

Кулоновские корреляции и электронно-дырочная жидкость в двойных квантовых ямах

Посвящается юбилею Ю.М. Кагана

В. С. Бабиченко, И. Я. Полищук^{+*1)}

Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

⁺Max Planck Institute for the Physics of Complex Systems, D-01187 Dresden, Germany

^{*}Московский физико-технический институт, 141400 Долгопрудный, Россия

Поступила в редакцию 23 апреля 2013 г.

Показано, что многочастичные кулоновские корреляции в двойных квантовых ямах с пространственно разделенными электронами и дырками приводят к образованию вырожденной электронно-дырочной жидкости со средним расстоянием между частицами, меньшим размера изолированного экситона. Это состояние оказывается энергетически более выгодным, чем газ экситонов. Результаты получены в предположении, что в системе имеется много различных сортов электронов и дырок, что характерно, в частности, для многодолинных полупроводников. Обсуждается связь с экспериментами, в которых наблюдались люминесцирующие области в таких системах.

DOI: 10.7868/S0370274X13110052

В последнее время резко возрос интерес к исследованию двойных квантовых ям (ДКЯ) в связи с возможностью экспериментальной реализации ДКЯ, в которых электроны и дырки расположены в пространственно разделенных областях, туннелирование между которыми является исчезающе малым [1]. Исследование пространственно разделенных электронов и дырок в ДКЯ было инициировано тем, что в таких системах возможно образование связанных состояний электрона и дырки (экситонов), с большим временем жизни [2]. Это время на несколько порядков больше, чем время жизни экситонов в обычных трехмерных полупроводниках, что способствует возможности наблюдения их бозе-конденсации. Дальнейшие исследования таких систем показали, что их фазовая диаграмма может быть довольно сложной (см., например, [3]).

В настоящей работе вычисляется вклад кулоновских корреляций в энергию основного состояния многокомпонентной вырожденной электронно-дырочной плазмы в ДКЯ. В рассматриваемой модели ДКЯ предполагается, что электроны и дырки пространственно разделены. При этом электроны движутся в одном двумерном слое, а дырки – в другом, расположенном на расстоянии l от первого слоя. Рассматривается случай, когда электронно-

дырочная плазма является многокомпонентной. При этом имеется ν различных сортов электронов и такое же количество сортов дырок, причем $\nu \gg 1$. При достаточно малой плотности системы электроны и дырки образуют связанные состояния (экситоны). При достаточно низкой температуре система может рассматриваться как вырожденный бозегаз. Однако с увеличением плотности электронно-дырочной плазмы n , когда среднее расстояние между частицами $n^{-1/2}$ становится меньше или порядка радиуса изолированного экситона R_{ex} , связанные состояния электронов и дырок разрушаются и система трансформируется в вырожденную сильно коррелированную плазму. Впервые вычисление корреляционной энергии многокомпонентной вырожденной электронно-дырочной плазмы в обычных трехмерных многодолинных полупроводниках с числом долин $\nu \gg 1$, основанное на отборе диаграмм по параметру $1/\nu$, было проведено в работе [4]. Позднее этот подход получил дальнейшее развитие [5].

В данной работе показано, что многочастичные кулоновские корреляции приводят к существованию отрицательного минимума энергии основного состояния вырожденной электронно-дырочной плазмы в ДКЯ как функции плотности n . При этом минимум имеет место при такой плотности n_{eq} , при которой среднее расстояние между частицами $n_{eq}^{-1/2}$ является величиной, меньшей размера экситона, $n_{eq}^{-1/2} <$

¹⁾e-mail: iyppolishchuk@gmail.com

R_{ex} . Оказывается, что указанный минимум лежит ниже энергии основного состояния экситонного газа, так что энергия системы ε_{eq} в расчете на одну частицу есть отрицательная величина, причем $|\varepsilon_{\text{eq}}|$ имеет значение, большее величины энергии связи экситона $|\varepsilon_{\text{ex}}|$. Поэтому системе энергетически не выгодно находиться в состоянии с малой плотностью $n \ll n_{\text{eq}}$, при которой она представляет собой газ экситонов. В результате система оказывается в состоянии, которое представляет собой электронно-дырочную жидкость. При этом если полное число частиц таково, что плотность $n > n_{\text{eq}}$, то система является однородной, а если $n < n_{\text{eq}}$, то система распадается на капли жидкой фазы. Следует отметить, что образующаяся электронно-дырочная жидкость обладает сильными электронно-дырочными корреляциями вблизи поверхности Ферми. Характерный радиус таких корреляций оказывается больше среднего расстояния между частицами. Следовательно данные корреляции не могут быть связаны с наличием бозе-частиц, каковыми являются экситоны. Возможность существования электронно-дырочных капель в полупроводниках была предсказана в работе [6]. Затем это обстоятельство было многократно подтверждено в других теоретических и экспериментальных работах (см., например, [7]). В последнем пункте рассматривается кинетика образования капель электронно-дырочной жидкости в стационарном состоянии, оценивается радиус этих капель, обсуждается возможная связь полученных результатов с рядом имеющихся экспериментов [8–16].

1. Модель. Для описания многочастичных эффектов в пространственно разделенной электронно-дырочной плазме в ДКЯ предполагается, что электроны расположены в одном бесконечно тонком двумерном слое, а дырки – в другом. Ниже используется система единиц, в которой эффективный заряд электрона (дырки) $e/\sqrt{\varkappa_0} = 1$ (где \varkappa_0 – статическая диэлектрическая постоянная среды), постоянная Планка $\hbar = 1$, а эффективная масса электрона $m = 1$. При этом для простоты предполагается, что она равна эффективной массе дырки. Мы рассматриваем случай многокомпонентной электронно-дырочной плазмы. Число ν сортов электронов (дырок) считается большой величиной ($\nu \gg 1$). В этом случае импульс Ферми и энергия Ферми для электронов и дырок одинаковы и равны $p_F = 2\pi^{1/2} (n/\nu)^{1/2}$, $\varepsilon_F = 2\pi n/\nu$, где n – концентрация электронов (дырок). Температура системы предполагается малой по сравнению с энергией Ферми ($T \ll \varepsilon_F$). Таким образом, электронно-дырочная плазма является вырожденной.

Гамильтониан системы может быть записан в виде $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{U}$, где \hat{H}_0 – кинетическая энергия, а \hat{U} – кулоновское взаимодействие

$$\hat{H}_0 = \sum_{\alpha\sigma\mathbf{k}} \frac{k^2}{2} a_{\alpha\sigma}^+(\mathbf{k}) a_{\alpha\sigma}(\mathbf{k}); \quad (1)$$

$$\hat{U} = \frac{1}{2S} \sum_{\substack{\alpha\alpha'\sigma\sigma' \\ \mathbf{k}\mathbf{k}'\mathbf{q}}} V_{\alpha\alpha'}(\mathbf{q}) \times \\ \times a_{\alpha\sigma}^+(\mathbf{k}) a_{\alpha'\sigma'}^+(\mathbf{k}') a_{\alpha'\sigma'}(\mathbf{k}' - \mathbf{q}) a_{\alpha\sigma}(\mathbf{k} + \mathbf{q}). \quad (2)$$

Здесь индексы $\alpha = e(h)$ относятся к электронам (дыркам), $\sigma = 1, \dots, \nu$ – индекс сорта электрона (дырки), $a_{\alpha\sigma}^+(\mathbf{k})$ и $a_{\alpha\sigma}(\mathbf{k})$ – операторы рождения и уничтожения, $\mathbf{k}, \mathbf{k}', \mathbf{q}$ – двумерные импульсы. В импульсном представлении

$$V_{\alpha\alpha'}(\mathbf{q}) = \begin{cases} V(q) = 2\pi/q, & \alpha = \alpha'; \\ V_{\text{eh}}(q) = -(2\pi/q)e^{-ql}, & \alpha \neq \alpha'. \end{cases} \quad (3)$$

2. Корреляционная энергия. В данной работе учет многочастичных корреляций сводится к вычислению собственно-энергетической части $\Sigma_{\alpha,\sigma}(\varepsilon, \mathbf{p})$ как суммы диаграмм, главных по параметру $1/\nu \ll 1$. Это означает, что при отборе диаграмм учитываются только те из них, которые в каждом порядке теории возмущений по кулоновскому взаимодействию максимальны по параметру $1/\nu$. Каждая фермионная петля вносит в диаграмму вклад, пропорциональный большому параметру ν . Поэтому в каждом порядке теории возмущений по взаимодействию мы оставляем только диаграммы, которые содержат максимальное число таких петель. Такой отбор диаграмм, по существу, является $1/\nu$ -разложением и приводит к главной последовательности диаграмм, формально совпадающей с последовательностью RPA-диаграмм. Отбор диаграмм по параметру $1/\nu \ll 1$ приводит к системе самосогласованных уравнений, диаграммное представление которых показано на рисунке. Первое

$$\Sigma = \text{[diagram 1]} + \text{[diagram 2]}$$

$$\text{[diagram 3]} = \text{[diagram 4]} + \text{[diagram 5]}$$

Самосогласованная система диаграммных уравнений для собственно-энергетической части функции Грина Σ . Двойная линия обозначает полную электронную (дырочную) функцию, волнистая линия – взаимодействие (3), двойная волнистая линия – перенормированное взаимодействие $U_{\alpha\beta}(\omega, \mathbf{p})$

диаграммное уравнение определяет собственно-энергетическую часть, которую можно записать в виде

$$\Sigma_{\alpha,\sigma}(\varepsilon, \mathbf{p}) = \Sigma_{\alpha,\sigma}^{(c)}(\varepsilon, \mathbf{p}) + \Sigma_{\alpha,\sigma}^{(\text{ex})}(\varepsilon, \mathbf{p}) + \Sigma_{\alpha,\sigma}^{(\text{cor})}(\varepsilon, \mathbf{p}), \quad (4)$$

$$\Sigma_{\alpha,\sigma}^{(c)} = \frac{T}{S} \sum_{\alpha'\sigma'\mathbf{k}\omega} V_{\alpha\alpha'}(0) G_{\alpha'\sigma'}(\omega, \mathbf{k}), \quad (5)$$

$$\Sigma_{\alpha,\sigma}^{(\text{ex})}(\varepsilon, \mathbf{p}) = -\frac{T}{S} \sum_{\mathbf{k}\omega} V(\mathbf{k}) G_{\alpha\sigma}(\varepsilon + \omega, \mathbf{p} + \mathbf{k}), \quad (6)$$

$$\Sigma_{\alpha,\sigma}^{(\text{cor})}(\varepsilon, \mathbf{p}) = -\frac{T}{S} \sum_{\mathbf{k}\omega} \Delta U_{\alpha\alpha}(\omega, \mathbf{k}) G_{\alpha\sigma}(\varepsilon + \omega, \mathbf{p} + \mathbf{k}), \quad (7)$$

$$\Delta U_{\alpha\alpha}(\omega, \mathbf{k}) = U_{\alpha\alpha}(\omega, \mathbf{k}) - V(\mathbf{k}), \quad (8)$$

где $G_{\alpha,\sigma}^0(\omega, \mathbf{p}) = [i\omega + \mu - \Sigma_{\alpha,\sigma}(\omega, \mathbf{p}) - \varepsilon_{\mathbf{p}}]^{-1}$ – перенормированная мацубаровская функция Грина электрона (дырки), $\varepsilon_{\mathbf{p}} = \mathbf{p}^2/2$, ω – мацубаровская частота, $\Sigma_{\alpha,\sigma}(\omega, \mathbf{p})$ – Собственно-энергетическая часть, μ – химический потенциал, T – температура системы, S – площадь слоя, $\Sigma_{\alpha,\sigma}^{(c)}$ – вклад в собственно-энергетическую часть прямого кулоновского взаимодействия, $\Sigma_{\alpha,\sigma}^{(\text{ex})}(\varepsilon, \mathbf{p})$ – вклад обменного взаимодействия, $\Sigma_{\alpha,\sigma}^{(\text{cor})}(\varepsilon, \mathbf{p})$ – корреляционный вклад.

Перенормированное взаимодействие $U_{\alpha\beta}(\omega, \mathbf{p})$, входящее в (7), удовлетворяет второму диаграммному уравнению, которое имеет вид

$$U_{\alpha\beta}(\omega, \mathbf{p}) = V_{\alpha\beta}(\mathbf{p}) + \sum_{\alpha'\sigma} V_{\alpha\alpha'}(\mathbf{p}) \Pi_{\alpha'\sigma}(\omega, \mathbf{p}) U_{\alpha'\beta}(\omega, \mathbf{p}). \quad (9)$$

При этом поляризационный оператор $\Pi_{\alpha\sigma}(\omega, \mathbf{p})$ не зависит от сорта частиц и равен

$$\Pi(\omega, \mathbf{p}) = \frac{T}{S} \sum_{\mathbf{k}\varepsilon} G_{\alpha\sigma}(\varepsilon + \omega, \mathbf{p} + \mathbf{k}) G_{\alpha\sigma}(\omega, \mathbf{k}). \quad (10)$$

В случае $lp \gg 1$ взаимодействием $V_{\text{eh}}(p)$ можно пренебречь. Тогда решение уравнения (9) приобретает вид

$$U_{\alpha\alpha}(p, \omega) = U(p, \omega) = \frac{V(p)}{1 - \nu V(p) \Pi(p, \omega)}. \quad (11)$$

Если же $lp \ll 1$, то взаимодействие $V_{\text{eh}}(p) \approx -V(p)$. В этом случае решение уравнения (9) получается из решения (11) заменой поляризационного оператора на удвоенный: $\Pi(p, \omega) \rightarrow 2\Pi(p, \omega)$.

Вклад прямого кулоновского взаимодействия (5) вычисляется точно:

$$\Sigma_{\alpha,\sigma}^{(c)} = 2\pi l n, \quad (12)$$

поскольку $\sum_{\mathbf{k}\omega\sigma'} G_{\alpha'\sigma'}(\omega, \mathbf{k}) = n$ и $\sum_{\alpha'} V_{\alpha\alpha'}(0) = 2\pi l$. Вычисление обменного вклада $\Sigma_{\alpha,\sigma}^{(\text{ex})}(\varepsilon, \mathbf{p})$ тоже легко проводится и дает величину

$$\Sigma_{\alpha,\sigma}^{(\text{ex})}(\mathbf{p}) = - \int \frac{d^2k}{(2\pi)^2} V(\mathbf{k}) n(\mathbf{p} - \mathbf{k}) \sim p_F \sim - \left(\frac{n}{\nu}\right)^{1/2}. \quad (13)$$

В дальнейшем будет показано, что этим членом можно пренебречь по параметру $1/\nu$ как в случае $l > 1$, так и в случае $l < 1$.

Для того чтобы вычислить химический потенциал частиц как функцию концентрации n , найдем собственно-энергетическую часть $\Sigma(0, p_F)$, используя самосогласованную систему уравнений (4)–(7). Химический потенциал связан с собственно-энергетической частью $\Sigma(0, p_F)$ и импульсом Ферми p_F известным соотношением:

$$\mu - \Sigma_{\alpha,\sigma}(0, p_F) = p_F^2/2. \quad (14)$$

В выражении (7) для собственно-энергетической части $\Sigma_{\alpha\sigma}^{(\text{cor})}(\varepsilon, \mathbf{p})$ в случае $l \gg 1$ перенормированное взаимодействие $U_{\alpha\alpha}(\mathbf{k}, \omega)$ имеет вид (11). Как было указано выше, в случае $l \ll 1$ в выражении (11) поляризационный оператор заменяется на удвоенный. В обоих случаях главный вклад в интеграл для корреляционной составляющей собственно-энергетической части $\Sigma_{\alpha\sigma}^{(\text{cor})}(\varepsilon, \mathbf{p})$ дают импульсы $k \sim k_0 \gg p_F$ и частоты $\omega \sim \omega_0 \gg \varepsilon_F$, что связано с малостью импульса Ферми $p_F \sim (n/\nu)^{1/2}$ из-за фактора $1/\nu$. Эти импульсы и частоты оказываются порядка $k \sim k_0 \sim n^{1/3}$ и $\omega \sim \omega_0 \sim n^{2/3}$, что будет показано в дальнейшем. В связи с тем что импульсы, дающие главный вклад в интеграл (7) для $\Sigma_{\alpha\sigma}^{(\text{cor})}(\varepsilon, \mathbf{p})$, велики по сравнению с импульсом Ферми ($k_0 \gg p_F$), перенормированное взаимодействие $U_{\alpha\alpha}(k, \omega)$ (11) определяется асимптотикой поляризационного оператора при большой передаче импульса ($k \gg p_F$):

$$\Pi_0(k, \omega) \approx -\frac{1}{\nu} \frac{nk^2}{\omega^2 + (k^2/2)^2}. \quad (15)$$

В этом случае перенормированное взаимодействие (11) при $l \gg 1$ имеет вид

$$U(\mathbf{k}, \omega) = \frac{2\pi/k}{1 + (2\pi/k)\{nk^2/[\omega^2 + (k^2/2)^2]\}}. \quad (16)$$

В случае $l \ll 1$ оно получается из (16) заменой плотности n на удвоенную: $n \rightarrow 2n$.

Вычисление корреляционного вклада $\Sigma_{\alpha\sigma}^{(\text{cor})}(\varepsilon, \mathbf{p})$ (7) в собственно-энергетическую часть для внешних импульсов и частот $|\mathbf{p}| \ll k_0$ и $\varepsilon \ll \varepsilon_0$ дает величину, не зависящую от ε и \mathbf{p} . Как нетрудно убедиться, в случае $l \gg 1$ оно приводит к интегралу

$$\begin{aligned} \Sigma_{\alpha\sigma}^{(\text{cor})} &= - \int \frac{d\omega d^2k}{(2\pi)^3} \frac{V^2(\mathbf{k})\Pi_0(\mathbf{k}, \omega)}{1 - V(\mathbf{k})\Pi_0(\mathbf{k}, \omega)} \times \\ &\quad \times G_{\alpha\sigma}(\varepsilon + \omega, \mathbf{p} + \mathbf{k}) = \\ &= - \frac{2\pi}{(2\pi)^3} \int d\omega \int_0^\infty k dk \frac{\left(\frac{2\pi}{k}\right)^2 n \left(\frac{k^2}{\omega^2 + (k^2/2)^2}\right)^2}{1 + \frac{2\pi}{k} \frac{nk^2}{\omega^2 + (k^2/2)^2}} \approx \\ &\quad \approx -Cn^{1/3}. \end{aligned} \quad (17)$$

В случае $l \ll 1$ корреляционная поправка получается из (17) заменой плотности $n \rightarrow 2n$, что фактически означает замену константы $C \rightarrow 2^{1/3}C$.

Главный вклад в интеграл (17), как мы и предполагали, воспользовавшись асимптотикой поляризационного оператора для больших импульсов, вносят импульсы $k \sim k_0 \sim n^{1/3}$ и частоты $\omega \sim \omega_0 \sim n^{2/3}$. Для оценки последнего интеграла можно ввести новые переменные, $\omega/n^{2/3}$ и $k/n^{1/3}$. После этого подынтегральное выражение перестает зависеть от n и полученный интеграл в новых переменных дает константу порядка единицы. Численная оценка константы пропорциональности C в выражении (17) дает величину $C \approx 2.528$.

Обменным вкладом (13) в собственно-энергетическую часть можно пренебречь по сравнению с корреляционным вкладом, если $n \ll \nu^3$, что и предполагается в дальнейшем. Подставляя полученные для собственно-энергетической части выражения в (14), получим выражение для химического потенциала при $l \gg 1$:

$$\mu \approx \frac{2\pi n}{\nu} + 2\pi l n - Cn^{1/3}, \quad (18)$$

где первый член есть кинетическая энергия ε_F , второй – поправка (12), связанная с прямым кулоновским взаимодействием, а последний корреляционная поправка (17). При $l \ll 1$ выражение для химического потенциала получается из (18) заменой $C_1 = 2^{1/3}C$.

3. Уравнение состояния. Используя выражение (18) для химического потенциала, можно получить выражение для энергии на один электрон (дырку):

$$\varepsilon(n) = \frac{\pi n}{\nu} + \pi l n - \frac{3}{4}Cn^{1/3}. \quad (19)$$

Тогда давление сильно вырожденной электронно-дырочной плазмы запишется в виде

$$P = 2[\mu(n) - \varepsilon(n)]n = \frac{2\pi n^2}{\nu} + 2\pi l n^2 - \frac{C}{2}n^{4/3}. \quad (20)$$

Поскольку $\nu \gg 1$, в случае $l \gg 1$ можно пренебречь вкладом от кинетической энергии $\pi n^2/\nu$ по

сравнению со вкладом прямого кулоновского взаимодействия $\pi l n^2$. Легко показать, что при плотностях $n < (C/6\pi l)^{3/2}$ сжимаемость $\partial P/\partial V > 0$ и система неустойчива. Для плотностей $n > (C/6\pi l)^{3/2}$ имеем $\partial P/\partial V < 0$, что означает устойчивость системы. Однако в интервале плотностей $(C/6\pi l)^{3/2} < n < (C/4\pi l)^{3/2}$ давление оказывается отрицательным. Наиболее энергетически выгодным является состояние, при котором энергия $\varepsilon(n)$ достигает минимального значения. Последнее определяется условием $d\varepsilon(n)/dn = 0$ (которое эквивалентно условию $P = 0$, см. (20)). Это равенство определяет плотность энергетически выгодной фазы n_{eq}

$$n_{eq} = (C/4\pi l)^{3/2}. \quad (21)$$

Энергия на одну частицу для этой плотности определяется выражением

$$\varepsilon_{eq} = \varepsilon(n_{eq}) = -\frac{C^{3/2}}{4\pi^{1/2}} \frac{1}{l^{1/2}}. \quad (22)$$

При дальнейшем увеличении плотности система остается в однородном состоянии при давлении $P > 0$. Сравним энергию (22) с энергией ε_{ex} , приходящейся на один экситон в системе взаимодействующих экситонов. Энергия связи изолированного экситона $\varepsilon_{ex}^0 \sim -1/l$ при $l \gg 1$. Поскольку экситоны в ДКЯ отталкиваются, $\varepsilon_{ex} > \varepsilon_{ex}^0 \sim -1/l$. Сравнивая эту оценку с выражением (22), приходим к выводу, что основное состояние электронно-дырочной жидкости, отвечающее плотности (21), оказывается энергетически выгоднее экситонного, если $l \gg 1$, причем радиус экситона $R_{ex} \sim l^{3/4}$ [2]. Следовательно, в этом случае при плотности зарядов $n = n_{eq}$ (см. (21)) имеем $n_{eq}R_{ex}^2 \sim 1$. При таких плотностях система не может рассматриваться как газ экситонов. Она является электронно-дырочной жидкостью.

В случае $l \gg 1$ при нахождении уравнения состояния системы мы пренебрегли кинетической энергией $2\pi n/\nu$ в уравнении (18). Обратимся к противоположному случаю, $l \ll 1$. В таком случае кинетической энергией пренебрегать нельзя. Теперь плотность электронно-дырочной жидкости (равновесного однородного состояния при $P = 0$) зависит от величины параметра νl и определяется выражением

$$n_{eq} \sim \left(\frac{\nu}{1 + \nu l}\right)^{3/2}. \quad (23)$$

Для этой плотности энергия на одну частицу

$$\varepsilon_{eq} \sim -\left(\frac{\nu}{1 + \nu l}\right)^{1/2}. \quad (24)$$

Энергия ε_{eq} отрицательна, а ее модуль велик, $|\varepsilon_{\text{eq}}| \gg 1$. В то же время при $l \ll 1$ энергия связи экситона $|\varepsilon_{\text{ex}}| = 1$. Сравнивая ε_{ex} и ε_{eq} , видим, что $|\varepsilon_{\text{eq}}| \gg |\varepsilon_{\text{ex}}|$ при $l \ll 1$. Таким образом, и в этом случае электронно-дырочная жидкость обладает меньшей энергией на частицу, чем экситонное состояние. Кроме того, при $l \ll 1$ экситонный радиус $R_{\text{ex}} \sim 1$ превышает среднее расстояние между частицами $n_{\text{eq}}^{-1/2}$, отвечающее плотности (23). В результате $n_{\text{eq}} R_{\text{ex}}^2 \gg 1$ и система представляет собой электронно-дырочную жидкость.

В промежуточном случае $l \sim 1$ и $\varepsilon_{\text{eq}} \sim \varepsilon_{\text{ex}} \sim -1$, т.е. электронно-дырочная жидкость и экситонная фаза обладают одинаковой по порядку величины энергией. Однако в этом случае $n_{\text{eq}}^{-1/2} \sim R_{\text{ex}} \sim 1$ и среднее расстояние между экситонами по порядку величины равняется экситонному радиусу. Поэтому концепция экситона теряет смысл. Таким образом, при любом соотношении между межплоскостным расстоянием l и боровским радиусом a_B электронно-дырочная жидкость обладает меньшей энергией по сравнению с экситонным состоянием.

Интересно отметить, что если $l\nu \gg 1$, то кинетическая энергия, по порядку величины равная $\varepsilon_F \sim \nu^{-1}$, не играет роли при установлении равновесного состояния. Электронно-дырочная жидкость при этом образуется в результате баланса между положительной “энергией конденсатора” (12) и внутрислоевой отрицательной корреляционной энергией (17). В данном случае как энергия основного состояния ε_{eq} , так и равновесная концентрация n_{eq} не зависят от параметра ν . Последнее имеет место, несмотря на тот факт, что формально результат получен при $\nu \gg 1$. Это позволяет ожидать справедливости полученных результатов, по крайней мере качественно, и при $\nu \sim 1$. Однако подобный вывод может быть подтвержден только численными расчетами.

4. Обсуждение результатов. Итак в данной работе рассмотрена многокомпонентная ($\nu \gg 1$), двумерная электронно-дырочная плазма с пространственным разделением зарядов. Показано, что независимо от расстояния l между слоями электронно-дырочная жидкость обладает меньшей энергией на одну частицу, чем экситонный газ. В случае $l \gg 1$ согласно уравнению (19) вкладом кинетической энергии в химический потенциал можно пренебречь. Тогда энергия электронно-дырочной системы складывается из двух частей. Первый вклад равен $\pi l n^2$. Он связан как с внутрислоевым $e-e$ и $h-h$ прямым кулоновским взаимодействием, так и с межслоевым $e-h$ кулоновским взаимодействием. Электрон-

электронный и дырочно-дырочный вклады положительны и расходятся. Электрон-дырочный вклад отрицателен и также расходится. Вследствие электронейтральности эти три члена дают конечное значение $\pi l n^2$. Вторым вкладом есть отрицательная корреляционная энергия $-\frac{3}{4} C n^{4/3}$. Заметим, что в случае $l \gg 1$ она связана только с $e-e$ и $h-h$ взаимодействием. Эта энергия отрицательна, несмотря на то что внутри слоя частицы отталкиваются. Аналогичное обстоятельство имеет место в случае трехмерного электронного газа на однородном положительном фоне [7, 17].

Обратимся теперь к возможной связи между полученными результатами и результатами ряда экспериментов, в которых наблюдаются фрагментированные люминесцирующие области в ДКЯ [8–16]. Наличие таких областей иногда рассматривают как проявление бозе-конденсации экситонов. В работах [18, 19] люминесцирующие фрагменты ассоциируются с экситонной жидкостью, в которой экситоны рассматриваются как бозе-частицы, испытывающие эффективное притяжение на малых расстояниях. В реальных экспериментах фрагментация наблюдается, если $n_{\text{ex}} R_{\text{ex}}^2 \sim 1$. В этом случае проявление экситонных корреляций вблизи поверхности Ферми в некоторых работах интерпретируют как наличие экситонов, являющихся бозе-частицами. Однако по нашему мнению, люминесцирующие фрагменты не связаны с экситонами, а являются двумерными ($2D$) электронно-дырочными каплями, в которых на поверхности Ферми могут иметь место сильные электронно-дырочные корреляции экситонного типа [20].

В упомянутых экспериментах электронно-дырочная плазма в ДКЯ создается внешним оптическим источником. Если средняя плотность зарядов в созданной плазме меньше, чем n_{eq} , то однородное состояние системы неустойчиво и возникают нейтральные $2D$ электронно-дырочные капли. Положительный заряд последних сосредоточен в одном слое, а отрицательный – в другом. При этом плотность зарядов каждого знака есть n_{eq} , а заряженные области расположены одна над другой.

Оценим характерный радиус капли R . Для этого учтем, что время жизни τ пространственно разделенных электронов и дырок конечно. Тогда уменьшение полного заряда одного знака в капле (при сохранении нейтральности) есть $-\pi R^2 n_{\text{eq}} / \tau$. С другой стороны, вне капели имеется поток экситонов j , непрерывно рождаемый внешним оптическим источником. Этот поток, попадая вовнутрь $2D$ -капли, увеличивает заряд в каждом слое на величину $+2\pi R j$. В состоянии динамического равновесия гибель и приход

зарядов в капле компенсируют друг друга, приводя к зависимости

$$R \approx 2j\tau/n_{\text{eq}}.$$

Очевидно, что понятие электронно-дырочной капли теряет смысл, если ее радиус $R < a_B = 1$. По этой причине существует минимальное пороговое значение потока

$$j > j_c = \frac{n_{\text{eq}}a_B}{2\tau}, \quad (25)$$

приводящего к образованию капли. Из уравнения (25) следует, что электронно-дырочные капли образуются, если поток j превышает некоторую критическую величину j_c . Таким образом, если оптическая накачка слаба ($j < j_c$), то капля не успевает образоваться. Это коррелирует с упомянутыми экспериментами, в которых обнаружен минимальный порог накачки, при котором наблюдается фрагментация. Если накачка достаточно сильна, то рождается электронно-дырочная плазма с плотностью $n > n_{\text{eq}}$. При этом капли не появляются, а устойчивое состояние системы является однородной электронно-дырочной жидкостью. Очевидно, что в данном случае давление $P > 0$ и для реализации такого состояния наличие стенок является необходимым.

В данной работе показано, что корреляционные эффекты обусловлены главным образом рассеянием в канале экранирования. Следует отметить, что в работе [21] исследовался другой тип электронно-дырочной жидкости. В этой работе минимум энергии как функции концентрации n зарядов в ДКЯ найден посредством вариационной процедуры и связан с экситонными корреляциями в канале рассеяния электрон-дырка. В нашей работе рассмотрение этих корреляций отвечало бы учету диаграмм, малых по параметру $1/\nu$. Строго говоря, наши результаты обоснованы только в случае $\nu \gg 1$. В то же время результаты работы [21] фактически относятся к случаю $\nu = 2$. Поэтому формально сравнение наших результатов с работой [21] является некорректным. По нашему мнению, в работе [21] недооценивается роль рассмотренных нами корреляционных эффектов. Однако последовательный учет корреляций в канале рассеяния электрон-дырка на фоне рассеяния в канале экранирования при $\nu = 2$ может быть проведен только численно, что выходит за рамки данной работы. В то же время именно корреляции в канале рассеяния электрон-дырка ответственны за появление аномальных средних экситонного типа, приводящих к возникновению диэлектрической щели на поверхности Ферми [20].

Авторы благодарят Ю. Кагана и Ю.Е. Лозовика за обсуждение результатов работы. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Министерства образования и науки Российской Федерации (проект 8364).

1. K. Das Gupta, A. F. Croxall, J. Waldie et al., *Adv. Cond. Matt. Phys.* **2011**, 727958.
2. Yu. E. Lozovik and V. I. Yudson, *ZhETF* **71**, 738 (1976) [*Sov. Phys. JETP* **44**, 389 (1976)].
3. Y. N. Joglekar, A. V. Balatsky, and S. Das Sarma, *Phys. Rev. B* **74**, 233302 (2006).
4. E. A. Andrushin, V. S. Babichenko, L. V. Keldysh et al., *JETPh Lett.* **24**, 210 (1976).
5. L. V. Keldysh, *Electron-Hole liquid in Semiconductors*, In: *Morden Problems of Condense Matter Science* (ed. by C. D. Jeffries and L. V. Keldysh), North Holland, Amsterdam, 1987, v. 6.
6. L. V. Keldysh, *Excitones in Semiconductors*, Nauka, M., 1971.
7. T. M. Rice, *Solid State Phys.* **32**, 1 (1977).
8. L. V. Butov, A. C. Gossard, and D. S. Chemla, *Nature (London)* **418**, 751 (2002).
9. D. Snoke, S. Denev, Y. Liu et al., *Nature (London)* **418**, 754 (2002).
10. L. V. Butov, *Solid State Commun.* **127**, 89 (2003).
11. D. Snoke, Y. Liu, S. Denev et al., *Solid State Commun.* **127**, 187 (2003).
12. L. V. Butov, L. S. Levitov, A. V. Mintsev et al., *Phys. Rev. Lett.* **92**, 117404 (2004).
13. A. V. Larionov, V. B. Timofeev, P. A. Ni et al., *Pis'ma v ZhETF* **75**, 233 (2002) [*JETP Lett.* **75**, 570 (2002)].
14. A. A. Dremin, A. V. Larionov, and V. B. Timofeev, *Fiz. Tverd. Tela (St. Petersburg)* **46**, 168 (2004) [*Solid. State. Phys.* **46**, 170 (2004)].
15. V. B. Timofeev, *Usp. Phys. Nauk* **175**, 315 (2005) [*Phys. Usp.* **48**, 295 (2005)].
16. L. S. Levitov, B. D. Simons, and L. V. Butov, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 176404 (2005).
17. D. Pines and P. Nozieres, *Quantum theory of liquids*, N.Y., 1973.
18. A. A. Chernuk and V. I. Sugakov, *Phys. Rev. B* **74**, 085303 (2006).
19. V. I. Sugakov, *Phys. Rev. B* **76**, 115303 (2007).
20. L. V. Keldysh, and Yu. V. Kopaev, *Sov. Phys. Solid State* **6**, 2219 (1965).
21. Yu. Lozovik and O. L. Berman, *JETP Lett.* **64**, 573 (1996); *JETP* **84**, 1027 (1997).