Письма в ЖЭТФ, том 55, вып.12, стр.692 - 695 25 июня 1992 г.

К ТЕОРИИ ДВУМЕРНОЙ ЖИДКОСТИ ЛАТТИНЖЕРА

Ф.В.Кусмарцев[*+#], *А.Лютер*[+], *А.Нерсесян*[+□]

[*]) *Department of Theoretical Physics University of Oulu, Linnanmaa, SF-90570 Oulu, Finland*

[+]) *NORDITA, DK-2100 Copenhagen, Denmark*

[#]) *L.D.Landau Institute, Moscow, Russia*

[□]) *Institute of Physics, 380077, Tbilisi, Georgia*

Поступила в редакцию 28 апреля 1992 г.

Мы показываем, что в жидкости Латтинжера на двух цепочках возникают композитные частицы, как и в Черн–Саймон теории дробного эффекта Холла. Конфайнмент Андерсена, отвечающий образованию одномерной жидкости Латтинжера, связан со спариванием композитных частиц, которое возникает с фазовым переходом типа Березинского–Костерлица–Таулесса. Спектр возбуждений в областях с конфайнментом состоит из спектра одномерной жидкости Латтинжера и дополнительных двухчастичных возбуждений с щелью в спектре, отвечающих фазово-когерентным двухчастичным перескокам с цепочки на цепочку.

Новые свойства конденсированной материи, отвечающие квантовому эффекту Холла и высокотемпературной сверхпроводимости, уже не могут быть описаны в рамках теории ферми-жидкости. Недавно было показано что в сильнокоррелированных фермионных системах могут образовываться анионы, отвечающие дробной статистике и жидкости Лафлина и Латтинжера. Жидкость Латтинжера была хорошо изучена в одномерных системах, главным образом, благодаря методам бозоионизации, открытых Лютером [1].

В недавних работах Андерсен выдвинул идеи, связывающие высокотемпературную сверхпроводимость с двумерной жидкостью Латтинжера. В работе [2] (см., также [3,4]) он показал, что на двух цепочках возможен конфайнмент, приводящий к локализации фермионов на одной из цепочек с образованием жидкости Латтинжера. Андерсен аргументировал, что конфайнмент связан с разделением спиновых и зарядовых степеней свободы. В настоящей работе мы показываем, что вообще говоря, конфайнмент возникает даже без учета спиновых степеней свободы. При этом образуются композитные солитоны, подобно образованию композитных бозонов (фермион-бозон + нечетное число вихрей) в дробном квантовом эффекте Холла (см., например, [5]).

Итак, рассмотрим гамильтониан, описывающий взаимодействующие фермионы, локализованные на двух цепочках (будем для определенности говорить о верхней и нижней цепочках):

$$H_0 = \sum_\mu \int dx[-iv_F(\Psi^+_{1\mu}\partial_x\Psi_{1\mu} - \Psi^+_{2\mu}\partial_x\Psi_{2\mu}) + \pi v_F g \rho_{1\mu}\rho_{2\mu}] +$$

$$+\pi v_F g' \sum_\mu \int dx \rho_{1\mu}\rho_{2,-\mu} + t_\perp \sum_\mu \int dx (\Psi^+_{1\mu}\Psi_{1,-\mu} + \Psi^+_{2\mu}\Psi_{2,-\mu}), \qquad (1)$$

где $\Psi_{1(2)\mu}(x)$ – операторы левых (правых) фермионов, а оператор плотности определяется как: $\rho_{j\mu}(x) =: \Psi^+_{j\mu}(x)\Psi_{j\mu}(x) :$, v_F – скорость Ферми, g, g' – константы взаимодействия, а t – амплитуда межцепочечного перескока; индекс $\mu = +1(-1)$ относится к верхней (нижней) цепочке.

Используя методы бозонизации [1] сведем задачу к теории поля с действием S:

$$S = \int dtdx \left[\frac{u}{2}((\partial_t \Phi)^2) + (\partial_x \Phi)^2) + \frac{2t_\perp}{\pi\alpha} \cos\frac{1}{2}\gamma\Phi \cos\frac{1}{2}\tilde{\gamma}\tilde{\Phi}\right],$$

где $\Phi(x,\tau)$ является бозонным полем, отвечающим исходным фермионным степеням свободы, а $\tilde{\Phi}(x,\tau)$ – поле дуальное к $\Phi(x,\tau)$: $d_\mu \tilde{\Phi} = \epsilon_{\mu\nu} d^\nu \Phi$, где $\epsilon_{\mu\nu}$ – антисимметричный тензор ($\epsilon_{12} = -\epsilon_{21} = 1$, $\epsilon_{11} = \epsilon_{22} = 0$), $\gamma = 8\pi\gamma$, а $\gamma = [64\pi^2(1-g/2+g'/2)/(1+g/2-g'/2)]^{1/4}$ и $u = v_F[1-(g-g')^2/4]^{1/2}$. Статистическая сумма Z исходной задачи определяется через континуальный интеграл по полю $\Phi(x,\tau)$.

Разделим действие на две части: квадратичную по $\Phi(x,\tau)$ и вторую часть, отвечающую межцепочечному туннелированию. Статистическая сумма, отвечающая первой части действия вычисляется сразу. Последнюю часть будем использовать в качестве возмущения. Усреднение по полю $\Phi(x,\tau)$, отвечающую квадратичному действию, сводит вычисление Z к нахождению статистической суммы классического двумерного кулоновского газа (см., например, [6,9]):

$$Z = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\tau_\perp^{2n}}{(2n)!} \int \frac{d^2\vec{x}_1}{\alpha^2} \int \frac{d^2\vec{x}_{2n}}{\alpha^2} \sum_{\sigma} \sum_{\tilde{\sigma}} \exp(-K \sum_{i<j} \sigma_i \sigma_j l_{ij} - \tilde{K} \sum_{i<j} \tilde{\sigma}_i \tilde{\sigma}_j l_{ij} - i \sum_{i \neq j} \sigma_i \tilde{\sigma}_j \phi_{ij}), \tag{2}$$

где $l_{ij} = \ln[|\vec{r}_i - \vec{r}_j|/\alpha]$ – коррелятор поля $\Phi(x,t)$, $\vec{r}_i = (x_i, t_i)$ – вектор положения частицы в двумерном пространстве-времени, $\tau_\perp$ – эффективная амплитуда перескока с цепочки на цепочку, α – обрезка, связанная с введением бозонного представления; константа $\tilde{K} = 1/K = \gamma^2/8\pi$, а ϕ_{ij} – фаза Ааронова–Бома, играющая ту же самую роль, что и член Черна–Саймона в теории Гинзбурга–Ландау квантового эффекта Холла [5]

$$\phi_{ij} = \tan^{-1}[(x_i - x_j)/u(\tau_i - \tau_j)].$$

При этом каждая частица обладает электрическим σ_i и магнитным $\tilde{\sigma}_i$ зарядами. Полное число положительных электрических (магнитных) зарядов, равно полному числу отрицательных электрических (магнитных) зарядов:

$$\sum_{i=1}^{2n} \sigma_i = \sum_{i=1}^{2n} \tilde{\sigma}_i = 0. \tag{3}$$

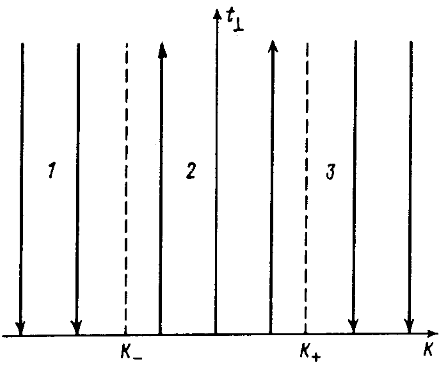
То есть, в целом мы имеем нейтральную плазму. Как известно, двумерный кулоновский газ обладает фазовым переходом Березинского–Костерлица–Таулесса, при котором заряды спариваются в пары [10,11].

Совершенно аналогично и в нашей плазме существует два перехода типа Березинского–Костерлица–Таулесса. В первом из них спариваются электрические заряды противоположных знаков, образуя однокомпонентную плазму магнитных зарядов (+2, −2, 0). И наоборот, во втором переходе спариваются магнитные заряды, образуя однокомпонентную, электрически заряженную плазму с зарядами +2, −2, 0. Уравнение скейлинга для амплитуды перескока τ, полученное в первом порядке теории возмущений, имеет вид:

$$d\tau/dl = (2 - 0,5\mathrm{K} - 0,5/\mathrm{K})\tau, \tag{4}$$

где l – параметр скейлинга. Фазовая диаграмма, полученная из уравнения (4), приведена на рисунке.

Установим теперь соответствие между композитными частицами кулоновского газа и исходной фермионной проблемой. Оказывается, что элементарная частица кулоновского газа, обладающая электрическим и магнитным зарядом,



Фазовая диаграмма (t, K). Области 1 и 3 отвечают режиму конфайнмента, когда амплитуда одночастичного перескока t ренормируется к нулю. Стрелками указан поток ренормировки. Вертикальные линии, отвечающие $K_+ = 2 + 3^{1/2}$ и $K_- = 2 - 3^{1/2}$, соответствуют переходам типа Березинского–Костерлица–Таулесса. Область 2 отвечает ситуации, когда одночастичный перескок существует. В этой области происходит расщепление поверхности Ферми, подобно расщеплению уровней энергии в двухъямном потенциале. Область 1 отвечает спариванию магнитных зарядов и двухчастичному обмену между цепочками. Область 2 отвечает кулоновской плазме неспаренных частиц. В области 3 возникает спаривание электрических зарядов и двухчастичный перескок

соответствует перескоку фермиона с цепочки на цепочку. Всего возможно четыре типа перескоков: 1) левые фермионы с верхней цепочки на нижнюю; 2) с нижней на верхнюю; 3) правые фермионы с верхней на нижнюю; 4) с нижней на верхнюю цепочку, соответственно. Каждый из этих переходов отвечает одной из комбинаций электрического σ и магнитного $\tilde{\sigma}$ зарядов: 1) (+1,-1), 2) (-1,+1), 3) (+1,+1) и 4) (-1,-1).

Рассмотрим теперь спаривание электрических зарядов, то есть плазму магнитных зарядов +2, -2, и 0. Нейтральные композиты, отвечающие спариванию частиц с комбинацией зарядов (1, -1) и (-1, 1) отвечают локализации заряда, когда левые фермионы локализированы на нижной (верхней) цепочке. Спаривание зарядов (1,1) и (-1,-1) отвечает локализации правых фермионов на верхней (нижней) цепочке.

Совершенно аналогично, при спаривании магнитных зарядов с образованием нейтральных композитов происходит локализация левых фермионов на верхней (нижней) цепочке и правых фермионов на нижней (верхней) цепочке. Таким образом, образование нейтральных композитов отвечает конфайнменту Андерсена.

Спаривание электрических зарядов с образованием пар магнитных зарядов +2, -2 соответствует двухчастичному туннелированию с нижней на верхнюю и с верхней на нижнюю цепочек. Спаривание магнитных зарядов с образованием электрически заряженных пар с зарядами +2 и -2 соответствует одновременному перескоку левого фермиона с нижней на верхнюю цепочку и правого фермиона с верхней на нижнюю цепочку или правого фермиона с нижней на верхнюю цепочку, а левого фермиона с верхней на нижнюю цепочку.

Таким образом, мы показали, что латтинжеровская жидкость на двух цепочках существует и образуется при конфайнменте носителей на одной из цепочек. При этом возникают композитные солитоны, подобно образованию композитных бозонов в дробной статистике и в дробном эффекте Холла.

Ф.В.Кусмарцев и А.Нерсесян благодарят университет в Оуле и NORDITA за поддержку, А.Нерсесян также признателен университету Рутгерса (Chandra and Coleman).

1. A.Luther, and L.Peschel, Phys. Rev. B 9, 2911 (1974).
2. P.W.Anderson, Phys. Rev. Lett. 67, 3844 (1991); 64, 1839 (1990).

3. X.G.Wen, Phys. Rev. B **42**, 6623 (1990).
4. H.J.Schulz, In: Strongly Correlated Electron Systems. Eds. S.Baskaran, A.Ruckenstein, E.Tosatti, Yu Lu, Singapore: Wold Scientific, 1990, p.57.
5. Dung-Hai Lee, Steven Kivelson, and S.-C. Zhang, Phys. Rev. Lett. **68**, 2386 (1992).
6. P.B.Wiegmann, J. Phys. C **11**, 1583 (1978).
7. L.P.Kadanoff, J. Phys. A: Math. and Gen. **11**, 1399 (1978).
8. B.Nienhuis, J. Stat. Phys. **34**, 371 (1984).
9. D.Boyanovsky, J. Phys. A: Math and Gen. **22**, 2601 (1989).
10. V.L.Beresinskii, Sov. Phys. JETP **32**, 493 (1970).
11. J.M.Kosterlitz, and D.J.Thoulless, J. Phys. C. **6**, 1181 (1973).