

СВОЙСТВА ЭКСИТОННЫХ СОСТОЯНИЙ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ GaAs/AlGaAs В ПРИСУТСТВИИ КВАЗИДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА

Д. В. Кулаковский, С. И. Губарев*

*Институт физики твердого тела Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

*Ю. Е. Лозовик***

*Институт спектроскопии Российской академии наук
142092, Троицк, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 30 октября 2001 г.

В приближениях не взаимодействующих электронов и локального поля самосогласованным образом рассчитаны изменения энергии связи и силы осциллятора экситонного состояния в результате экранирования квазидвумерным электронным газом. Показано, что коллапс связанного состояния происходит при очень малых концентрациях, $N_s \approx 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$, что является следствием учета нелинейности отклика системы на кулоновское возмущение. Исследована температурная зависимость коллапса экситона. Построена фазовая диаграмма диссоциации данного связанного состояния и показана область, в которой имеется возможность экспериментального наблюдения температурной зависимости коллапса экситона.

PACS: 71.35.Cc, 78.66.Fd

1. ВВЕДЕНИЕ

Подвижные электроны в селективно легированных квантовых ямах на основе GaAs/AlGaAs принимают непосредственное участие в экранировании кулоновского взаимодействия в двумерных структурах. Таким образом, они существенно влияют как на стабильность кулоновских центров, так и на характер крупномасштабных флуктуаций в квантовых ямах. Несмотря на то что спектр электронов в квантовых ямах, для которых выполнены эксперименты, действительно размерно квантован и может рассматриваться как чисто двумерный, применительно к задаче об экранировании кулоновского взаимодействия эти структуры являются квазидвумерными, так как ширина типичных квантовых ям, равная 200–300 Å, превышает экситонный боровский радиус. Поэтому экранирование кулоновского взаимодействия в реальных квантовых ямах носит смешанный характер, изменяясь от чисто двумерного на боль-

ших расстояниях (много больших, чем ширина квантовой ямы) до практически трехмерного на малых расстояниях. Эффекты экранировки можно наблюдать в спектрах люминесценции и отражения [1–4].

В работах [3, 4] было экспериментально показано, что пороговая концентрация, при которой происходит перестройка экситонных состояний, сильно зависит от качества структуры и для наиболее совершенных структур наблюдается при чрезвычайно низких концентрациях, $N_s = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$, что соответствует безразмерному параметру r_s , описывающему среднее расстояние между электронами в газе в единицах боровского радиуса a_B , $r_s = 1/(a_B \sqrt{2\pi N_s}) \approx 8$. Эта величина в несколько раз превышает значения, ранее наблюдаемые экспериментально на структурах худшего качества (например, работа [2]), где перестройка экситонных состояний наблюдалась при концентрациях электронного газа на порядок больших. Теоретическое рассмотрение процессов экранирования кулоновского взаимодействия двумерным электронным газом проводилось в работе Бауэра [5] в рамках теории диэлектрического экранирования,

*E-mail: kulakovd@issp.ac.ru

**E-mail: lozovik@isan.troitsk.ru

а также в работе Клейнмана [6] в приближении линейного диэлектрического отклика для чисто двумерного электронного газа. Однако оба эти подхода дают значительно большие значения пороговой концентрации, чем наблюдаемые в совершенных структурах GaAs/AlGaAs.

В настоящей работе нами развит метод самосогласованного расчета экранирования кулоновского взаимодействия квазидвумерным электронным газом, как в приближении невзаимодействующих электронов, так и в приближении локального поля. Данный метод позволил до некоторой степени учесть нелинейность экранирования, в результате чего пороговые значения концентрации сместились от $r_s \sim 3$ в область значений $r_s \sim 8$, что находится в качественном согласии с результатами недавних экспериментов. Также нас интересовал вопрос об экранировании при температуре отличной от нуля. В этом случае «размытие» фермиевской ступеньки снижает эффективность экранирования квазидвумерного электронного газа, что приводит к увеличению значения пороговой концентрации. Также была рассчитана температурная диссоциация экситонного состояния. Соответствующая фазовая диаграмма представлена в последнем разделе данной работы.

В дальнейшем нас будет интересовать энергия связи экситонного состояния в присутствии квазидвумерного электронного газа с концентрацией N_s . Как известно [7, 8], задача об определении энергии связи экситона большого радиуса сводится к задаче о кулоновском центре с массой частицы, равной приведенной массе экситона $\mu = m_e m_h / (m_e + m_h)$, где m_e и m_h — планарные массы соответственно электрона и дырки в квантовой яме.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим квантовую яму шириной l_0 с бесконечно высокими стенками, такую что волновая функция электронов в z -направлении строго ограничена ее размерами. В качестве модели экситона, как утверждалось выше, можно рассмотреть положительно заряженный кулоновский центр, расположенный посередине квантовой ямы при $z = 0$, и связанный на нем электрон с массой, равной приведенной массе экситона μ . Гамильтониан такого центра в цилиндрической системе координат имеет следующий вид:

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2\mu}\Delta + U(\rho, z), \quad (1)$$

где

$$U(\rho, z) = -\frac{e^2}{\epsilon\rho} + F(z). \quad (2)$$

Здесь $\rho = \sqrt{r^2 + z^2}$, $F(z) = 0$, $z \leq |l_0/2|$ и $F(z) = \infty$, $z > |l_0/2|$.

Энергию основного состояния будем искать вариационным методом Ритца с пробной волновой функцией связанного состояния в виде

$$\Psi(r, z) = N \cos\left(\frac{\pi z}{l_0}\right) \exp\left(-\frac{\sqrt{r^2 + \gamma^2 z^2}}{r_0}\right). \quad (3)$$

В этой функции имеются два варьируемых параметра: r_0 — эффективный радиус кулоновского центра (экситона) в плоскости (x, y) и γ — параметр, учитывающий анизотропию, обусловленную ограниченностью движения в z -направлении. Такая волновая функция правильно описывает поведение системы как в узких квантовых ямах $l_0 \ll r_0$ (при этом $\gamma \rightarrow 0$ и функция совпадает с чисто двумерной), так и в широких квантовых ямах $l_0 \geq r_0$. В последнем случае $\gamma \sim 1$, и функция является сферически-симметричной, как в трехмерных системах.

Для вариационных расчетов удобно ввести эффективный двумерный потенциал $U_{eff}(r)$, который в адиабатическом приближении¹⁾ можно записать в следующем виде:

$$U_{eff}(r) = \int |\Psi(r, z)|^2 U(r, z) dz. \quad (4)$$

Фурье-образ этого потенциала будет:

$$\begin{aligned} U_{eff}(q) &= \iint e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}} U_{eff}(r) d\mathbf{r} = \\ &= 2\pi \int J_0(qr) U_{eff}(r) r dr, \end{aligned} \quad (5)$$

где $J_0(x)$ — функции Бесселя первого рода.

Энергия основного состояния квазидвумерного экситона находится из минимума функционала F :

$$F = \langle \Psi(r, z) | -\frac{\hbar^2}{2\mu}\Delta | \Psi(r, z) \rangle + \langle |U_{eff}(r)| \rangle \quad (6)$$

по параметрам r_0 и γ .

Влияние экранирования квазидвумерным электронным газом эффективного потенциала $U_{eff}(r)$

¹⁾ Условие, что расстояние между экситонными уровнями намного меньше характерной энергии (равной примерно $\pi^2 \hbar^2 / 2m_e l_0^2$) размерного квантования e^- в квантовой яме, является достаточным для применимости адиабатического приближения в данной задаче.

будем учитывать через диэлектрическую функцию $\epsilon(q)$:

$$U_{eff}^{scr}(r) = \int J_0(qr) (U_{eff}(q)/\epsilon(q)) q dq. \quad (7)$$

3. ТЕОРИЯ ЭКРАНИРОВАНИЯ ЛИНХАРДА

Функция отклика, или восприимчивость системы $\chi(q, \omega)$, квазидвумерного электронного газа с потенциалом $U_{eff}(q)$ для внешнего возмущения $V^{ext}(q, \omega)$ записывается по определению:

$$\delta n(q, \omega) = \chi(q, \omega) V^{ext}(q, \omega), \quad (8)$$

где $\delta n(q, \omega)$ — изменение плотности за счет взаимодействия с внешним возмущением.

Поляризационный оператор $\Pi(q, \omega)$ определяется как восприимчивость системы на уже наведенный (или индуцированный) потенциал $V^{ind}(q, \omega)$, который есть сумма внешнего потенциала и потенциала эффективного взаимодействия $V^{ind}(q, \omega) = V^{ext}(q, \omega) + U_{eff}(q)$:

$$\delta n(q, \omega) = \Pi(q, \omega) V^{ind}(q, \omega). \quad (9)$$

Из формул (8) и (9) получаем зависимость между восприимчивостью и поляризацией системы:

$$\chi(q, \omega) = \frac{\Pi(q, \omega)}{1 - U_{eff}(q)\Pi(q, \omega)}. \quad (10)$$

Диэлектрическая функция по определению есть отношение внешнего возмущения к наведенному потенциалу и поэтому может быть записана в виде

$$\frac{1}{\epsilon(q, \omega)} = 1 + \frac{U_{eff}(q)\delta n(q, \omega)}{V^{ext}(q, \omega)} \equiv \equiv 1 + U_{eff}(q)\chi(q, \omega) \quad (11)$$

либо

$$\epsilon(q, \omega) = 1 - U_{eff}(q)\Pi(q, \omega). \quad (12)$$

В приближении Хартри–Фока (HFA) электроны «откликаются» на внешнее поле как свободные частицы, поэтому $\chi(q, \omega)$ для однородной системы аппроксимируется поляризацией свободных электронов (линхардовское приближение невзаимодействующих электронов) $\Pi^0(q, \omega)$, т. е.

$$\chi^{HFA}(q, \omega) = \Pi^0(q, \omega),$$

$$\frac{1}{\epsilon^{HFA}(q, \omega)} = 1 + U_{eff}(q)\Pi^0(q, \omega). \quad (13)$$

Выражение для $\Pi^0(q, \omega)$ было получено с помощью первого порядка теории возмущений по внешнему потенциалу [9]:

$$\Pi^0(q, \omega) = \frac{1}{L^2} \lim_{\alpha \rightarrow 0} \sum \frac{f_0(E_k) - f_0(E_{k+q})}{E_{k+q} - E_k - \hbar\omega - i\hbar\alpha}, \quad (14)$$

где f_0 — функция распределения Ферми–Дирака, L^2 — площадь системы.

В приближении хаотических фаз (RPA) электроны реагируют на индуцированное поле как свободные электроны, так что

$$\Pi^{RPA}(q, \omega) = \Pi^0(q, \omega),$$

$$\epsilon^{RPA}(q, \omega) = 1 - U_{eff}(q)\Pi^0(q, \omega). \quad (15)$$

При $T = 0$ и фермиевском волновом векторе $k_F = \sqrt{2\pi N_s}$ статическая диэлектрическая функция в приближении хаотических фаз может быть записана (см., например, [10]) как

$$\epsilon^{RPA}(q) = 1 + U_{eff}(q) \frac{m_e}{\pi\hbar^2} \times \times \left[1 - \Theta(q - 2k_F) \sqrt{1 - (2k_F/q)^2} \right], \quad (16)$$

где $U_{eff}(q)$ определяется формулой (5).

Энергия основного состояния экситона в эффективном экранированном потенциале $U_{eff}^{scr}(r)$, полученном численным решением интегрального уравнения (7), вычислялась путем варьирования функционала (6) по параметрам r_0 и γ . Поскольку потенциал $U_{eff}^{scr}(r)$ сам зависит от параметров волновой функции r_0 и γ , то в результате последовательных итераций получались самосогласованные значения r_0 и γ и зависящего от них $U_{eff}^{scr}(r)$. Надо отметить, что такая процедура самосогласованных вычислений позволяет выйти за рамки линейного отклика электронной подсистемы и до некоторой степени учесть нелинейный характер экранирования трехмерного кулоновского потенциала двумерным газом.

Во всех расчетах мы будем работать с квантовыми ямами на основе GaAs/AlGaAs. Это означает, что будут использоваться значения планарных масс электрона $m_e = 0.067m_0$, дырки $m_h = 0.26m_0$ и статической диэлектрической проницаемости $\epsilon = 12.8$. На рис. 1 приведены результаты численного расчета зависимости энергии связи экситона от безразмерного параметра r_s . Видно, что с ростом концентрации квазидвумерного электронного газа энергия связи экситона уменьшается резко, пороговым образом. Для квантовой ямы шириной $l_0 = 300 \text{ \AA}$ резкое уменьшение (перестройка) энергии связи происходит в области $r_s \approx 8$. С уменьшением ширины

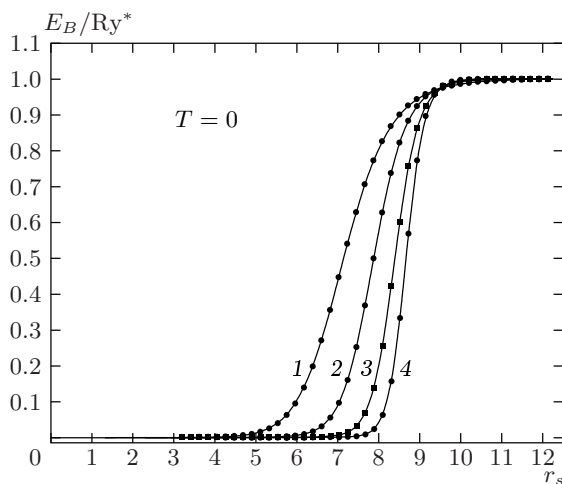


Рис. 1. Зависимость энергии связи экситонного состояния E_B в квантовых ямах GaAs/AlGaAs с ширинами: 1 — 50 Å, 2 — 100 Å, 3 — 200 Å и 4 — 300 Å от безразмерного параметра r_s . В расчетах использовались значения планарных масс электрона $m_e = 0.067m_0$, дырки $m_h = 0.26m_0$ и статической диэлектрической проницаемости $\epsilon = 12.8$

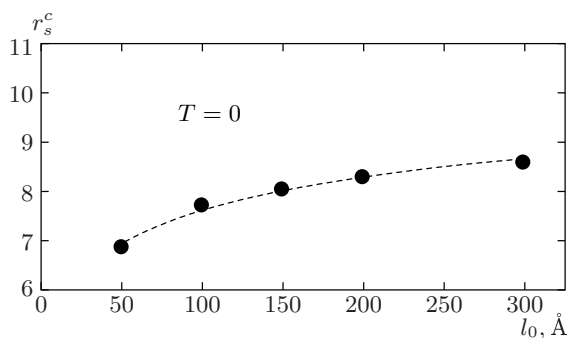


Рис. 2. Зависимость критического параметра r_s^c , при котором происходит коллапс экситонных состояний, от ширины квантовой ямы GaAs/AlGaAs

ямы значение пороговой концентрации, при которой резко увеличивается эффект экранирования экситонных состояний, смещается в область меньших r_s (больших концентраций) (кривые 1–4 на рис. 1). Полагая для определенности, что пороговая концентрация — это концентрация, при которой энергия связи уменьшается в e раз, можно построить зависимость критического параметра r_s^c от ширины квантовой ямы (рис. 2).

Результаты проведенных расчетов показывают, что перестройка экситонных состояний возникает при значительно меньших концентрациях электронного газа, $r_s \approx 8$, чем в предыдущих расчетах Бау-

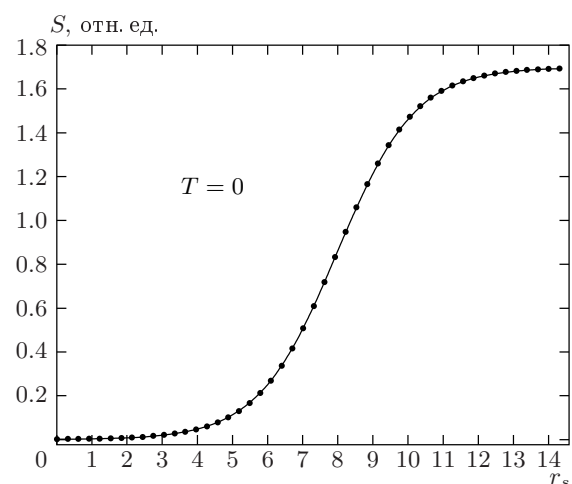


Рис. 3. Изменение силы осциллятора S экситонного перехода от безразмерного параметра r_s , рассчитанное для квантовой ямы GaAs/AlGaAs шириной 200 Å

ера [5] ($r_s = 1.8$), где рассматривалось диэлектрическое экранирование кулоновского взаимодействия, или в работе Клейнмана [6] ($r_s = 2.8$), в которой вычисления выполнялись для чисто двумерного случая в приближении линейного экранирования.

Следует обратить внимание на несколько моментов, оказавшихся очень важными в этой задаче. Во-первых, это учет зависимости диэлектрической функции от параметров эффективного взаимодействия $U_{eff}(r)$, т. е. нелинейное приближение для отклика системы. Если в использованной нами процедуре самосогласованного расчета ограничиться приближением линейного отклика, то значение пороговой концентрации, при которой наблюдается экранирование экситонных состояний, сдвигается в область более высоких концентраций, отвечающих параметру $r_s = 3.5$, что близко к результатам, полученным в [6, 11]. Во-вторых, особенность в диэлектрической функции (10) при $q = 2k_F$ приводит, так же как и в трехмерном случае, к фриделевским осцилляциям концентрации квазидвумерного электронного газа. В отличие от трехмерных систем, влияние этих осцилляций оказывается существенным, поскольку в двумерном случае асимптотика экранированного потенциала носит степенной характер и вклад от осцилляторного поведения локальной концентрации в окрестности кулоновского центра оказывается заметным, приводя к более эффективному экранированию потенциала.

В экспериментах по исследованию экранирования экситонных состояний квазидвумерным элект-

тронным газом, как правило, отсутствует информация об изменении зависимости энергии связи экситонных состояний от плотности этого газа, поскольку для этого необходимо знать энергии некоррелированных электрона и дырки, которые не имеют характерных особенностей в спектрах люминесценции и поглощения. В то же время в оптических экспериментах четко наблюдается пороговое изменение силы осциллятора экситонного перехода при достижении плотностью квазидвумерного электронного газа некоторого порогового значения. Для удобства сравнения с экспериментом нами, помимо энергии связи, было также рассчитано поведение силы осциллятора экситонного перехода, $S \propto |p_{cv}|^2 a_B^{-2} |\Psi(r=0, z=0)|^2$ [6], в зависимости от концентрации электронного газа в квантовых ямах (рис. 3). Видно, что интенсивность экситонного перехода с ростом плотности квазидвумерного электронного газа уменьшается менее резко, чем энергия связи экситонного состояния. Это приводит к тому, что в оптических экспериментах линия экситонного поглощения может наблюдаться даже при относительно высоких концентрациях электронов, когда энергия связи экситонов уже существенно уменьшилась в результате экранирования квазидвумерным электронным газом.

Интересно также отметить, что перестройка экситонных состояний сопровождается многократным увеличением эффективного боровского радиуса экситонного состояния. При этом даже в широких квантовых ямах с $l_0 = 300 \text{ \AA}$ при высоких плотностях электронного газа эффективный радиус экситона вдоль ямы многократно превышает ширину квантовой ямы, так что экситон становится практически двумерным. В то же время при низких плотностях эффективный радиус экситона существенно меньше ширины ямы и волновая функция экситона в яме мало отличается от трехмерной. Таким образом, экранирование экситонного состояния в широких квантовых ямах, помимо уменьшения энергии связи и силы осциллятора, сопровождается еще «кроссовером» экситона $3D \rightarrow 2D$, т. е. переходом экситонного состояния из трехмерного в двумерный. Это может служить дополнительной причиной, объясняющей резкость наблюдаемого процесса перестройки экситонного состояния в широких квантовых ямах.

Следует также заметить, что поскольку задача стала чисто двумерной после введения эффективного потенциала $U_{eff}(r)$ (4), связанное состояние в этом случае существует всегда (см., например, [8]). Но энергия связи данного состояния (рис. 1) в случае большой концентрации (малых r_s) оказывается

экспоненциально малой:

$$E_B \sim \frac{\hbar^2}{\mu r_0^2} \exp\left[-\frac{\hbar^2}{\mu P}\right],$$

где

$$P = \left| \int_0^\infty U_{eff}(r) r dr \right|$$

— мощность потенциальной ямы.

4. ПРИБЛИЖЕНИЕ ЛОКАЛЬНОГО ПОЛЯ

В настоящей процедуре использовалось приближение линхардовской восприимчивости, отвечающей ситуации невзаимодействующих электронов в газе. До некоторой степени межэлектронное кулоновское взаимодействие на малых расстояниях может быть учтено в приближении локального поля [12] путем замены поляризационного оператора (9) более сложным оператором, более адекватно учитывающим взаимодействие на малых расстояниях, выражение для которого имеет следующий вид [13, 14]:

$$\Pi(q, \omega) = \frac{\Pi^0(q, \omega)}{1 - f_q(\omega)\Pi^0(q, \omega)}, \quad (17)$$

где $\Pi^0(q, \omega)$ — поляризационный оператор в RPA, определяемый формулой (14), а $f_q(\omega)$ — фактор локального поля. Тогда из формул (10) и (17) получаем

$$\begin{aligned} \chi(q, \omega) &= \frac{\Pi^0(q, \omega)}{1 - (U_{eff}(q) + f_q(\omega))\Pi^0(q, \omega)} = \\ &= \frac{\Pi^0(q, \omega)}{1 - v_{eff}(q, \omega)\Pi^0(q, \omega)}, \end{aligned} \quad (18)$$

$v_{eff}(q, \omega) = U_{eff}(q) + f_q(\omega)$ — эффективный потенциал взаимодействия в приближении локального поля. Соответствующая этому поляризационному оператору диэлектрическая функция будет иметь вид

$$\epsilon^{STLS}(q, \omega) = 1 - \frac{U_{eff}(q)\Pi^0(q, \omega)}{1 - f_q(\omega)\Pi^0(q, \omega)}. \quad (19)$$

Формула для эффективного статического потенциала $v_{eff}(r)$ может быть представлена в виде (см. [15] и Приложение):

$$v_{eff}(r) = - \int_r^\infty dr g(r) \frac{dU_{eff}(r)}{dr}, \quad (20)$$

где $g(r) = g_{\uparrow\uparrow}(r) + g_{\uparrow\downarrow}(r)$ — парная корреляционная функция. Очевидно, что если $g(r) = 1$ (это соответствует невзаимодействующим электронам), то $v_{eff}(r) \equiv U_{eff}(r)$. И мы снова возвращаемся к линхардовскому пределу. Далее, аналогично формуле (7) получим выражение для экранированного эффективного статического потенциала взаимодействия в рамках приближения локального поля:

$$v_{eff}^{scr}(r) = \int J_0(qr)(v_{eff}(q)/\epsilon^{STLS}(q))rdr, \quad (21)$$

где $\epsilon^{STLS}(q)$ — статическая диэлектрическая функция, рассчитанная по формуле (19) при $\omega = 0$.

Итак, статический формфактор (П.4), а следовательно, и парную корреляционную функцию (П.2) рассчитаем в нулевом приближении невзаимодействующих электронов. Далее предположим, что последующие изменения $U_{eff}(r)$ не приведут к существенным изменениям статического формфактора и парной корреляционной функции. В этом случае фактор локального поля может быть записан как (см. [13]) $f_q = G(q)U_{eff}(q)$, где $G(q) = 1 - g(0) + o(1/q^2)$. Поэтому для определения эффективного статического потенциала $v_{eff}(r)$ необходимо взять интеграл (20), а затем эффективный экранированный потенциал взаимодействия положительно заряженного кулоновского центра и связанного на нем электрона $v_{eff}^{scr}(r)$ будет получен численным решением интегрального уравнения (21), причем изменения диэлектрической функции $\epsilon^{STLS}(q)$ будут определяться только изменениями эффективного двумерного потенциала $U_{eff}(q)$.

Перейдем теперь непосредственно к нахождению энергии связи экситона в приближении локального поля. Используем описанную в разд. 3 процедуру вариационных самосогласованных вычислений, заменив в ней $U_{eff}^{scr}(r)$ на $v_{eff}^{scr}(r)$. Таким образом, энергию основного состояния экситона будем вычислять путем варьирования по параметрам r_0 и γ функционала (6) с эффективным экранированным потенциалом $v_{eff}^{scr}(r)$. Результаты такого численного расчета энергии связи экситона для квантовых ям шириной 200 Å как функции безразмерного параметра r_s представлены на рис. 4. Видно, что при учете корреляционных поправок коллапс экситонного состояния происходит в области более низких r_s (по сравнению с теми, что наблюдаются в приближении хаотических фаз), что соответствует увеличению пороговой концентрации квазидвумерного электронного газа и ухудшению экранировки. Для объяснения данного эффекта рассмотрим такую характеристику системы, как сжимаемость.

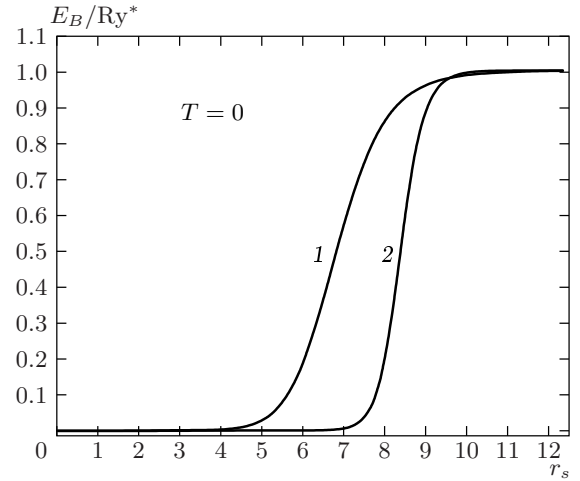


Рис. 4. Зависимость энергии связи экситона E_B в квантовой яме GaAs/AlGaAs шириной 200 Å от безразмерного параметра r_s в приближениях локального поля (1) и хаотических фаз (2)

5. СЖИМАЕМОСТЬ СИСТЕМЫ

Сжимаемость системы связана с функцией отклика посредством формулы [16]:

$$K = -\frac{1}{N_s^2} \lim_{q \rightarrow 0} \chi(q, 0). \quad (22)$$

Обозначим через K_0 сжимаемость системы свободных электронов. Тогда очевидно, что в линхардовском приближении

$$N_s^2 K_0 = -\lim_{q \rightarrow 0} \Pi^0(q, 0).$$

Используя правила сумм для частот [13, 16, 17], а также выражение (19) для диэлектрической функции, получим сжимаемость в приближении локального поля:

$$\begin{aligned} & -\lim_{q \rightarrow 0} \frac{2}{\pi U_{eff}(q)} \int_0^\infty \frac{d\omega'}{\omega'} \text{Im}[\epsilon^{STLS}(\omega')] = \\ & = \lim_{q \rightarrow 0} \text{Re} \frac{\Pi^0(q, 0)}{1 - f_q(0)\Pi^0(q, 0)} = \\ & = -\lim_{q \rightarrow 0} \frac{N_s^2 K_0}{1 + f_q(0)N_s^2 K_0} \equiv -N_s^2 K. \quad (23) \end{aligned}$$

Отсюда следует, что

$$\frac{K_0}{K} = 1 + \lim_{q \rightarrow 0} f_q(0)N_s^2 K_0. \quad (24)$$

Используя указанные выше формулы, легко показать (см. рис. 5), что сжимаемость электронной системы, рассчитанная в приближении локального поля, оказывается меньше, чем сжимаемость системы

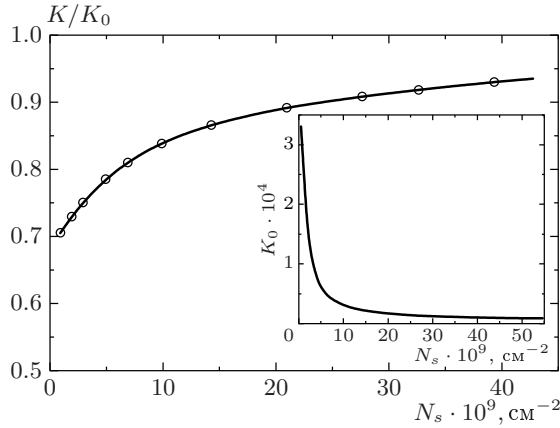


Рис. 5. Зависимость от концентрации квазидвумерного электронного газа (N_s) отношения сжимаемости (K) электронной системы в приближении локального поля к сжимаемости (K_0) системы невзаимодействующих электронов при $T = 0$ для квантовой ямы шириной 200 \AA . На вставке показана зависимость K_0 от N_s

в приближении хаотических фаз при одинаковых плотностях электронов в системах. Такой результат был получен экспериментально в работе [18]. Это означает, что система становится более жесткой²⁾, т.е. из-за взаимодействия на малых расстояниях увеличивается среднее межэлектронное расстояние. При этом изменение локальной концентрации оказывается меньше, чем в системе невзаимодействующих электронов. Это и приводит к ухудшению экранирования и, как следствие, к увеличению пороговой концентрации, при которой происходит перестройка экситонного состояния.

Следует заметить, что приближение локального поля строго применимо только при $r_s \leq 6$ (см. [12]), так что результаты, полученные в последних двух разделах, носят скорее качественный характер и приводятся здесь для объяснения на качественном уровне поведения системы в области интересующих нас значений $r_s \sim 8$.

6. ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОРОГОВОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ КВАЗИДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА

Важной экспериментальной задачей является исследование температурной зависимости пороговой

²⁾ Коэффициент сжимаемости равный нулю соответствует абсолютно несжимаемой жидкости.

концентрации квазидвумерного электронного газа, при которой происходит перестройка экситона. Поэтому в этой главе мы проведем теоретическое исследование данного вопроса. Как и ранее, будем работать в приближении невзаимодействующих электронов. Для расчета эффекта экранирования при температуре, отличной от нуля, нами была использована зависящая от температуры диэлектрическая функция. В пределе высоких температур ($T \sim E_{Fermi}$) она имеет аналитическое выражение [19]:

$$\epsilon^{RPA}(q) = 1 + U_{eff}(q)q_s(q), \tag{25}$$

$$q_s(q) = \frac{N_s}{k_B T} g_1(q\lambda). \tag{26}$$

Здесь

$$\lambda = \sqrt{\frac{2\pi\hbar^2}{m_e k_B T}}, \quad g_1(x) = \frac{2\sqrt{\pi}}{x} \Phi\left(\frac{x}{4\sqrt{\pi}}\right),$$

$$\Phi(y) = \pi^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} dz \frac{e^{-z^2}}{y-z}.$$

При низких температурах диэлектрическая функция может быть получена численно.

Отметим, что для классического газа формула, описывающая величину изменения локальной концентрации электронов $\delta n(q)$ (см. формулу (8)), может быть записана в следующем виде (см., например, [20]):

$$\delta n(q) \approx N_s \exp\left(-\frac{U_{eff}(q)}{k_B T}\right) - N_s \approx -\frac{N_s}{k_B T} U_{eff}(q). \tag{27}$$

Отсюда получаем формулу вида (25), но теперь

$$q_s^{classic}(q) = \frac{N_s}{k_B T}. \tag{28}$$

Таким образом, если электронная система имеет температуру порядка фермиевской, то квантовая формула (26) для параметра экранирования $q_s(q)$ переходит в классическую формулу Дебая-Хьюккеля (28).

Теперь, используя в самосогласованных вариационных расчетах зависящую от температуры диэлектрическую функцию (25), получим для квантовой ямы шириной $l_0 = 300 \text{ \AA}$ зависимость критической концентрации квазидвумерного электронного газа (N_s^c) как функцию температуры. Данные

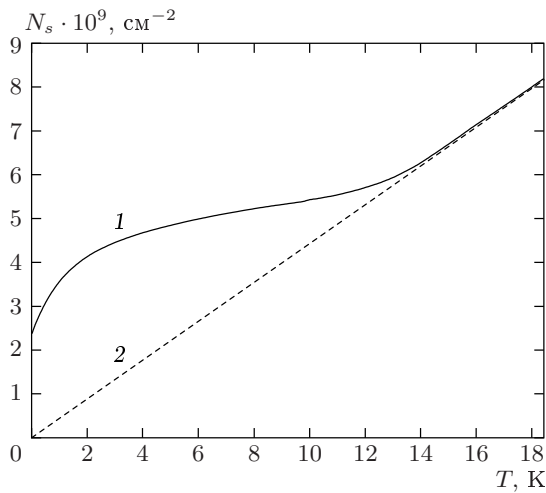


Рис. 6. Температурная зависимость пороговой концентрации квазидвумерного электронного газа (N_s) для квантовой ямы GaAs/AlGaAs шириной 300 Å: 1 — приближение хаотических фаз, 2 — приближение Дебая-Хьюккеля (классический предел)

зависимости представлены на рис. 6. При увеличении температуры происходит «размытие» фермиевской ступеньки и, как следствие, уменьшение концентрации электронов с малыми q . Это приводит к существенному уменьшению параметра экранирования $q_s(q)$ при значениях импульса $q \leq 2k_F$ (см. рис. 7). Так как экранировка в основном осуществляется электронами с $q \leq 2k_F$, то очевидно, что эффект экранирования квазидвумерным электронным газом ослабевает и значение пороговой концентрации возрастает, что и продемонстрировано на рис. 6. С другой стороны, при температурах выше 15 К, когда квазидвумерный электронный газ можно считать классическим, получаем полное согласие между расчетами, основанными на квантовой линхардовской (сплошная линия на рис. 6) и классической дебай-хьюккелевской (штриховая линия на рис. 6) диэлектрических функциях.

Другой интересный вопрос, который возникает при отличной от нуля температуре, это расчет фазовой диаграммы диссоциации экситонного состояния. Энергия диссоциации по определению (см. [21]) — это энергия связи экситона. Аналогично работе [22] получим условие фазового перехода:

$$T = E_B(T, N_s) / \ln \left[\frac{m_e T}{\pi \hbar^2 N_s} \right], \quad (29)$$

где $\ln [m_e T / \pi \hbar^2 N_s]$ — величина, описывающая

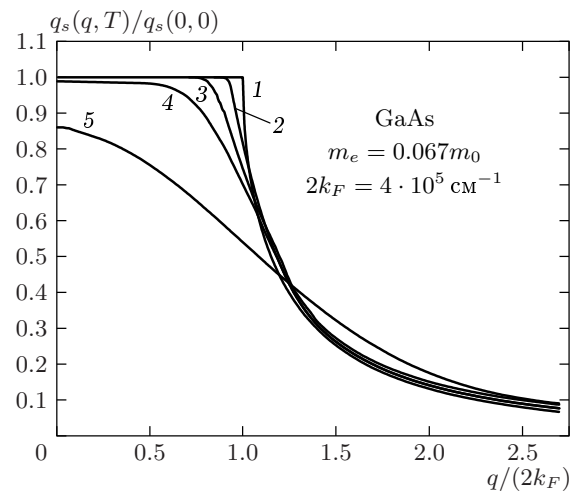


Рис. 7. Зависимость от волнового вектора q (в единицах $2k_F$) отношения эффективного параметра экранирования $q_s(q, T)$ к его величине $q_s(0, 0)$ при $T = 0$ при различных температурах: 1 — 0, 2 — 0.1 К, 3 — 0.5 К, 4 — 1 К и 5 — 2.5 К

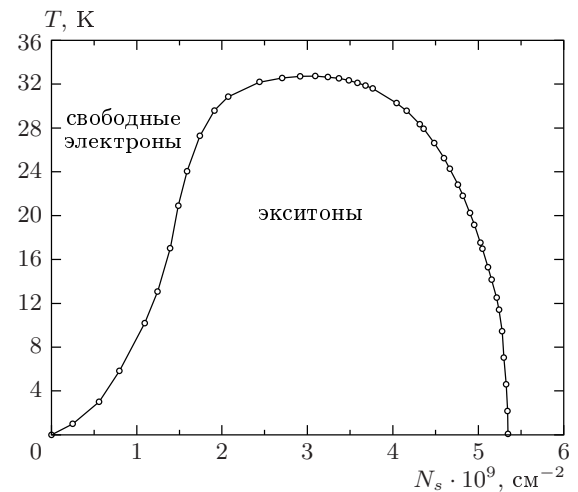


Рис. 8. Фазовая диаграмма температурной диссоциации экситонного состояния в квантовой яме GaAs/AlGaAs шириной 300 Å

эффект ионизации данного экситона³⁾. Результат расчета фазовой диаграммы для квантовой ямы шириной 300 Å представлен на рис. 8. Видно, что эффект экранирования, приводящий к уменьшению энергии связи, а следовательно, к диссоциации

³⁾ При большой концентрации электронов эффектом ионизации можно пренебречь и, следовательно, $\ln [m_e T / \pi \hbar^2 N_s] \approx 1$. Наоборот, при $N_s \rightarrow 0$ получаем, что $\ln [m_e T / \pi \hbar^2 N_s] \rightarrow \infty$ и эффект ионизации становится доминирующим в системе.

экситонного состояния, можно наблюдать при $N_s > 3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$. При меньших концентрациях доминирующим становится эффект ионизации.

Таким образом, найденная выше температурная зависимость коллапса экситона (рис. 6) наблюдается в области параметров системы, при которых еще не происходит фазовый переход. В связи с этим она может быть исследована экспериментально.

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе рассчитаны изменения энергии связи и силы осциллятора экситонного состояния, возникающие в результате экранирования квазидвумерным электронным газом в квантовых ямах GaAs/AlGaAs шириной 50–300 Å. Показано, что учет нелинейного отклика приводит к более сильному экранированию кулоновского взаимодействия по сравнению с линейным приближением и, как следствие, смещает пороговую концентрацию, при которой наступает перестройка экситонных состояний, в область меньших плотностей квазидвумерного электронного газа и, соответственно, больших r_s (для ямы шириной 300 Å получаем $r_s = 8.3$). Это значительно превышает значения, рассчитанные в рамках диэлектрического экранирования (переход Мотта) или в рамках линейного экранирования квазидвумерным электронным газом. При уменьшении ширины квантовой ямы пороговая концентрация электронов, при которой возникает переход, смещается в область меньших параметров r_s .

Показано, что учет корреляционных эффектов в рамках приближения локального поля делает систему более жесткой и менее способной к экранированию внесенного заряженного возмущения. Следствием этого является увеличение пороговой концентрации квазидвумерного электронного газа.

В работе исследована температурная зависимость критического параметра r_s^c . При увеличении температуры эффективность экранировки снижается и критический параметр r_s^c уменьшается. Это — следствие уменьшения плотности электронов с ма-

лыми q , которые и вносят основной вклад в данный эффект. Продемонстрирован также переход системы от чисто квантовой к классической при увеличении температуры. Построена фазовая диаграмма диссоциации экситонного состояния и показана область, в которой имеется возможность экспериментального наблюдения температурной зависимости коллапса экситона.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и INTAS.

Авторы признательны И. В. Кукушкину за интерес к работе и полезные обсуждения результатов.

ПРИЛОЖЕНИЕ

В приближении локального поля эффективный потенциал $v_{eff}(r)$ может быть записан в терминах парной корреляционной функции [15, 23]:

$$v_{eff}(r) = - \int_r^\infty dr g(r) \frac{dU_{eff}(r)}{dr}. \quad (\text{П.1})$$

Выражение для парной корреляционной функции $g(r) = g_{\uparrow\uparrow}(r) + g_{\uparrow\downarrow}(r)$ имеет вид

$$g(r) - 1 = \frac{1}{k_F^2} \int_0^\infty J_0(qr) [S(q) - 1] q dq, \quad (\text{П.2})$$

где $S(q)$ — статический формфактор, который выражается с использованием флуктуационно-диссипационной теоремы [17] следующей формулой:

$$S(q) = - \frac{2}{k_F^2} \int_0^\infty d\omega \text{Im} \chi(q, \omega). \quad (\text{П.3})$$

В нулевом приближении рассчитать статический формфактор можно, исходя из линхардовской восприимчивости, которая определяется формулами (11) и (16). В результате вычисления интегралов получим

$$S(q) = \begin{cases} 1 - \frac{\arccos(q/2k_F)}{\pi} + \frac{q\sqrt{1-(q/2k_F)^2}}{2\pi k_F}, & \text{если } q \leq 2k_F, \\ 1, & \text{если } q > 2k_F. \end{cases} \quad (\text{П.4})$$

ЛИТЕРАТУРА

1. R. C. Miller, D. A. Kleinman, W. T. Tsang, and A. C. Gossard, *Phys. Rev. B* **22**, 1134 (1981).
2. G. Finkelstein, H. Strikman, and I. Bar-Josef, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 976 (1995).
3. V. Huard et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 187 (2000).
4. С. И. Губарев, И. В. Кукушкин, С. В. Товстоног и др., *Письма в ЖЭТФ* **72**, 469 (2000)
5. G. E. W. Bauer, *Phys. Rev. B* **45**, 9153 (1992).
6. D. A. Kleinman, *Phys. Rev. B* **32**, 3766 (1985).
7. R. J. Elliot, *Polarons and Excitons*, Oliver and Boyd, Edinburgh (1963).
8. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика*, Наука, Москва (1989).
9. H. Ehrenreich and M. H. Cohen, *Phys. Rev.* **115**, 786 (1959).
10. F. Stern, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 546 (1967).
11. Е. А. Андриюшин, А. Л. Силин, *ФТТ* **21**, 219 (1979).
12. K. S. Singwi, M. P. Tosi, R. H. Land, and A. Sjölander, *Phys. Rev.* **176**, 589 (1968).
13. K. Morawetz, E-print archives, cond-mat/0104229.
14. N. Iwamoto, E. Kroatscheck, and D. Pines, *Phys. Rev. B* **29**, 3936 (1984).
15. H. V. da Silvera, M. H. Degani, and K. S. Singwi, *Phys. Rev. B* **46**, 2995 (1992).
16. D. Pines and P. Nozières, *The Theory of Quantum Liquids*, Vol. 1, Addison-Wesley, New York (1968).
17. R. Puff, *Phys. Rev.* **137**, A406 (1965).
18. J. P. Eisenstein, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 674 (1992).
19. A. L. Fetter, *Phys. Rev. B* **10**, 3739 (1974).
20. Дж. Займан, *Принципы теории твердого тела*, Мир, Москва (1974).
21. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Статистическая физика*, часть 1, Наука, Москва (1995).
22. Л. В. Кулик, А. И. Тартаковский, А. В. Ларионов и др., *ЖЭТФ* **112**, 353 (1997).
23. K. S. Singwi and M. P. Tosi, in *Solid State Physics*, ed. by H. Ehrenreich, F. Seitz, and D. Turnbull, Vol. 36, Academic Press, New York (1981).