

ВОЛНЫ ЗАРЯДОВОЙ ПЛОТНОСТИ В $2D$ -СИСТЕМЕ ПРИ МАЛОМ ФАКТОРЕ ЗАПОЛНЕНИЯ УРОВНЯ ЛАНДАУ

Ю.А.Бычков

Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау АН СССР
142432, Черноголовка, Московской обл.

Поступила в редакцию 3 июля 1991 г.

Показано, что в $2D$ -системе, помещенной в сильное магнитное поле возможно образование волн зарядовой плотности (ВЗП) при малом факторе заполнения электронами уровня Ландау ν . Особенностью критерия образования ВЗП является осциллирующая зависимость области существования ВЗП от фактора заполнения ν и температуры.

Работы ^{1,2} стимулировали интерес к исследованию поведения $2D$ -системы, помещенной в сильное магнитное поле, по отношению к образованию волн зарядовой плотности, классическим аналогом которых является вигнеровский кристалл ³. В последнее время появились экспериментальные работы (см. например ⁴), в которых наблюдались явления, обусловленные возникновением квантового вигнеровского кристалла.

В настоящей работе методами квантовой теории поля исследованы условия образования ВЗП в $2D$ -системе для фактора заполнения уровня Ландау $\nu \ll 1$ ($\nu = 2\pi\hbar c n_s / eH$, n_s - плотность двумерных электронов). Теория строится для случая сильных магнитных полей H , когда $e^2 / \epsilon l \hbar \omega_c \ll 1$, где ω_c - циклотронная частота, $l(H)$ - магнитная длина, ϵ - диэлектрическая постоянная.

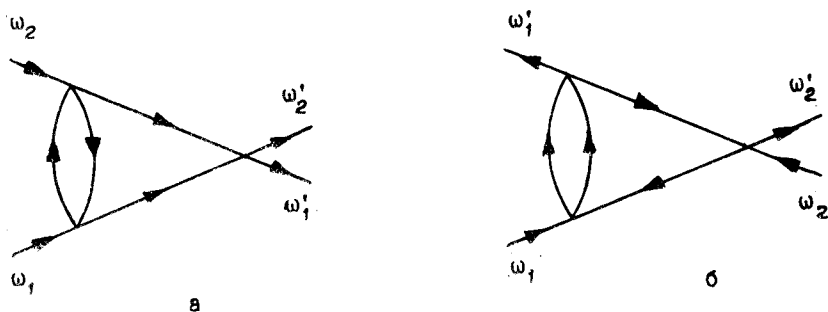


Рис. 1. Диаграмма *a* - соответствует вставке нульзвуковой петли в куперовскую вершину, а диаграмма *b* - вставка куперовской петли в нульзвуковую вершину

В работе ⁵ показано, что неустойчивость по отношению к образованию волн зарядовой плотности возникает в результате суммирования нульзвуковых (и эквивалентных им) диаграмм. Если при этом в нульзвуковые петли вставлять только затравочный потенциал взаимодействия, то полученный в результате критерий образования ВЗП полностью соответствует выводам работы ². Весьма существенной особенностью этого критерия является то, что он ограничивает снизу величину волнового вектора q для волн зарядовой плотности, т.е. существуют только волны с $q \geq q_0$ ($q_0 l \cong 0,5$ для кулоновского потенциала). Поэтому при исследовании ВЗП с достаточно малыми q необходимо выйти за рамки рассмотренного приближения и необходим тщательный отбор

всех существенных диаграмм. Простейшие диаграммы, выходящие за рамки лестничного приближения, изображены на рисунке. После суммирования по внутренним частотам получим, что диаграмма а) равна

$$TG(\omega_1)G(\omega_2)\partial f/\partial\xi, \quad (1)$$

а диаграмма б) есть

$$\delta_{\omega_1, \omega'_1}(2\nu - 1)G(\omega_1)\partial f/\partial\xi - TG(\omega_1)G(\omega'_1)\partial f/\partial\xi. \quad (2)$$

Здесь

$$G(\omega) = [i\omega - \xi]^{-1}, \quad f = (I + e^{\xi/T})^{-1}, \quad \omega = (2n + 1)\pi T. \quad (3)$$

Отношение второго члена в (2) (а тем самым и выражения (1)) к первому имеет порядок $T/\xi = [\ln(1/\nu - 1)]^{-1}$. Отсюда следует, что при $\nu \ll 1$ можно пренебречь нульзвуковыми вставками в куперовскую петлю, а в нульзвуковых петлях в качестве затравочной можно вставить куперовскую вершину и ограничиться только членами с нулевой переданной частотой ($\delta_{\omega, \omega'}$). Простой анализ показывает, что в рассматриваемом приближении уравнение для полюсов нульзвуковой вершины $\Gamma_H(q, \omega)$ есть

$$\Gamma_H(q, \omega) = \frac{T}{\pi} \sum_{\omega'} \Gamma_k(q, \omega + \omega') G^2(\omega') \Gamma_H(q, \omega'), \quad (4)$$

причем вычисленная в лестничном приближении куперовская вершина равна

$$\Gamma_k(q, \omega) = 4\pi \sum_m E_m \frac{i\omega - 2\xi}{i\omega - \xi_m} \phi_m(ql). \quad (5)$$

Здесь

$$\xi_m = 2\xi + (1 - 2\nu)E_m, \quad \phi_m(x) = e^{-x^2/2} L_m(x^2),$$

E_m - уровни энергии двухэлектронной задачи, $L_m(x)$ - полином Лагерра, а суммирование идет по нечетным значениям целых чисел m .

Точно решить уравнение (4) не удастся. Однако анализ показывает, что при низких температурах в выражении (5) существенны только те члены, для которых $E_m \leq \xi \cong T \ln(\nu^{-1})$. В результате уравнение (4) приобретает приближенный вид

$$1 = 4 \sum_{E_m \leq \xi} E_m \phi_m(ql) \partial f/\partial\xi, \quad (6)$$

а при $\nu \ll 1$ $\partial f/\partial\xi \cong -\nu/T$ и для кулоновского потенциала при $m \gg 1$ $E_m \cong e^2/2\epsilon l \sqrt{m}$.

Уравнение (6) имеет решение при выполнении условия

$$lq\epsilon_c \gg \xi, \quad \epsilon_c = e^2/\epsilon l, \quad (7)$$

когда оно имеет окончательный вид

$$1 = \frac{\nu\epsilon_c}{Tql} J_1[\epsilon_c ql/T \ln(\nu^{-1})], \quad (8)$$

где $J_1(x)$ - функция Бесселя.

Из уравнения (8) следует, что определяемая из него область существования

волн зарядовой плотности является осциллирующей функцией плотности и температуры. С учетом (7) получаем, что условия образования ВЗП есть

$$T_c \leq \epsilon_c \nu^2 (ql)^{-3} \ln(\nu^{-1}), \quad 1 \gg (ql)^2 \gg \nu \ln(\nu^{-1}). \quad (9)$$

Последнее соотношение говорит о том, что исследованные волны зарядовой плотности не являются в полном смысле вигнеровским кристаллом, для которого следует, по-видимому, ожидать выполнения условия $ql = (2\pi\nu)^{1/2}$.

-
1. Лозовик Ю.Е., Юлсон В.И. Письма в ЖЭТФ, 1975, 22, 26.
 2. Fukuyama H., Platzman P.M., Anderson P.W. Phys. Rev. B, 1979, 19, 5211.
 3. Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М.: Мир, 1985.
 4. Buhmann H., Joss W. et al. Phys. Rev. Lett., 1991, 66., 926
 5. Андреев А.В., Бычков Ю.А. ЖЭТФ, 1991, 100, 339.
 6. Бычков Ю.А. ФТТ, 1989, 31, 56.