

Одночастичный спектр разреженного двумерного электронного газа

В. В. Борисов, М. В. Зверев¹⁾

Российский научный центр “Курчатовский Институт”, 123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 13 апреля 2005 г.

В микроскопическом функциональном подходе рассчитаны одночастичные спектры однородного двумерного электронного газа. Найдено, что эффективная масса в такой системе расходится при значении $r_s \simeq 7$. Показано, что учет обменной и корреляционной локальных поправок в эффективном взаимодействии меняет картину неустойчивости по сравнению с той, которая имеет место в приближении случайных фаз: в RPA неустойчивость рождается вдали от ферми-поверхности, а с учетом поправок она возникает как расходимость эффективной массы.

PACS: 71.10.Hf, 71.27.+a, 75.30.Cr

Экспериментальное исследование квази-двумерных электронных систем в кремниевых транзисторах (MOSFET) показало, что при понижении электронной плотности до критического значения $n_c \simeq 8 \cdot 10^{-10} \text{ см}^{-2}$ расходится эффективная масса M^* квазичастиц [1, 2] – основная характеристика квазичастичного спектра $\varepsilon(p)$ в теории ферми-жидкости Ландау. Стонеровский фактор $(1 + g_0)^{-1}$, где g_0 – нулевая гармоника спин-спинового взаимодействия Ландау, при этом почти не меняется [1], что означает отсутствие ферромагнитной неустойчивости квазичастичной системы. Поскольку нет никаких экспериментальных указаний на нарушение также и других условий устойчивости Померанчука, расходимость эффективной массы означает, что описание системы в терминах квазичастиц с импульсным распределением при нулевой температуре $n_{\text{FL}}(p) = \theta(p_F - p)$ (в этой работе мы будем говорить об однородных системах) становится невозможным из-за нарушения условия устойчивости, отличного от условий Померанчука [3–5]. Дело в том, что за точкой, где групповая скорость квазичастиц $v_F = d\varepsilon(p)/dp|_F$ меняет знак, в окрестности граничного импульса возникает область, в которой допустимые вариации $\delta n(p)$, имеющие другой знак, чем $\xi(p) = \varepsilon(p) - \mu$ (μ – химический потенциал), порождают отрицательные добавки $\delta E_0 = \int \xi(p) \delta n(p) d\tau$ ($d\tau$ – элемент фазового объема) к энергии основного состояния E_0 квазичастичной системы. Однако, как показано в [3–5], неустойчивость квазичастичного заполнения $n_{\text{FL}}(p)$ означает не разрушение квазичастичной картины Ландау, а её перестройку, которая диктуется необходимостью переопределения

заполнения $n(p)$ из условия минимума функционала энергии $E_0[n(p)]$.

Полная микроскопическая теория состояния за точкой перехода пока не разработана, но многие свойства этого состояния удастся понять с помощью простых феноменологических моделей [3–7]. Анализ показал [6], что эти свойства во многом определяются тем, где в импульсном пространстве возникает неустойчивость распределения $n_{\text{FL}}(p)$. А поскольку она рождается в той точке $p = p_b$, в которой возникает бифуркация в уравнении

$$\xi(p, [n_{\text{FL}}(p)]) = 0, \quad (1)$$

микроскопическое вычисление квазичастичного спектра системы $\xi(p, [n_{\text{FL}}(p)])$ на ферми-жидкостной территории позволяет перебросить мостик к микроскопической теории состояния за критической точкой.

В этой работе мы обратимся к микроскопическому вычислению одночастичного спектра 2D электронного газа $\xi(p, [n_{\text{FL}}(p)])$ с целью, во первых, найти, при каких значениях параметра r_s (среднее расстояние между частицами в единицах боровского радиуса) импульсное распределение $n_{\text{FL}}(p)$ становится неустойчивым, а во-вторых, выяснить, где рождается бифуркация в уравнении (1) и по какому сценарию происходит квазичастичная перестройка. Первый микроскопический расчет одночастичного спектра 2D электронного газа был сделан лишь недавно в работах [8, 9] в приближении случайных фаз (RPA). В функциональном подходе, который будет рассмотрен в этой работе, RPA возникает как первое приближение. Мы сделаем следующий шаг – учтем обменную и корреляционную поправки к RPA и выясним, как это отражается на поведении одночастичных спектров.

¹⁾e-mail: zverev@mbslab.kiae.ru

Будем рассматривать 2D электронный газ с потенциалом парного взаимодействия $V(q) = 2\pi e^2/q$ в модели “желе”. Степень разреженности этой системы определяется значением параметра $r_s = \sqrt{2} M e^2 / p_F$. Для вычисления одночастичного спектра используем *ab initio* функциональный подход [10] и стратегию, разработанную в [11]. В этих работах интересующийся читатель может найти все необходимые детальные пояснения.

Разберем схему расчета одночастичного спектра рассматриваемой системы. Стартуем с формулы $E_0 = \tau + W$ для энергии основного состояния E_0 системы как суммы энергии системы невзаимодействующих частиц τ и энергии взаимодействия W . Хартриевское слагаемое W_H в энергии взаимодействия $W = W_H + W_F + W_c$ компенсируется однородным фоном положительного заряда, фоковская энергия

$$W_F = \frac{e^2 \rho}{2} \int \frac{d^2 q}{2\pi q} [S_0(\mathbf{q}) - \rho \delta(\mathbf{q}) - 1] \quad (2)$$

выражается через статический формфактор

$$S_0(\mathbf{q}) = \frac{2}{\rho} \int \frac{d^2 p}{(2\pi)^2} n_{\text{FL}}(\mathbf{p}) [1 - n_{\text{FL}}(\mathbf{p} + \mathbf{q})], \quad (3)$$

а корреляционная энергия

$$W_c = -\frac{1}{2} \int_0^{e^2} d\epsilon^2 \int \frac{d^2 q}{2\pi q} \int_0^\infty \frac{d\omega}{\pi} \text{Im} [\chi(\mathbf{q}, \omega) - \chi_0(\mathbf{q}, \omega)] \quad (4)$$

определяется разностью функции линейного отклика системы $\chi(\mathbf{q}, \omega)$ и функции отклика невзаимодействующих частиц $\chi_0(\mathbf{q}, \omega)$ [12].

Эти две функции связаны формулой

$$\chi(\mathbf{q}, \omega) = \frac{\chi_0(\mathbf{q}, \omega)}{1 - R(\mathbf{q}, \omega)\chi_0(\mathbf{q}, \omega)}, \quad (5)$$

с эффективным взаимодействием [10]

$$R(\mathbf{q}, \omega) = \frac{\delta^2 W}{\delta \rho(\mathbf{q}, \omega) \delta \rho(-\mathbf{q}, -\omega)}. \quad (6)$$

В эффективном взаимодействии поправку к кулоновскому потенциалу удобно разделить на обменную, $R_{\text{ex}}(\mathbf{q}, \omega) = \delta^2 W_F / \delta \rho(\mathbf{q}, \omega) \delta \rho(-\mathbf{q}, -\omega)$, и корреляционную, $R_c(\mathbf{q}, \omega) = \delta^2 W_c / \delta \rho(\mathbf{q}, \omega) \delta \rho(-\mathbf{q}, -\omega)$. Обменная поправка, в принципе, может быть вычислена в замкнутом виде. Корреляционная же поправка сама выражается через $R(\mathbf{q}, \omega)$, что дает возможность сфор-

мулировать уравнение для эффективного взаимодействия:

$$R(\mathbf{k}, \omega) = \frac{2\pi e^2}{k} + R_{\text{ex}}(\mathbf{k}, \omega) - \frac{1}{2} \frac{\delta^2}{\delta \rho(\mathbf{k}, \omega) \delta \rho(-\mathbf{k}, -\omega)} \times \int_0^{e^2} d\epsilon^2 \int \frac{d^2 q}{2\pi q} \int_0^\infty \frac{d\omega'}{\pi} \text{Im} [\chi(\mathbf{q}, \omega') - \chi_0(\mathbf{q}, \omega')]. \quad (7)$$

Для вычисления вариационных производных в правой части этого уравнения в работе [10] было предложено использовать локальное приближение [13]:

$$\frac{\delta^2 \chi(\mathbf{q}, \omega)}{\delta \rho(\mathbf{k}, \epsilon) \delta \rho(-\mathbf{k}, -\epsilon)} \simeq \frac{1}{2} \left[\frac{d^2 \chi(\mathbf{q} + \mathbf{k}, \omega + \epsilon)}{d\rho^2} + \frac{d^2 \chi(\mathbf{q} - \mathbf{k}, \omega - \epsilon)}{d\rho^2} \right]. \quad (8)$$

Оно хорошо зарекомендовало себя в расчетах для 3D электронного газа и нейтронной материи [10]. Уравнение для эффективного взаимодействия, которое в локальном приближении не зависит от частоты, принимает вид

$$R(k) = \frac{2\pi e^2}{k} + R_{\text{ex}}(k) + R_c(k). \quad (9)$$

Для локальной обменной поправки $R_{\text{ex}}(k)$, которая вычисляется через статический формфактор (3), сложная алгебра дает

$$R_{\text{ex}}(k) = -\frac{2e^2}{\pi p_F^2} \int_0^{2p_F} \frac{q^2 dq}{\sqrt{4p_F^2 - q^2}} \frac{K(4qk/(q+k)^2)}{q+k}, \quad (10)$$

где $K(z)$ – эллиптический интеграл первого рода.

Локальную корреляционную поправку удобно вычислять, развернув контур интегрирования по частоте на мнимую ось C_I :

$$R_c(k) = -\frac{1}{2} \frac{d^2}{d\rho^2} \int_0^{e^2} d\epsilon^2 \int \frac{d^2 q}{2\pi |\mathbf{q} - \mathbf{k}|} \times \int_{C_I} \frac{d\omega}{2\pi i} \chi_0(q, \omega) \left(\frac{1}{1 - R(q)\chi_0(q, \omega)} - 1 \right). \quad (11)$$

В этой работе мы сделаем один итерационный шаг: подставим в правую часть уравнения (11) эффективное взаимодействие $R_0(q) = V(q) + R_{\text{ex}}(q)$. Интегрируя по e^2 , приходим к выражению

$$R_c(k) = \frac{e^2}{2} \frac{d^2}{d\rho^2} \int \frac{d^2 q}{2\pi} \frac{1}{R_0(q) |\mathbf{q} - \mathbf{k}|} \times \int_{C_I} \frac{d\omega}{2\pi i} \left(R_0(q)\chi_0(q, \omega) + \ln[1 - R_0(q)\chi_0(q, \omega)] \right). \quad (12)$$

Степень точности локального приближения и ограничения одной итерацией при вычислении корреляционной поправки можно оценить, сравнив результаты расчетов характеристик 2D электронного газа с результатами монте-карловских (МК) расчетов. На рис.1 показана функция отклика в статическом пределе $-\chi(q, 0)$, отнесенная к элек-

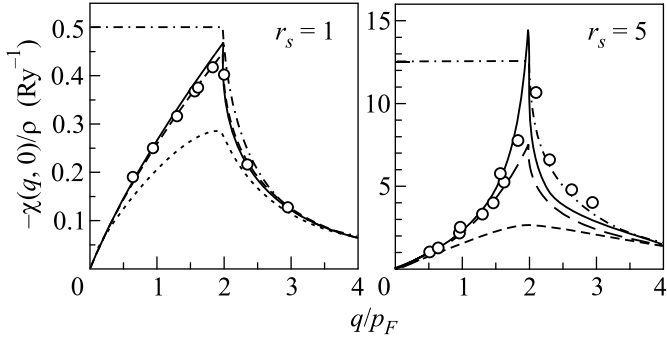


Рис.1. Функция отклика 2D электронного газа в статическом пределе $-\chi(q, 0)/\rho$ для $r_s = 1$ (левая панель) и $r_s = 5$ (правая панель). МК результаты [14] даны кружками, штрих-пунктирная линия отвечает функции отклика $-\chi_0(q, 0)/\rho$ [15], пунктир – расчету в RPA. Штриховой кривой показан расчет с учетом только поправки $R_{ex}(q)$, а сплошной кривой – расчет с учетом также и поправки $R_c(q)$

тронной плотности ρ , для $r_s = 1$ и $r_s = 5$. Как видно, МК результаты [14] хорошо воспроизводятся в нашем расчете. Отметим, что учет одной лишь обменной поправки существенно улучшает согласие с МК результатами по сравнению с RPA.

На рис.2 дано сравнение расчетов корреляционной энергии 2D электронного газа с МК данными [16]. RPA ошибается в вычислении корреляционной энергии примерно вдвое. Большая часть этого расхождения съедается учетом одной лишь обменной поправки, а с учетом корреляционной поправки расхождение не превышает 12%.

Уместно обсудить, почему мы рассматриваем неполяризованную систему. В RPA 2D электронный газ полностью поляризуется уже при $r_s \sim 5.5$ [9], тогда как в МК расчетах энергия поляризованного состояния становится ниже неполяризованного лишь при $r_s \sim 28$ [16]. Первый же шаг за рамки RPA, а именно, вычисление корреляционной энергии с учетом поправки $R_{ex}(k)$, меняет дело: до $r_s \sim 30$ энергия неполяризованного газа остается ниже энергии поляризованного. Учет корреляционного члена качественно картину не изменяет.

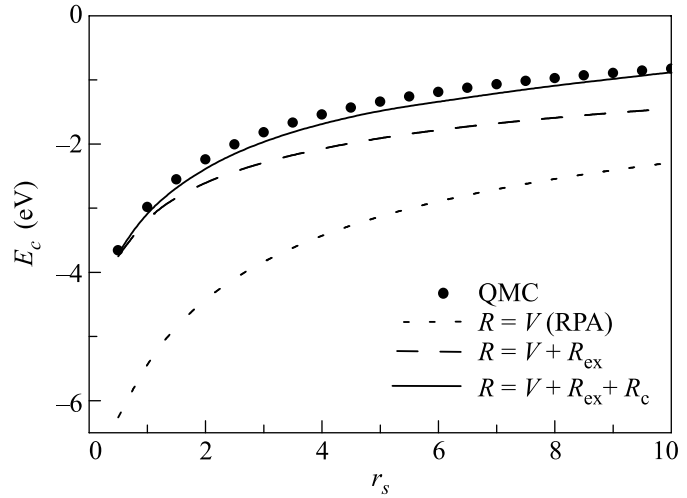


Рис.2. Корреляционная энергия 2D электронного газа. Кружками показан результат МК расчета [16], пунктиром – энергия в RPA приближении. Штриховая линия изображает наш расчет с учетом члена $R_0(k)$ в эффективном взаимодействии, а сплошная кривая – расчет с $R(k) = R_0(k) + R_c(k)$

Перейдем к вычислению одночастичного спектра

$$\varepsilon(p) = \frac{\delta E_0}{\delta n(p)} = \frac{p^2}{2M} + \varepsilon_1(p) + \varepsilon_2(p). \quad (13)$$

В этой формуле слагаемое

$$\varepsilon_1(p) = -\frac{1}{2} \int \frac{d^2q}{2\pi} \frac{e^2}{|\mathbf{p}-\mathbf{q}|} - \frac{1}{2} \int_0^{e^2} de^2 \int \frac{d^2q}{2\pi q} \int_0^\infty \frac{d\omega}{\pi} \text{Im} \left[\varphi^2(\mathbf{q}, \omega) \frac{\delta \chi_0(\mathbf{q}, \omega)}{\delta n(p)} \right], \quad (14)$$

где $\varphi(q, \omega) = [1 - R(q)\chi_0(q, \omega)]^{-1}$, обязано варьированию функции $\chi_0(q, \omega)$, которая входит в соотношение (5) для функции отклика $\chi(q, \omega)$. Слагаемое

$$\varepsilon_2(p) = -\frac{1}{2} \int_0^{e^2} de^2 \int \frac{d^2q}{2\pi q} \int_0^\infty \frac{d\omega}{\pi} \text{Im} \left[\chi^2(\mathbf{q}, \omega) \frac{\delta R(q)}{\delta n(p)} \right] \quad (15)$$

обязано варьированию эффективного взаимодействия в формуле (5). Подстановка в (14) явного выражения для вариации $\delta \chi_0(\mathbf{q}, \omega)/\delta n(p)$ дает

$$\varepsilon_1(p) = -\frac{2e^2}{\pi} p + \int_0^{e^2} de^2 \int_{p_F}^p \frac{d^2q}{2\pi |\mathbf{p}-\mathbf{q}|} \text{Re} \varphi^2(\mathbf{q}, \varepsilon_p^0 - \varepsilon_q^0) + \int_0^{e^2} de^2 \int \frac{d^2q}{2\pi q} \int_{-\infty}^\infty \frac{d\omega}{2\pi} (\varphi^2(q, i\omega) - 1) \frac{\varepsilon_p^0 - \varepsilon_{\mathbf{p}-\mathbf{q}}^0}{(\varepsilon_p^0 - \varepsilon_{\mathbf{p}-\mathbf{q}}^0)^2 + \omega^2}. \quad (16)$$

Таким образом, если эффективное взаимодействие $R(q)$ найдено, расчет члена $\varepsilon_1(p)$ в одночастичном спектре сводится к вычислению интегралов. А вот в выражение (15) для $\varepsilon_2(p)$, кроме $R(k)$, входит вариационная производная $\delta R(k)/\delta n(p)$, которая требует отдельного вычисления. В работе [11] было выведено линейное интегральное уравнение для этой функции. В принципе, оно элементарно обобщается и на случай 2D. Но поскольку при значениях $r_s \lesssim 10$, которые будут обсуждаться ниже, вклад $\varepsilon_2(p)$ в спектр невелик, мы поступим так же, как в [11], – вычислим вариацию локальной обменной поправки. Варьируя статистический формфактор (3) в выражении (2) и дважды дифференцируя его затем по плотности, получаем:

$$\begin{aligned} \frac{\delta R_{\text{ex}}(k)}{\delta n(p)} = & -\frac{\pi e^2}{2p_F^3} \int_0^{2\pi} \left\{ -\frac{4}{(l+1)^2} K\left(\frac{2\sqrt{l}}{l+1}\right) + \right. \\ & \left. + \frac{2}{l+1} \left[\frac{l+1}{l-1} E\left(\frac{2\sqrt{l}}{l+1}\right) + \frac{l-1}{l+1} K\left(\frac{2\sqrt{l}}{l+1}\right) \right] \right\} d\vartheta, \quad (17) \end{aligned}$$

где $l = \sqrt{p^2 + q^2 - 2pq \cos \vartheta} / p_F$, а $E(z)$ – эллиптический интеграл второго рода. Найденную вариационную производную подставим в формулу (15) для $\varepsilon_2(p)$, в которой для эффективного взаимодействия возьмем приближенное выражение $R_0(q)$. Интеграл по константе связи вычисляется аналитически, и результат таков:

$$\begin{aligned} \varepsilon_2(p) = & -\frac{e^2}{2} \int \frac{d^2 q}{2\pi} \frac{1}{|\mathbf{p}-\mathbf{q}|} \frac{1}{R_0^2(q)} \frac{\delta R(q)}{\delta n(p)} \times \\ & \times \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dw}{2\pi} \left[\frac{R_0(q)\chi_0(q, iw)}{1-R_0(q)\chi_0(q, iw)} + \right. \\ & \left. + \ln(1-R_0(q)\chi_0(q, iw)) \right]. \quad (18) \end{aligned}$$

Одночастичные спектры $\xi(p)$, рассчитанные по формуле (13), в которой $\varepsilon_1(p)$ и $\varepsilon_2(p)$ даются выражениями (16) и (18), показаны на рис.3 для значений r_s от 1 до 8 с шагом $\Delta r_s = 1$. При росте r_s спектр выполаживается в области импульсов $p < p_F$, а при $r_s \simeq 7$ групповая скорость обращается в нуль. На вставке спектры для $r_s = 1, 5$ и 8 даны в широком интервале импульсов $0 < p/p_F < 3$. Отметим усиливающиеся с ростом r_s нерегулярности в поведении спектров в районе $p \sim 2p_F$, обусловленные вкладом плазменных полюсов в интегралы от выражения $\varphi^2(\mathbf{q}, \varepsilon_p^0 - \varepsilon_q^0)$ по импульсу q во втором слагаемом в (16) [9]. Однако, как видно на рис.3, при значениях параметра $r_s \lesssim 7$, когда выполаживание спектра у ферми-поверхности уже проявляется в полной мере,

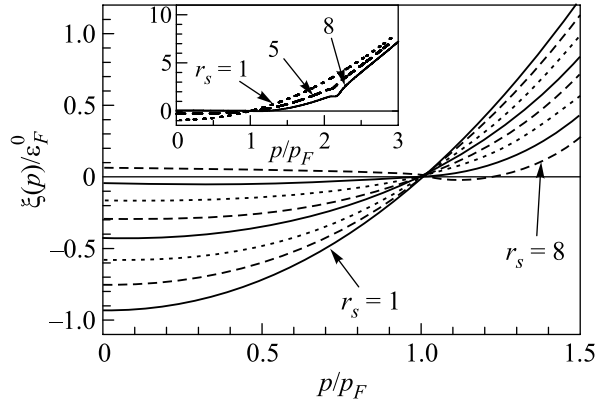


Рис.3. Одночастичные спектры 2D электронного газа $\xi(p)$ в единицах ε_F^0 для значений параметра r_s от 1 до 8 с шагом $\Delta r_s = 1$. На вставке спектры для $r_s = 1, 5$ и 8 показаны в интервале импульсов $0 < p/p_F < 3$

эти нерегулярности еще не участвуют в формировании неустойчивости спектра далеко от p_F . Если же ограничиться только RPA вкладом, то нерегулярности, обязанные связи одночастичных степеней свободы с плазменными возбуждениями, развиваются гораздо раньше, чем происходит выполаживание спектра в окрестности p_F , и бифуркация в уравнении (1) при $p \sim 2p_F$ возникает еще до того, как расходится эффективная масса [9]. Отметим, что раньше, чем $M^* \rightarrow \infty$, спектр в RPA меняет знак также и при импульсах $p \ll p_F$ [8, 9].

Учет обменного вклада $R_{\text{ex}}(k)$ оставляет поведение слагаемого $\xi_1(p) = \varepsilon_1(p) - \mu$ в одночастичном спектре качественно таким же, как в RPA – оба первых меняют знак при $p \ll p_F$. Но если в RPA это происходит при $r_s \simeq 13$, то с учетом обменной поправки – при $r_s \simeq 8$. Это видно на рис.4, где показаны спектры, вычисленные в разных приближениях. Отметим, что с учетом обменной поправки эффективная масса $M/M^* = (M/p_F)(d\varepsilon(p)/dp)|_{p=p_F}$ расходится при $r_s \simeq 9$ (см. рис.5). Вклад в спектр, обязанный учету корреляционной поправки $R_c(k)$, почти на порядок меньше вклада обменной поправки $R_{\text{ex}}(k)$, но благодаря резкому изменению в окрестности $p=p_F$ он дает существенный вклад в эффективную массу, что видно на рис.5. В результате, вычисленное с эффективным взаимодействием $R(k) = R_0(k) + R_c(k)$ слагаемое $\xi_1(p)$ ведет себя совсем иначе, чем с учетом только обменной поправки – неустойчивость теперь возникает прямо на ферми-поверхности при $r_s \simeq 7.3$. Член $\xi_2(p)$, хотя и не мал по величине, имеет незначительный наклон в точке $p=p_F$ и заметного вклада в эффективную массу не вносит – он сдвигает точку обращения в нуль отношения M/M^* с $r_s \simeq 7.3$ лишь до $r_s \simeq 7$

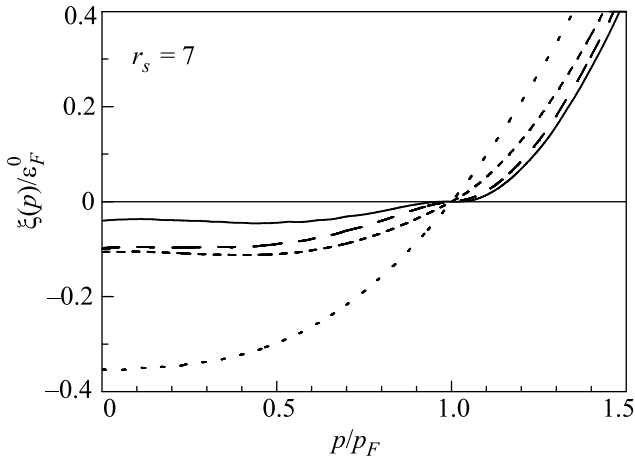


Рис.4. Одночастичные спектры 2D электронного газа в разных приближениях для $r_s = 7$. Пунктир показывает расчет в рамках RPA; кривая коротким штрихом изображает слагаемое $\xi_1(p)$, вычисленное с эффективным взаимодействием $R_0(k)$; штриховая линия отвечает спектру $\xi_1(p)$, рассчитанному с $R(k) = R_0(k) + R_c(k)$; сплошная кривая – спектру, в котором учтен также член $\varepsilon_2(p)$

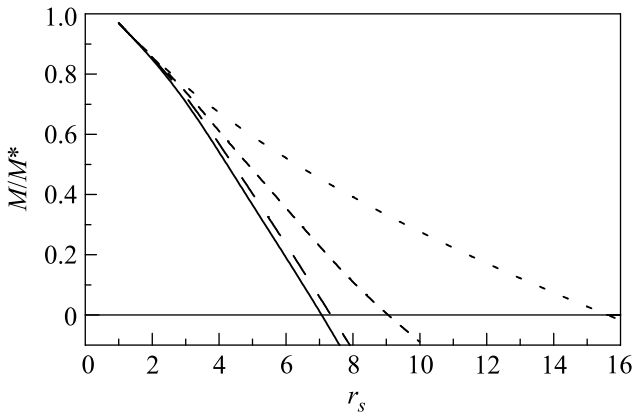


Рис.5. Отношение M/M^* для 2D электронного газа в разных приближениях в зависимости от параметра r_s . Обозначения кривых те же, что на рис.4

(см. рис.5). Учет этого вклада не меняет характера неустойчивости: она возникает в точке p_F , то есть как расходимость эффективной массы. Это видно на рис.4, где сплошной кривой показан спектр, рассчитанный с учетом обоих вкладов, при $r_s = 7$. Расчет показывает, что первая и вторая производные спектра обращаются одновременно в нуль в точке p_F , поэтому вблизи ферми-поверхности $\xi(p) \propto (p - p_F)^3$. Отметим также, что из-за очень плоской формы спектра (на интервале $0 < p < p_F$ его абсолютное значение не превышает $0.05 \varepsilon_F^0$) неучтенные здесь поправки (связанные, например, с выполнением следующих

шагов итерационной процедуры решения уравнений (9)–(11) или с переходом от локального приближения к точному вычислению вариационных производных) могли бы сместить точку возникновения неустойчивости p_b в область $p < p_F$. Таким образом, хотя ситуация рождения неустойчивости точно на ферми-поверхности не универсальна, именно она реализуется в расчетах в рамках приближений, используемых в этой работе.

Сценарии квазичастичной перестройки, которая инициируется возникновением бифуркации в уравнении (1), исследованы в работе [7]. Если $p_b < p_F$, то есть два новых корня p_1 и p_2 уравнения (1) рождаются внутри ферми-круга, то в заполненном ферми-круге возникает пустое кольцо. Если $p_b > p_F$, то перестроенное импульсное распределение квазичастиц $n(p)$ представляет ферми-круг, окруженный заполненным кольцом. В обоих случаях импульсное распределение квазичастиц многосвязно. Рождение бифуркации в уравнении (1) на ферми-поверхности (или очень близко к ней), как в данном расчете ($p_b \simeq p_F$) отвечает сценарию перестройки, изучение которого на примере моделей [3–7, 10], в том числе, с учетом влияния перестройки на амплитуду взаимодействия квазичастиц [7], показало, что в окрестности старой ферми-поверхности возникает фермионный конденсат – группа одночастичных состояний с плоским спектром $\xi(p) \equiv 0$ и квазичастичным заполнением $0 < n(p) < 1$. Примечательно, что во всех сценариях и в критической точке, и за ней система обладает неферми-жидкостными свойствами, объяснение которых, тем не менее, может быть построено в терминах квазичастиц [17]. Так, например, в сценарии, отвечающем $p_b \simeq p_F$, возникновение перегиба в спектре на ферми-поверхности, то есть кубическая форма спектра $\xi(p) \propto (p - p_F)^3$ в критической точке, приводит к совсем другой температурной зависимости термодинамических характеристик системы в этой точке, чем в обычной ферми-жидкости [17].

Остановимся еще на одной особенности разреженного 2D электронного газа. В работе [18] было показано, что расходимость M^* служит предвестником рождения волны зарядовой плотности в 2D и 3D однородных ферми-системах. Как известно, неустойчивость по отношению к образованию этой неоднородной фазы возникает, когда статическая диэлектрическая проницаемость $\varphi^{-1}(q, 0)$ обращается в нуль при некотором значении импульса $q \sim 2p_F$. Рис.6, на котором функция $\varphi^{-1}(q, 0)$ изображена для r_s от 1 до 13 с шагом 3, демонстрирует появление нуля этой функции около $q = 2p_F$ при $r_s = r_s^{\text{CDW}} \simeq 10$.

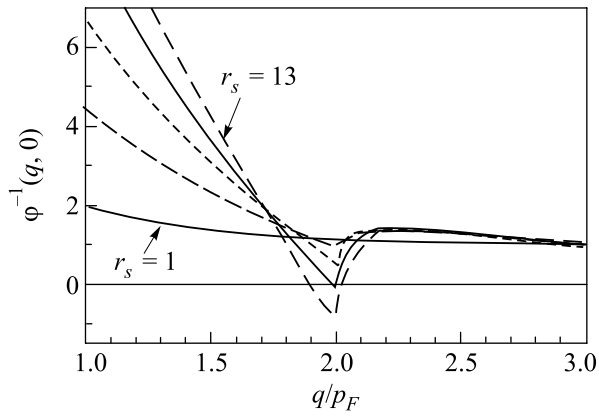


Рис.6. Статическая диэлектрическая проницаемость $\varphi^{-1}(q, 0)$ для значений r_s от 1 до 13 с шагом $\Delta r_s = 3$ как функция q/p_F

Заметим, что в RPA статическая диэлектрическая проницаемость не обращается в нуль ни при каких значениях r_s , поскольку произведение $V(q)\chi_0(q, 0)$ отрицательно при всех значениях q . Всюду отрицательно и произведение $R_0(q)\chi_0(q, 0)$. А вот с учетом корреляционной поправки эффективное взаимодействие $R(q) = R_0(q) + R_c(q)$ меняет знак в окрестности $q \sim 2p_F$ при $r_s \simeq 3$. В результате, в этой окрестности с ростом r_s положительное по знаку произведение $R(q)\chi(q, 0)$ растет и при $r_s^{\text{CDW}} \simeq 10$ в точке $q_c \simeq 2p_F$ компенсирует единицу в выражении для $\varphi^{-1}(q, 0)$. Появляющийся полюс функции отклика (5) при $q = q_c$, $\omega = 0$ приводит к неустойчивости относительно конденсации зарядовых волн с вектором q_c [12]. Сравнение значений $r_s^\infty \simeq 7$ и $r_s^{\text{CDW}} \simeq 10$ дает ответ на вопрос, какая из двух неустойчивостей появляется раньше: в согласии с выводом работы [18], в 2D электронном газе расходимость эффективной массы с ростом параметра r_s опережает конденсацию волн зарядовой плотности.

Найденное значение параметра $r_s^\infty \simeq 7$ разумно согласуется со значением $r_s^c \simeq 9.3$ [2], отвечающим плотности $n_c \simeq 8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, при которой наблюдается расходимость эффективной массы электронной системы в Si-MOSFET [1, 2]. Однако следует сделать несколько замечаний. Хотя экспериментальное значение r_s^c учитывает соответствующие значения зонной массы, кратности вырождения и диэлектрической проницаемости, для количественного сравнения необходим расчет спектра квази-2D слоя электронного газа на границе полупроводник-изолятор со взаимодействием, учитывающим конечную толщину слоя. Кроме того, в реальной системе присутствуют неупорядоченные заряженные примеси, рассеяние на которых может вносить вклад в квази-

частичную дисперсию. В этой работе мы не ставили себе целью количественное описание экспериментальных данных. Основной результат в том, что расчет одночастичного спектра 2D электронного газа на основе функционального подхода показал, что учет обменной и корреляционной локальных поправок в эффективном взаимодействии, во-первых, существенно сдвигает по сравнению с результатом RPA [8, 9] значение r_s^∞ , при котором расходится квазичастичная эффективная масса, а во-вторых, меняет картину неустойчивости. В RPA неустойчивость рождается вдали от ферми-поверхности, а этому отвечает сценарий квазичастичной перестройки с образованием многосвязной ферми-поверхности. В нашем расчете неустойчивость возникает как расходимость эффективной массы, то есть первая производная одночастичного спектра $\xi(p)$ обращается в нуль на ферми-поверхности одновременно с его второй производной. Такая форма неустойчивости инициирует ферми-конденсатный сценарий перестройки квазичастичной системы.

Авторы благодарят В. А. Ходеля за многочисленные плодотворные дискуссии, а также В. Т. Долгополова, Ю. М. Кагана, В. М. Пудалова, А. А. Шашкина, В. М. Яковенко, S. Das Sarma и Y. Zhang за обсуждение проблем, затронутых в данной работе. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского министерства науки (грант # НШ-1885.2003.2), NSF (грант # 9900713), McDonnell Center for Space Sciences, фонда некоммерческих программ “Династия” (студенческий грант) и РНЦ “Курчатовский Институт” (молодежный грант # 3 за 2004 г.). Один из авторов (МВЗ) благодарен отделению физики Вашингтонского Университета Сент-Луиса за теплое гостеприимство во время его визита летом 2004 г., в течение которого была выполнена эта работа.

1. A. A. Shashkin, S. V. Kravchenko, V. T. Dolgoplov et al., Phys. Rev. **B66**, 073303 (2002).
2. V. M. Pudalov, M. E. Gershenson, H. Kojima et al., Phys. Rev. Lett. **88**, 196404 (2002).
3. В. А. Ходель, В. Р. Шагинян, Письма в ЖЭТФ **51**, 488 (1990).
4. Г. Е. Воловик, Письма в ЖЭТФ **53**, 208 (1991).
5. P. Nozières, J. Phys. I France **2**, 443 (1992).
6. V. A. Khodel, M. V. Zverev, and J. W. Clark, JETP Letters (to be published).
7. M. Baldo, V. V. Borisov, J. W. Clark et al., J. Phys.: Cond. Matter, **16**, 6431 (2004).
8. Y. Zhang, S. Das Sarma, cond-mat/0312565.

9. Y. Zhang, V. M. Yakovenko, and S. Das Sarma, cond-mat/0410039.
10. V. A. Khodel, V. V. Khodel, and V. R. Shaginyan, Phys. Rep. **249**, 1 (1994).
11. М. В. Зверев, В. А. Ходель, В. Р. Шагинян, ЖЭТФ **109**, 1054 (1996).
12. Д. Пайнс, Ф. Нозьер, *Теория квантовых жидкостей*, М.: Мир, 1967.
13. Y. Kavasoe, H. Yasuhara, and M. Watabe, J. Phys. C: Solid St. Phys. **10**, 3923 (1977).
14. S. Moroni, D. M. Ceperley, and G. Senatore, Phys. Rev. Lett. **69**, 1837 (1992).
15. F. Stern, Phys. Rev. Lett. **18**, 546 (1967).
16. Y. Kwon, D. M. Ceperley, and R. M. Martin, Phys. Rev. **B48**, 12037 (1993).
17. J. W. Clark, V. A. Khodel, and M. V. Zverev, Phys. Rev. **71**, 012401 (2005).
18. В. А. Ходель, В. Р. Шагинян, М. В. Зверев, Письма в ЖЭТФ **65**, 242 (1997).