дикман, С.В.Иорданский, *Письма в ЖЭТФ* **63**, 43 (1996).
7. Л.В.Келдыш, А.Н.Козлов, *ЖЭТФ* **54**, 978 (1968); Л.В.Келдыш, Ю.В.Копяев, *ФТТ* **6**, 2791 (1964); А.Н.Козлов, Л.А.Максимов, *ЖЭТФ* **48**, 1184 (1965); Л.В.Келдыш, А.П.Силин, *Кратк. сообщ. ФИАН* **N8**, 33 (1975); Ю.Е.Лозовик, В.И.Юдсон, *ФТТ* **17**, 1613 (1975); В.И.Найперин and T.M.Rice, *Solid State Phys.* **21**, 115 (1968); А.В.Ключник, Ю.Е.Лозовик, *ФТТ* **20**, 625 (1978).
8. W.F.Brinkman and T.M.Rice, *Phys.Rev. B* **7**, 1508(1973).
9. Yu.E.Lozovik, *Rep. Adriatico Conf. "The Electron Quantum Liquids in Systems of Reduced Dimensions"*, p.51, Trieste, 1996.
10. J.M. Kosterlitz and D.J. Thouless, *J.Phys.C* **6**, 1181 (1973); D.R.Nelson and J.M. Kosterlitz, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 1201 (1977).
11. Б.Абдуллаев, Ю.Е.Лозовик, *ФТТ* **24**, 2663 (1982); Ю.Е.Лозовик, В.И.Юдсон, *Письма в ЖЭТФ* **22**, 26 (1975).