

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ КВАЗИОДНОМЕРНОЙ ЛАТТИНЖЕРОВСКОЙ ЖИДКОСТИ

В.С.Бабиченко, А.Н.Козлов

*Российский научный центр "Курчатовский институт"
123182 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 26 января 1995 г.

После переработки 14 марта 1995 г.

Рассматриваются свойства электронной жидкости в сильном магнитном поле и квазиодномерной бесспиновой латтинжеровской жидкости. Показано, что однородное основное состояние таких электронных жидкостей является неустойчивым и в системе возникает волна зарядовой плотности.

В последнее время в связи с проблемой ВТСП сильно возрос интерес к изучению свойств "маргинальной" ферми-жидкости, которую, как известно, нельзя описать в рамках теории ферми-жидкости Ландау [1-3]. Примером такой жидкости является одномерная электронная жидкость (ЭЖ) с предельно дальнедействующим взаимодействием (модель Томонаги) [4-6], представляющая собой латтинжеровскую жидкость. В настоящей работе рассматривается ЭЖ с кулоновским взаимодействием в сильном магнитном поле H , таком, что все электроны находятся на нижнем уровне Ландау и переходами на высшие уровни можно пренебречь. Свойства электронно-дырочной жидкости (ЭДЖ) в сильном магнитном поле в разных диапазонах плотности исследованы в работах [7-11], где было показано, что основное состояние такой ЭДЖ является диэлектрическим со щелью на поверхности Ферми. Свойства квазиодномерной ЭЖ существенно отличаются от свойств ЭДЖ, в частности, для модели Томонаги [6] показано, что основное состояние такой ЭЖ является металлическим без щели на поверхности Ферми, однако теория ферми-жидкости Ландау для нее не справедлива. Свойства ЭЖ в сильном магнитном поле с модельным короткодействующим потенциалом изучались, например, в работах [12,13]. В частности, в работе [13] применялось паркетное приближение в форме, существенно использующей короткодействующий характер взаимодействия. Однако для ЭЖ с кулоновским взаимодействием в сильном магнитном поле при $p_F \lambda \ll 1$ (p_F - импульс Ферми, λ - магнитная длина) дальнедействующий характер кулоновского потенциала является существенным [11] и приводит к результатам, качественно отличающимся от результатов работы [13]. В настоящей работе мы учитываем дальнедействующий характер кулоновского взаимодействия и, кроме того, используем непertурбативный метод, являющийся точным на определенном этапе вычислений и позволяющий выйти за рамки паркетного приближения.

В начале работы показано, что ЭЖ в сильном магнитном поле эквивалентна квазиодномерной бесспиновой ЭЖ, представляющей собой систему регулярно расположенных металлических нитей, направленных вдоль магнитного поля. При этом рассеяние двух электронов вперед, а также рассеяние двух электронов, расположенных на одной и той же нити, назад, учтено точно. В результате учета только этой части взаимодействия оказывается, что

квазиодномерная ЭЖ представляет собой латтинжеровскую жидкость. Однако учет рассеяния назад двух электронов, расположенных на разных нитях, приводит к неустойчивости квазиодномерной латтинжеровской жидкости относительно перехода в неоднородное состояние типа волны зарядовой плотности с модуляцией заряда как вдоль, так и поперек нитей. Основное состояние при этом является диэлектрическим со щелью на ферми-поверхности.

Предположим, что параметры, характеризующие магнитное поле и ЭЖ, удовлетворяют условиям

$$\hbar/a_B \ll p_F \ll \hbar/\lambda, \quad (1)$$

где $\lambda = \sqrt{c/eH}$, $a_B = \hbar^2/me_*^2$ – эффективный боровский радиус, $e_*^2 = e^2/\epsilon_0$ (ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость среды), в дальнейшем $\hbar = 1$.

Рассмотрим систему когерентных состояний для электрона на нижнем уровне Ландау [14, 15], выбирая цилиндрическую калибровку векторного потенциала внешнего магнитного поля H , направленного вдоль оси z : $A = (-Hy/2, Hx/2, 0)$. Эти состояния $\chi_R(\rho)$ определяются как собственные состояния оператора комплексной координаты центра орбиты (где $\vec{\rho} = (x, y)$, R – собственное значение комплексной координаты центра орбиты, нумерующее когерентное состояние) [15], и волновая функция этих состояний имеет вид

$$\chi_R(\rho) = (\sqrt{2\pi}\lambda)^{-1} \exp\{-(2\lambda)^{-2}[(\vec{\rho} - R)^2 - 2i\vec{\rho} \wedge R]\}, \quad (2)$$

где $\vec{\rho} \wedge R = xR_y - yR_x$; $R_x = \text{Re}R$, $R_y = \text{Im}R$.

Вообще говоря, система когерентных состояний переполнена. Согласно теореме, впервые сформулированной фон Нейманом [16, 17], существует "оптимально" полная система когерентных состояний $\chi_{R_n}(\rho)$ (то есть такая, удаление из которой более чем одного состояния делает ее неполной), если R_n образуют решетку на комплексной плоскости R с площадью элементарной ячейки $S = 2\pi\lambda^2$. Разложим электронное поле $\psi(r, t)$ по оптимально полной системе когерентных состояний $\chi_{R_n}(\rho)$:

$$\psi(r, t) = \sum_{R_n} a_{R_n}(t, z) \chi_{R_n}(\rho); \quad \bar{\psi}(r, t) = \sum_{R_n} \bar{a}_{R_n}(t, z) \bar{\chi}_{R_n}(\rho).$$

Пренебрегая изменением кулоновского потенциала на расстояниях масштаба λ (что справедливо, если выполнено (1)) и производя перенормировку полей a_{R_n} и \bar{a}_{R_n} следующим образом: $a_{R_n} \rightarrow a_{R_n}$; $\sum_{R_m} \bar{a}_{R_m} \langle \chi_{R_m} | \chi_{R_n} \rangle \rightarrow \bar{a}_{R_n}$, получим эквивалентность действия ЭЖ в сильном магнитном поле действию квазиодномерной бесспиновой ЭЖ с кулоновским взаимодействием в системе регулярно расположенных металлических нитей, направление которых совпадает с направлением магнитного поля. Переходя к полям, описывающим квазичастицы вблизи участков поверхности Ферми с $p_z = +p_F$ и $p_z = -p_F$, которые обозначим $a_{\mathbf{R}}^{(+)}(t, z)$ и $a_{\mathbf{R}}^{(-)}(t, z)$, соответственно (масштаб изменения полей $a_{\mathbf{R}}^{(+,-)}$ вдоль оси z считаем существенно большим \hbar/p_F), эффективное действие для квазичастиц можно представить в виде

$$S = S_0 + S_{int}^{(1)} + S_{int}^{(2)}, \quad (3)$$

$$S_0 = \sum_{\mathbf{R}} \int dz dt \bar{a}_{\mathbf{R}}(t, z) (\hat{\gamma}^\mu \hat{p}_\mu) a_{\mathbf{R}}(t, z), \quad (4)$$

$$S_{int}^{(1)} = - \left\{ \frac{1}{2} \sum_{RR'} \int dzdz' dt (\bar{a}_R(t, z) a_R(t, z)) V_{r-r'} (\bar{a}_{R'}(t, z') a_{R'}(t, z')) + \right. \\ \left. + U_0 \sum_R (\bar{a}_R(t, z) \hat{\sigma}_+ a_R(t, z)) (\bar{a}_R(t, z) \hat{\sigma}_- a_R(t, z)) \right\}, \quad (5)$$

$$S_{int}^{(2)} = - \sum_{R \neq R'} (\bar{a}_R(t, z) \hat{\sigma}_+ a_R(t, z)) U_{R-R'} (\bar{a}_{R'}(t, z) \hat{\sigma}_- a_{R'}(t, z)). \quad (6)$$

В выражениях (4)–(6) $a_R = (a_R^{(+)}, a_R^{(-)})$, $\bar{a}_R = (\bar{a}_R^{(+)}, \bar{a}_R^{(-)})$; $\mu = 0, 1$; $r = (R, z)$; $\hat{\gamma}^0 = \hat{1}$; $\hat{\gamma}^1 = \hat{\sigma}_z$; $\hat{\sigma}_\pm = 1/2(\hat{\sigma}_x \pm i\hat{\sigma}_y)$; $\hat{p}_0 = i\partial_t$, $\hat{p}_1 = iV_F\partial_z$; σ_{xyz} – матрицы Паули;

$$U_{R-R'} = e_*^2 \int dz e^{iQz} [z^2 + (R-R')^2]^{-1/2}; \quad U_0 = e_*^2 \int \frac{dz}{|z|} = e_*^2 \ln \frac{1}{Q\lambda}. \quad (7)$$

В формулах (7) $Q = 2p_F$; потенциал $V(r-r')$ определяет рассеяние вперед с передачей импульса $k_z \ll p_F$; потенциалы $U_{R-R'}$ и U_0 определяют процессы рассеяния назад с передачей импульса $k_z = 2p_F$, при этом U_0 определяет рассеяние двух электронов, находящихся на одной и той же нити, а $U_{R-R'}$ – двух электронов, находящихся на разных нитях.

Представим взаимодействие $S_{int}^{(1)}$ в виде обмена виртуальным полем $\phi_R(zt)$, описывающим плазмоны, при этом полное действие приобретает вид

$$S = S_{a,\phi} + S_\phi^{(0)} + S_{int}^{(2)}, \quad (8)$$

$$S_{a,\phi} = \sum_R \int dz dt \bar{a}_R(t, z) [\hat{\gamma}^\mu (\hat{p}_\mu - A_\mu)] a_R(t, z), \quad (9)$$

$$S_\phi^{(0)} = \frac{1}{2} \sum_{RR'} \int dz dz' dt \phi_R(t, z) \hat{g}^{-1}(r-r') \phi_{R'}(t, z'). \quad (10)$$

В выражениях (9), (10) $A_0 = \phi_R(zt)$, $A_1 = 0$, фурье-образ от $\hat{g}^{-1}(r-r')$ равен $\hat{g}^{-1}(k, k_\perp) = (V(k) - U_0)^{-1}$, где $V(k)$ – фурье-образ кулоновского потенциала на решетке нитей.

Рассмотрим производящий функционал $Z_0[J]$, пренебрегая процессами рассеяния назад двух электронов, расположенных на разных нитях, то есть пренебрегая $S_{int}^{(2)}$.

$$Z_0[J] = \int Da D\bar{a} D\phi \exp\{i(S_{a,\phi} + S_\phi^{(0)}) + i(\bar{J}a + \bar{a}J)\}. \quad (11)$$

Заметим, что действие $S_{a,\phi}$ фактически является действием безмассового дираковского электрона во внешнем электромагнитном поле в пространстве размерности (1+1), свойства которого изучались в работе Швингера [18]. Функция Грина такого электрона удовлетворяет уравнению

$$\gamma^\mu (\hat{p}_\mu - A_\mu) G_R(x, y | A_R) = \delta(x - y), \quad (12)$$

где $x = (t, z)$; $y = (t', z')$. Решение этого уравнения может быть представлено в виде

$$G_R(x, y | A_R) = \exp\{\hat{\theta}_R(x) - \hat{\theta}_R(y)\} G_0(x, y), \quad (13)$$

$$\hat{\theta}_{\mathbf{R}}(k) = [k_0 + (V_F k_1) \hat{\sigma}_3] [k_0^2 - (V_F k_1)^2 + i\delta]^{-1} [A_0(k) - \hat{\sigma}_3 A_1(k)] \quad (14)$$

($A_0 = \phi_{\mathbf{R}}$, $A_1 = 0$); $\hat{\theta}_{\mathbf{R}}(k)$ - фурье-образ $\hat{\theta}_{\mathbf{R}}(x)$ по переменным x ;

$$G_0(x, y) = -\frac{1}{2\pi} [V_F(t-t') - \hat{\sigma}_3(z-z') - i\delta s_{t-t'}]^{-1}, \quad (15)$$

$$s_t = 1 \text{ при } t > 0, \quad s_t = -1 \text{ при } t < 0.$$

Вычисление функционального интеграла (11) для $Z_0[J]$ дает

$$Z_0[J] = \exp\{\text{Spln}[\gamma^\mu(\hat{p}_\mu - A_\mu)] + iS_\phi^{(0)} - i \sum_{\mathbf{R}} \int dx dy J_{\mathbf{R}}(x) G_{\mathbf{R}}(x, y | \phi_{\mathbf{R}}) J_{\mathbf{R}}(y)\}.$$

В этом выражении $\text{Spln}[\gamma^\mu(\hat{p}_\mu - A_\mu)]$ может быть вычислен точно [18], что приводит к следующему выражению для $Z_0[J]$:

$$Z_0[J] = \exp\{iS_\phi - i \sum_{\mathbf{R}} \int dx dy J_{\mathbf{R}}(x) G_{\mathbf{R}}(x, y | \phi_{\mathbf{R}}) J_{\mathbf{R}}(y)\}. \quad (16)$$

Здесь S_ϕ - плазменное действие:

$$S_\phi = \int d^2 k_\perp d^2 k (2\pi)^{-4} \phi(k, k_\perp) D^{-1}(k, k_\perp) \phi(-k, -k_\perp). \quad (17)$$

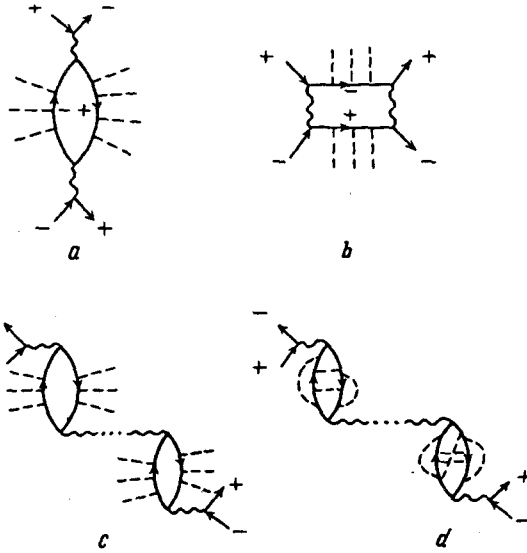
Поле $\phi(k, k_\perp)$ - фурье-образ $\phi_{\mathbf{R}}(z, t)$ по переменным $x = (z, t)$; \mathbf{R} (k_\perp лежит в ячейке Бриллюэна, соответствующей решетке \mathbf{R}_n),

$$D^{-1}(k, k_\perp) = g^{-1}(k, k_\perp) - \Pi_0(k); \quad (18)$$

$$\Pi_0(k) = (2\pi\lambda^2 V_F)^{-1} (V_F k_1)^2 [k_0^2 - (V_F k_1)^2 + i\delta]^{-1}. \quad (19)$$

С помощью производящего функционала $Z_0[J]$ (16) любой коррелятор электронных полей a, \bar{a} может быть выражен через функциональный интеграл по полю ϕ , причем, как нетрудно видеть из (13) и (14), этот интеграл является гауссовым для коррелятора любой степени по полям a, \bar{a} . Это позволяет вычислить любые функции Грина в пренебрежении $S_{int}^{(2)}$, а также диаграммы любого порядка по взаимодействию $S_{int}^{(2)}$. В частности, вычисление одночастичной функции Грина в пренебрежении $S_{int}^{(2)}$, то есть рассеянием назад на разных нитях, приводит к хорошо известному результату [6]. Поведение одночастичной функции Грина характерно для латтинджеровской жидкости, в частности, имеет место ослабление полюса функции Грина и отсутствие скачка на поверхности Ферми у функции распределения n_F .

Рассмотрим вершину электрон-электронного взаимодействия, учитывая $S_{int}^{(2)}$ по теории возмущений. Примеры диаграмм, соответствующих членам ряда теории возмущений по $U_{\mathbf{R}-\mathbf{R}'}$, изображены на рисунке. Волнистым линиям отвечает $U_{\mathbf{R}-\mathbf{R}'}$, а пунктирным линиям - поля $\phi_{\mathbf{R}}(t, z)$, по которым должно быть произведено интегрирование. В пренебрежении взаимодействием с полем ϕ во втором порядке по $U_{\mathbf{R}-\mathbf{R}'}$, сингулярны лишь диаграммы a и b , причем обе они имеют одинаковую особенность $\sim \ln(\epsilon_F/\omega)$, где ω - переданная или



суммарная частота. С учетом взаимодействия электронов с ϕ -полем поляризационная петля $\Pi^{(-+)}$ (диаграмма а) выражается гауссовым интегралом по полю ϕ :

$$\Pi_{\mathbf{R}}^{(-+)}(xy) = \int D\phi \exp\{iS_\phi\} G_{\mathbf{R}}^{(+)}(xy|\phi_{\mathbf{R}}) G^{(-)}(xy|\phi_{\mathbf{R}}). \quad (20)$$

Подставляя в (20) выражение (17) для S_ϕ и выражение (13) для функций Грина и вычисляя функциональный интеграл, получим

$$\Pi_{\mathbf{R}}(k) = \int dt dz \exp\{F(x) + ik_\mu x^\mu\} \Pi_0(x), \quad (21)$$

$$F(x) = -i \cdot 8(2\pi)^{-4} \int d^2 k_\perp d^2 k (V_F k_1)^2 [k_\mu k^\mu + i\delta]^{-2} D(k, k_\perp) \sin^2[k_\mu x^\mu / 2],$$

где $k_\mu x^\mu = k_0 t - k_1 z$; $k_\mu k^\mu = k_0^2 - (V_F k_1)^2$; $x = (t, z)$. Вычисляя интеграл (21), можно убедиться, что особенность поляризационного оператора $\Pi^{(-+)}(\omega)$ на малой переданной частоте $\omega \rightarrow 0$ усиливается:

$$\Pi^{(-+)}(\omega) = -(2\pi \lambda^2 V_F)^{-1} (\epsilon_F / \omega)^\alpha, \quad (22)$$

где $\alpha = e_*^2 (\pi V_F)^{-1} \ln(1/p_F \lambda)$. Отметим, что в отличие от поляризационного оператора учет взаимодействия электронов с полем ϕ при вычислении ступеньки лестницы $\Delta(\omega)$ (рисунок б) приводит к ослаблению особенности и дает $\Delta(\omega) \sim \omega^\alpha$. Это позволяет считать, что главной последовательностью диаграмм для электронной вершины являются диаграммы типа RPA (рисунок с). Каждая диаграмма из этой последовательности должна быть проинтегрирована по полям ϕ , при этом, если выполняется условие (1), можно ограничиться диаграммами, в которых ϕ -поля спариваются лишь внутри отдельной электронной петли, а спариванием ϕ -полей, относящихся к разным электронным петлям,

можно пренебречь (рисунок *d*). В силу этого диаграммы для полной вершины $\Gamma(\omega, k_{\perp})$ с передачей импульса $k_z = 2p_F$ могут быть просуммированы, что дает

$$\Gamma(\omega, k_{\perp}) = \tilde{U}(k_{\perp}) [1 - \Pi^{(-+)}(\omega) \tilde{U}(k_{\perp})]^{-1}, \quad (23)$$

Затравочная вершина $\tilde{U}(k_{\perp})$ в (23) есть фурье-образ взаимодействия $\tilde{U}_{R-R'} = U_{R-R'} - U_0 \delta_{R-R'}$ по переменной $R - R'$ (вычитанием члена $U_0 \delta_{R-R'}$ из $U_{R-R'}$ учитывается условие $R \neq R'$ в выражении (6) для $S_{int}^{(2)}$), а $\Pi^{(-+)}(\omega)$ определяется выражением (22). Так как $\tilde{U}_{R-R'} = 0$ при $R = R'$, ясно, что $\int d^2 k_{\perp} \tilde{U}(k_{\perp}) = 0$. В связи с этим $\tilde{U}(k_{\perp})$ - знакопеременная функция, которая становится отрицательной при некоторых $|k_{\perp}| \sim 1/\lambda$. Из (23) и (22) видно, что при тех значениях k_{\perp} , для которых $\tilde{U}(k_{\perp}) < 0$, вершина $\Gamma(\omega, k_{\perp})$ имеет полюс по переменной ω , отвечающий неустойчивости однородного основного состояния. Это означает, что в основном состоянии системы возникает ВЗП с волновым вектором $K_z = 2p_F$ и $K_{\perp} = k_{\perp}^{(max)}$, где $k_{\perp}^{(max)}$ таково, что $\tilde{U}(k_{\perp}^{(max)}) < 0$ и $|\tilde{U}(k_{\perp}^{(max)})|$ достигает максимальной величины, при этом оказывается, что $|k_{\perp}^{(max)}| \sim 1/\lambda$. В результате перестройки основного состояния на поверхности Ферми возникает диэлектрическая щель, величину которой можно оценить выражением $\Delta_0 \sim \epsilon_F (\tilde{U}(K_{\perp}) / 2\pi \lambda^2 V_F)^{1/\alpha}$.

Авторы благодарны Б.Аронзону за обсуждение экспериментальной ситуации и Н.Прокофьеву за обсуждение результатов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 93-02-2538), Международного научного фонда (грант MBH000) и гранта INTAS-93-285.

-
1. С.М.Varma, P.B.Littlewood, and S.Schmitt-Rink, Phys. Rev. Lett. **63**, 1996 (1989).
 2. P.W.Anderson, Phys. Rev. Lett. **67**, 3844 (1991).
 3. F.D.M.Haldane, J. Phys. C **14**, 2585 (1981).
 4. J.M.Luttinger, J.Math Phys. **4**, 1154 (1963).
 5. E.H.Lieb and F.Y.Wu, Phys. Rev. Lett. **20**, 1445 (1968).
 6. И.Е.Дзялошинский, А.И.Ларкин, ЖЭТФ **65**, 411 (1973).
 7. E.W.Fenton, Phys. Rev. **170**, 816 (1968).
 8. А.А.Абрикосов, J. Low Temp. Phys. **2**, 37 (1970).
 9. С.А.Бразовский, ЖЭТФ **62**, 820 (1972).
 10. Л.В.Келдыш, Т.А.Онищенко, Письма в ЖЭТФ **24**, 70 (1976).
 11. В.С.Бабиченко, Т.А.Онищенко, Письма в ЖЭТФ **26**, 75 (1977).
 12. H.Shulz and H.Keiter, J.Low. Temp. Phys. **11**, 181 (1973).
 13. V.M.Yakovenko, Phys. Rev. B **47**, 8851 (1993).
 14. И.А.Малкин, В.И.Манько, ЖЭТФ **55**, 1014 (1968).
 15. A.Feldman and A.H.Kahn, Phys. Rev. B **1**, 4584 (1970).
 16. И.фон Нейман, Математические основы квантовой механики, М.: Наука, 1964, стр. 368.
 17. А.М.Переломов, ТМФ **6**, 213 (1971).
 18. J.Schwinger, Phys. Rev. **128**, 2425 (1962).