

Экранирование электростатического потенциала в системе композитных фермионов

Д. В. Филь

Институт монокристаллов НАН Украины, Украина, 310001, г. Харьков, пр. Ленина, 60
E-mail: fil@isc.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 29 июня 1998 г.

Рассмотрено экранирование электрического поля пробного заряда монослойной и двухслойной системой композитных фермионов с учетом влияния границы образца. Показано, что в системе имеет место частичная экранировка поля пробного заряда на расстояниях много больших магнитной длины. Величина экранировки как функция расстояния существенным образом зависит от фактора заполнения. Для двухслойной системы найден эффект изменения величины экранировки при переходе системы в состояние, описываемое волновой функцией Гальперина.

Розглянуто екранування електричного поля пробного заряду моношаровою та двошаровою системою композитних ферміонів з урахуванням впливу межі зразку. Показано, що в системі трапляється часткове екранування поля пробного заряду на відстанях значно більших магнітної довжини. Величина екранування як функція відстані суттєвим чином залежить від фактора заповнення. Для двошарової системи знайдено ефект зміни величини екранування при переході системи у стан, що описано хвильовою функцією Гальперіна.

PACS: 73.40.Hm

Модель композитных фермионов была предложена в работе [1] для описания наблюдаемой в экспериментах по дробному квантовому эффекту Холла систематики дробных факторов заполнения. Как было показано в [1], волновая функция Лафлина имеет топологическую структуру, эквивалентную структуре системы композитных квазичастиц, которые несут на себе статистический заряд и поток статистического калибровочного поля. В приближении среднего поля, взаимодействие композитных квазичастиц с калибровочным полем сводится к действию на статистические заряды самосогласованного поля, которое частично экранирует внешнее магнитное поле. В результате дробный квантовый эффект Холла в системе электронов возникает как целочисленный квантовый эффект Холла в системе композитных фермионов.

В работах Лопез и Фрадкина [2] и Гальперина, Ли и Рида [3] был развит черн-саймоновский формализм для описания системы композитных фермионов. Стартовой точкой данного формализма является лагранжиан фермионов, взаимодействующих с

калибровочным полем Черна — Саймонса. Приближение среднего поля в этом формализме соответствует стационарной конфигурации эффективного лагранжиана калибровочного поля, получаемого при функциональном интегрировании по фермионным полям в выражении для статистической суммы системы. Формализм позволяет провести систематическое рассмотрение поправок к среднеполевому решению путем разложения эффективного лагранжиана по малым отклонениям калибровочного поля от среднеполевой конфигурации.

Подход [2,3] был обобщен в работе [4] на случай двухслойных систем. Спецификой таких систем является возможность формирования обобщенных лафлиновских состояний, многочастичная волновая функция которых характеризуется дополнительным набором нулей при совпадающих x -, y -координатах электронов противоположных слоев (здесь и ниже ось z выбрана перпендикулярно двумерному электронному слою). Волновая функция для таких обобщенных состояний была предложена Гальпериним [5]. Хотя оригинальное рассмотрение работы [5]

касается монослойной системы неполяризованных электронов, предложенная Гальпериным волновая функция легко обобщается на случай двухслойной системы при введении псевдоспина, отвечающего номеру слоя. Возникновение обобщенных состояний типа [5] приводит к появлению в двухслойных системах новых, по сравнению с монослойными, факторов заполнения, отвечающих холловским плато. В частности, квантовый эффект Холла возникает при факторе заполнения $\nu = 1/2$, что наблюдается экспериментально [6,7]. Кроме того, в двухслойных системах при определенных фиксированных факторах заполнения становится возможным фазовый переход между различными обобщенными лафлиновскими состояниями при изменении расстояния между слоями [8].

Таким образом, двумерный электронный газ в режиме дробного квантового эффекта Холла характеризуется сложной систематикой основных состояний, причем переход между различными состояниями имеет место при изменении внешнего магнитного поля, а также расстояния между слоями (в двухслойных системах).

Предметом настоящей работы является изучение эффекта экранирования внешнего электростатического потенциала системой композитных фермионов в зависимости от структуры ее основного состояния. Рассматривается задача об экранировании поля пробного заряда, расположенного на границе полубесконечной среды с диэлектрической проницаемостью ϵ , в которой на определенном расстоянии от границы расположен двумерный электронный слой (либо двойная система слоев), находящийся в режиме дробного квантового эффекта Холла. Поскольку электронная система в таком режиме является несжимаемой, экранирование на большом расстоянии от пробного заряда отсутствует, однако на конечных расстояниях электрическое поле может заметно отклоняться от неэкранированного поля пробного заряда. Конкретный вид зависимости $E(r)$ определяется типом состояния, в котором находится система. Таким образом, рассматриваемый в работе эффект может быть использован для идентификации топологического порядка, который реализуется в системе, в зависимости от внешних параметров.

1. Монослойная система в бесконечной среде

Рассмотрим вначале задачу об экранировании в бесконечной среде, содержащей двумерный электронный слой в режиме дробного квантового эффекта Холла. Для описания системы

рассмотрим модель бесспиновых фермионов Ψ (предполагается, что электроны полностью поляризованы по спину), которые взаимодействуют с двумерным калибровочным полем Черна – Саймонса a_μ и электромагнитным полем A_μ . Действие системы имеет вид

$$S = S_{CF} + S_{em}, \quad (1)$$

где

$$S_{CF} = \int dt d^2r [\Psi^*(\mathbf{r})(i\partial_t + \mu - a_0 - eA_0 - \frac{1}{2m} (i\nabla_2 + \mathbf{a} + \frac{e}{c} \mathbf{A}^{Pl})^2)\Psi(\mathbf{r}) + \frac{1}{2\pi\phi} a_0 b], \quad (2)$$

$$S_{em} = \frac{1}{8\pi} \int dt d^3r (\epsilon \mathbf{E}^2 - \mathbf{B}^2). \quad (3)$$

В (2) m – масса композитных фермионов; μ – химический потенциал; $b = \partial_x a_y - \partial_y a_x$ – «магнитная» компонента калибровочного поля; $\mathbf{A}^{Pl} = i_x A_x + i_y A_y$; $\nabla_2 = i_x \partial_x + i_y \partial_y$; ϕ – число квантов потока калибровочного поля, переносимого композитной квазичастицей (ϕ – четное). Предполагается, что распределение композитных фермионов по оси z описывается δ -функцией. Использована поперечная калибровка для поля a ($\partial_i a_i = 0$). Для электромагнитного поля мы также выбираем поперечную в плоскости калибровку ($\partial_x A_x + \partial_y A_y = 0$).

Функциональное интегрирование по Ψ в выражении для статистической суммы системы

$$Z = \int D\Psi^* D\Psi D a_\mu \exp(iS) \quad (4)$$

дает следующее эффективное действие для системы взаимодействующих калибровочного и электромагнитного полей:

$$S_{eff}(a, A) = -i \text{Tr} \ln [i\partial_t + \mu - a_0 - eA_0 - \frac{1}{2m} (i\nabla_2 + \mathbf{a} + \frac{e}{c} \mathbf{A}^{Pl})^2] + \int dt d^2r \frac{1}{2\pi\phi} a_0 b + S_{em}. \quad (5)$$

Условие стационарности действия (5) при вариации поля a_μ определяет величину самосогласованного эффективного поля, действующего на композитные фермионы:

$$B_{eff} = B - \frac{2\pi c\phi}{|e|} n_0, \quad (6)$$

где n_0 — средняя концентрация электронов. Дробному квантовому эффекту Холла отвечает целое число N заполненных уровней Ландау в поле B_{eff} , что соответствует фактору заполнения $\nu = N/[\varphi N + \text{sgn}(B_{\text{eff}})]$.

При дальнейшем рассмотрении мы ограничимся учетом квадратичной по флуктуациям полей a_μ и A_μ части эффективного действия (5). Для решения рассматриваемой задачи учтем только не зависящие от времени флуктуации. Разложение действия (5) в окрестности стационарной конфигурации дает

$$S_{\text{eff}}^{(2)}(a, A) = \frac{1}{2} \int dt d^2q [(a_\mu^*(\mathbf{q}) + \tilde{A}_\mu^*(\mathbf{q})) \Pi_{\mu\nu}^\Psi(q)(a_\nu(\mathbf{q}) + \tilde{A}_\nu(\mathbf{q})) + a_\mu^*(\mathbf{q}) \Pi_{\mu\nu}^{CS}(q)a_\nu(\mathbf{q})] + \frac{1}{2} \int dt d^2q dq_z A_\mu^*(\mathbf{q}, q_z) \Pi_{\mu\nu}^{\text{em}}(q, q_z) A_\nu(\mathbf{q}, q_z), \quad (7)$$

где индексы μ, ν принимают значения 0, 1, соответствующие нулевой и поперечной в плоскости (x, y) компонентам полей a_μ и A_μ (в уравнении (7) мы опустили вклад A_z -компоненты, которую в рассматриваемой стационарной задаче без ограничения общности можно положить равной нулю), q — параллельная плоскости (x, y) компонента волнового вектора. В (7) $\tilde{A}_0(\mathbf{q}) = eA_0(\mathbf{q}, z=0)$, $\tilde{A}_1(\mathbf{q}) =$

$$\Pi_{\mu\nu}^\Psi(q) = -\frac{1}{2\pi\omega_c} \begin{pmatrix} q^2 \Sigma_0 & iq\omega_c \Sigma_1 \\ -iq\omega_c \Sigma_1 & \omega_c^2(\Sigma_2 + N) \end{pmatrix}, \quad (8)$$

$$\Pi_{\mu\nu}^{CS}(q) = \frac{1}{2\pi\varphi} \begin{pmatrix} 0 & iq \\ -iq & 0 \end{pmatrix}, \quad (9)$$

$$\Pi_{\mu\nu}^{\text{em}}(q, q_z) = \frac{1}{4\pi} \begin{pmatrix} \varepsilon(q^2 + q_z^2) & 0 \\ 0 & -(q^2 + q_z^2) \end{pmatrix}. \quad (10)$$

В уравнении (8) введены обозначения

$$\Sigma_j(q) = -[\text{sgn}(B_{\text{eff}})]^j e^{-x} \sum_{n=0}^{N-1} \sum_{m=N}^{\infty} \frac{n!}{m!} \frac{x^{m-n-1}}{(m-n)} \times$$

$$\times [L_n^{m-n}(x)]^{2-j} \left((m-n-x)L_n^{m-n}(x) + 2x \frac{dL_n^{m-n}(x)}{dx} \right)^j, \quad (11)$$

где $x = (ql_{\text{eff}})^2/2$, $l_{\text{eff}} = (N/2\pi n_0)^{1/2}$ — эффективная магнитная длина; $\omega_c = 2\pi n_0/(mN)$ — эффективная циклотронная частота; $L_n^{m-n}(x)$ — обобщенный полином Лагерра. Величины (11) вычисляются через соответствующие ток-ток функции Грина системы фермионов в поле B_{eff} (температура полагается равной нулю). Выражения вида (11) были впервые получены в теории энионов [9].

Интегрирование по флуктуациям поля a дает следующее выражение для действия электромагнитного поля

$$S(A) = \frac{1}{4\pi} \int dt dq_z dq'_z d^2q A_\mu^*(\mathbf{q}, q_z) \Lambda_{\mu\nu}(q) A_\nu(\mathbf{q}, q'_z) + \frac{1}{2} \int dt dq_z d^2q A_\mu^*(\mathbf{q}, q_z) \Pi_{\mu\nu}^{\text{em}}(q, q_z) A_\nu(\mathbf{q}, q_z), \quad (12)$$

где

$$\Lambda_{\mu\nu}(q) =$$

$$\begin{pmatrix} q^2 \Sigma_0 & iq c^{-1} \omega_c (\Sigma_1 + \varphi \Delta_1) \\ -iq c^{-1} \omega_c (\Sigma_1 + \varphi \Delta_1) & c^{-2} \omega_c^2 (\Sigma_2 + N) \end{pmatrix} \quad (13)$$

с

$$\Delta_1 = \Sigma_0(\Sigma_2 + N) - \Sigma_1^2, \quad (14)$$

$$\Delta_2 = (1 - \varphi \Sigma_1)^2 - \varphi^2 \Sigma_0(\Sigma_2 + N). \quad (15)$$

Здесь и ниже, чтобы не загромождать формулы, мы опускаем аргумент у функций Σ_j, Δ_j .

Из действия (12) находим следующее уравнение для потенциала электромагнитного поля в системе с пробным зарядом e_{ext} , расположенным в начале координат:

$$\frac{1}{2\pi} \int dq'_z \Lambda_{\mu\nu}(q) A_\nu(\mathbf{q}, q'_z) + \Pi_{\mu\nu}^{\text{em}}(q, q_z) A_\nu(\mathbf{q}, q_z) = \delta_{\mu 0} j_0, \quad (16)$$

где $j_0 = e_{\text{ext}} / (2\pi)^{3/2}$. Решение уравнения (16) ищем в виде

$$A_\mu(\mathbf{q}, q_z) = \frac{C_\mu(q)}{q^2 + q_z^2}. \quad (17)$$

В результате для величины $A_0(\mathbf{q}, q_z)$ имеем

$$A_0(\mathbf{q}, q_z) = \frac{4\pi j_0}{q^2 + q_z^2} \left(\varepsilon - \frac{q e^4 c^{-2} \omega_c \Delta_1 + q^2 e^2 \Sigma_0}{e^2 c^{-2} \omega_c^2 (\Sigma_2 + N) + q \omega_c \Delta_2} \right)^{-1}. \quad (18)$$

В электростатическом пределе ($c \rightarrow \infty$) выражение (18) сводится к

$$A_0(\mathbf{q}, q_z) = \frac{4\pi j_0}{\varepsilon} \frac{1}{q^2 + q_z^2} \left(1 + \frac{f_q \Sigma_0}{\Delta_2 - f_q \Sigma_0} \right), \quad (19)$$

где $f_q = e^2 q / \varepsilon \omega_c$. Выражение (19) существенно отличается от (18) лишь для

$$q < \frac{e^2 \omega_c}{c^2}. \quad (20)$$

Значения q , удовлетворяющие неравенству (20), на несколько порядков меньше характерного масштаба волновых векторов задачи $\sim l_{\text{eff}}^{-1}$. Учет отличия (18) от (19) в области (20) дает эффект очень слабого экранирования электрического поля пробного заряда на больших расстояниях. Здесь и далее мы не будем анализировать этот очень слабый эффект и ограничимся использованием приближенного выражения (19). Заметим, что приближение (19) соответствует пренебрежению недиагональными компонентами тензора Λ в уравнении (16), что будет использовано в следующих разделах.

Выражение для параллельной плоскости компоненты экранированного электрического поля пробного заряда при $z = 0$, вычисленное из (19), имеет вид

$$E_{\text{pl}}(r) = - \frac{e_{\text{ext}}}{\varepsilon r^2} (1 + F(r)), \quad (21)$$

где r — расстояние до пробного заряда,

$$F(r) = r^2 \int dq J_1(qr) \frac{q f_q \Sigma_0}{\Delta_2 - f_q \Sigma_0} \quad (22)$$

($J_i(x)$ — функция Бесселя).

Для полноты картины приведем также выражение для z -компоненты магнитного поля (при $z = 0$), наведенного пробным зарядом:

$$\delta B_z(r) = - \frac{e_{\text{ext}} e^2}{c\varepsilon} \int dq q J_0(qr) \frac{\Sigma_1 + \varphi \Delta_1}{\Delta_2 - f_q \Sigma_0}. \quad (23)$$

В выражении (23) мы также опустили поправку, возникающую в области (20). Численная оценка для δB_z для характерных параметров системы и $e_{\text{ext}} = e$ дает величину меньшую 1 Э для всех r , т.е. эффект представляет лишь теоретический интерес. С экспериментальной точки зрения, наиболее важен эффект, связанный с отличием от нуля величины $F(r)$ в формуле (21), которая при конечных r может быть порядка единицы, причем конкретный вид зависимости $F(r)$ существенным образом определяется основным состоянием квантовой холловской системы и заметно модифицируется при переходе на другую холловскую ступеньку. Два последующих раздела посвящены рассмотрению именно последнего эффекта в полубесконечной среде.

2. Монослойная система в полубесконечной среде

Рассмотрим теперь геометрию, которая, по нашему мнению, является более предпочтительной для наблюдения эффекта экранирования. Будем считать, что пробный заряд расположен на поверхности полубесконечной среды с диэлектрической проницаемостью ε . В среде на расстоянии a от поверхности расположен двумерный электронный слой в режиме дробного квантового эффекта Холла. Будем искать экранированное поле пробного заряда на поверхности раздела.

Уравнение (16) в рассматриваемой геометрии в пренебрежении недиагональными компонентами тензора Λ преобразуется к виду

$$\frac{1}{2\pi} \int dq'_z \left(e^{i(q_z - q'_z)a} \Lambda_{00}(q) + \varepsilon_{q_z - q'_z} \frac{q^2 + q_z q'_z}{2} \right) \times \\ \times A_0(\mathbf{q}, q'_z) = j_0, \quad (24)$$

где

$$\varepsilon_{q_z} = \frac{\varepsilon + 1}{2} \delta(q_z) + i \frac{\varepsilon - 1}{2\pi} P \left(\frac{1}{q_z} \right). \quad (25)$$

Решение (24) ищем в виде

$$A_0(\mathbf{q}, q_z) = \frac{C_1(q) + C_2(q) e^{iq_z a}}{q^2 + q_z^2}. \quad (26)$$

В результате получаем следующее выражение для электрического поля в плоскости (x, y) на поверхности раздела:

$$E_{pl}(r) = -\frac{e_{ext}}{\epsilon' r^2} (1 + F_1(r)), \quad (27)$$

где

$$F_1(r) = \frac{\epsilon}{\epsilon'} r^2 \int dq J_1(qr) \frac{q f_q \Sigma_0 e^{-2qa}}{\Delta_2 - f_q \Sigma_0 (1 + (\epsilon-1)(\epsilon+1)^{-1} e^{-2qa})} \quad (28)$$

с $\epsilon' = (\epsilon + 1)/2$.

Вид зависимости $F_1(r)$ для факторов заполнения $\nu = 1/3, 3/7, 5/11$ показан на рис. 1. При расчетах использованы параметры $n_0 = 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $m = 0,25m_e$, $\epsilon = 12,6$, $a = 500 \text{ \AA}$. Как видно из приведенных зависимостей, в системе имеется заметное экранирование электрического поля пробного заряда на расстояниях много больших магнитной длины. При приближении к фактору заполнения $\nu = 1/2$ зависимость $F_1(r)$ приобретает осцилляционный характер. Заметим, что увеличение параметра a приводит к ослаблению эффекта. При уменьшении этого параметра, наряду с увеличением амплитуды эффекта, будет также расширяться диапазон факторов заполнения, при которых F_1 осциллирует как функция расстояния. В частности, численный расчет для геометрии, рассмотренной в предыдущем разделе,

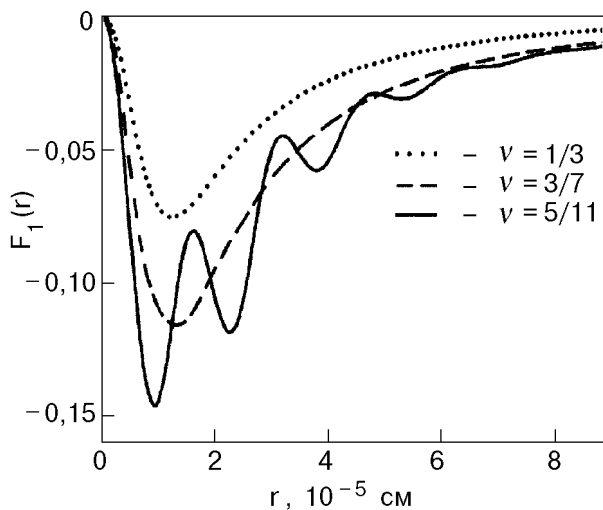


Рис. 1. Относительная экранировка поля пробного заряда монослойной системой.

дает осцилляционную зависимость $F(r)$ при всех факторах заполнения, отвечающих дробному квантовому эффекту Холла. Для их наблюдения необходимы измерения электрического поля внутри диэлектрической среды. В случае, рассмотренном в настоящем разделе, осцилляции возникают, когда эффективная магнитная длина становится порядка $2a$.

3. Двухслойная система в полубесконечной среде

Рассмотрим теперь экранирование поля пробного заряда двухслойной электронной системой. Будем рассматривать систему, в которой возможна реализация состояний, описываемых волновой функцией Гальперина [5]. Такая система может быть описана при введении двух типов полей Черна — Саймонса, которые соответствуют статистическим зарядам, приписываемым композитным квазичастицам в противоположных слоях, и добавлением в лагранжиан системы недиагонального по калибровочным полям слагаемого. Действие системы имеет вид

$$S_{CF} = \int dt d^2r \sum_{k=1}^2 \{ \Psi_k^*(r) [i\partial_t + \mu - a_{k0} - eA_{k0} - \frac{1}{2m} (i\nabla_2 + \mathbf{a}_k + \frac{e}{c} \mathbf{A}_k^{pl})^2] \Psi_k(r) + \sum_{k, k'=1}^2 \Theta_{kk'} a_{k0} b_{k'} \}, \quad (29)$$

где A_{k0} и \mathbf{A}_k^{pl} — скалярная и векторная компоненты потенциала электромагнитного поля в слое k ,

$$\Theta_{kk'} = \frac{1}{2\pi(\varphi^2 - s^2)} \begin{pmatrix} \varphi & -s \\ -s & \varphi \end{pmatrix}. \quad (30)$$

В (30) параметры φ и s есть числа квантов потока калибровочного поля, переносимых композитной квазичастицей, которые соответствуют статистическим зарядам квазичастиц в том же слое и в соседнем слое соответственно (φ — четное, а s — произвольное целое число). Здесь для простоты мы ограничились рассмотрением случая двух эквивалентных слоев. Дробный квантовый эффект Холла в системе (29) реализуется при факторах заполнения $\nu = 2N/[(\varphi + s)N \pm 1]$ ($\nu = 2\nu_i$, где ν_i — фактор заполнения в пересчете на один слой). Выполняя процедуру, аналогичную рассмотренной в первом разделе, получаем следующее выражения для действия электромагнитного поля системы (29):

$$S(A) = \frac{1}{2} \int dt d^2q A_{k\mu}^*(\mathbf{q}) \Lambda_{kk'\mu\nu}(q) A_{k'\nu}(\mathbf{q}) + S_{\text{em}}, \quad (31)$$

где

$$\hat{\Lambda}_{kk'} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \hat{\Lambda}^+ + \hat{\Lambda}^- & \hat{\Lambda}^+ - \hat{\Lambda}^- \\ \hat{\Lambda}^+ - \hat{\Lambda}^- & \hat{\Lambda}^+ + \hat{\Lambda}^- \end{pmatrix}. \quad (32)$$

В (32) матрицы $\hat{\Lambda}^+$, $\hat{\Lambda}^-$ определяются выражениями (13)–(15) с заменой в них параметра φ на параметры $\varphi + s$, $\varphi - s$ соответственно. Отметим, что, хотя формально выражения (29), (30) теряют смысл при $\varphi = s$, ответ (31), (32) справедлив и в этом случае. Ситуация $\varphi = s$ соответствует бесконечной жесткости антифазных колебаний калибровочных полей. Если в (29), (30) перейти к новым переменным, отвечающим синфазным и антифазным колебаниям, то в случае $\varphi = s$ необходимо в качестве переменных интегрирования рассматривать лишь синфазные колебания полей $a_{i\mu}$, а переменную, отвечающую антифазным колебаниям, положить равной нулю. Легко проверить, что в этом случае мы также приходим к ответу (31), (32).

Для геометрии, в которой z -координата первого слоя равна $-a$, а второго слоя $-(a + d)$, из (31) получаем следующее уравнение для скалярного потенциала системы:

$$\begin{aligned} \frac{1}{4\pi} \int d q'_z \{ e^{i(q_z - q'_z)a} [(\Lambda_{00}^+(q) + \Lambda_{00}^-(q))(1 + e^{i(q_z - q'_z)d}) + \\ + (\Lambda_{00}^+(q) - \Lambda_{00}^-(q))(e^{-iq'_z d} + e^{iq_z d})] + \\ + \varepsilon_{q_z} q'_z (q^2 + q_z q'_z) \} A_0(\mathbf{q}, q'_z) = j_0, \quad (33) \end{aligned}$$

где, как и ранее, мы пренебрегаем недиагональными компонентами тензоров Λ^+ , Λ^- .

Решение уравнения (33) ищем в виде

$$A_0(\mathbf{q}, q_z) = \frac{C_1(q) + C_2(q) e^{iq_z a} + C_3(q) e^{iq_z(a+d)}}{q^2 + q_z^2}. \quad (34)$$

В результате для электрического поля при $z = 0$ находим выражение, по форме совпадающее с (27), в котором функция $F_1(q)$ модифицируется к виду

$$F_1(r) = \frac{\varepsilon}{\varepsilon'} r^2 \int dq J_1(qr) \frac{q S_q e^{-2qa}}{R_q - (\varepsilon - 1)(\varepsilon + 1)^{-1} S_q e^{-2qa}}, \quad (35)$$

где

$$R_q = (\Delta_2^+ - f_q E_q^+ \Sigma_0)(\Delta_2^- - f_q E_q^- \Sigma_0), \quad (36)$$

$$S_q = f_q \Sigma_0 \left[\frac{1}{2} (E_q^+)^2 \Delta_2^- + \frac{1}{2} (E_q^-)^2 \Delta_2^+ - f_q E_q^+ E_q^- \Sigma_0 \right]. \quad (37)$$

В выражениях (36), (37) функции Δ_2^+ , Δ_2^- определяются формулой (13) с заменой в ней φ на $\varphi + s$, $\varphi - s$ соответственно, $E_q^\pm = (1 \pm e^{-q d})$.

Как видно из формул (35)–(37), экранирование в двухслойной системе зависит как от параметра $\varphi + s$, так и параметра $\varphi - s$. Поэтому для фиксированного фактора заполнения, который связан лишь с первым из этих двух параметров, ответ (35) различен для случаев $s = 0$ и $s \neq 0$. Следовательно, переход из состояния с нулевым s в состояние с отличным от нуля s (такое состояние соответствует волновой функции Гальперина) будет проявляться в изменении зависимости экранированного поля пробного заряда от расстояния.

В качестве примера рассмотрим систему с фактором заполнения $2/5$. Дробному квантовому эффекту Холла в системе с таким фактором заполнения могут соответствовать наборы параметров ($\varphi = 4$ и $s = 0$) и ($\varphi = 2$ и $s = 2$). Зависимости $F_1(r)$ для двух этих случаев приведены на рис. 2 для тех же параметров системы, что и в предыдущем разделе, и

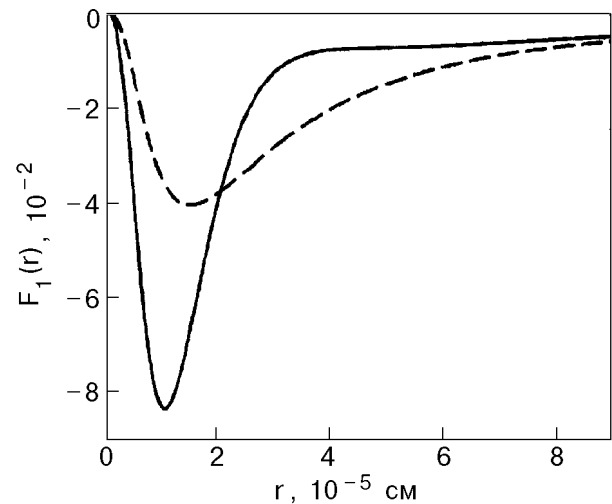


Рис. 2. Относительная экранировка поля пробного заряда двухслойной системой при $\nu = 2/5$: $\varphi = 2$, $s = 2$ (—); $\varphi = 4$, $s = 0$ (---).

$d = 400 \text{ \AA}$. Как видно из приведенных графиков, зависимости $F_1(r)$ для двух случаев существенно различны. Экспериментальное наблюдение такого резкого изменения характера экранирования при небольшом изменении расстояния между слоями будет свидетельствовать о фазовом переходе между различными основными состояниями в двухслойной системе. Отметим отличие ситуации, рассмотренной в данной работе, от той, которая рассматривалась в работе [10]. В работе [10] мы изучали экранирование в двухслойной системе в бесконечной среде с двумя пробными зарядами, расположенными в соседних слоях. В такой ситуации экранирование поля пробных зарядов зависит лишь от параметра $\phi + s$, и эффект изменения пространственного распределения индуцированного заряда при фазовом переходе между обобщенными лафлиновскими состояниями связан именно с изменением этого параметра при одновременном изменении знака B_{eff} . Такому условию удовлетворяет лишь часть возможных переходов. В частности, рассмотренный выше переход при $\nu = 2/5$ (который является наиболее предпочтительным для наблюдения, поскольку отвечает нижнему уровню иерархии обобщенных лафлиновских состояний) такому условию не удовлетворяет. Происхождение эффекта, рассмотренного в настоящей работе, связано с асимметрией расположения пробного заряда относительно двухслойной системы. Это, в частности, проявляется в том, что уменьшение расстояния между слоями приводит к подавлению эффекта.

Таким образом, в работе рассмотрено экранирование поля пробного заряда монослойной и двухслойной системой композитных фермионов. Получены выражения для экранированного поля пробного заряда с учетом влияния границы раздела. Показано, что в системе имеет место частичная экранировка поля пробного заряда на расстояниях много больших магнитной длины. Конкретный вид зависимости экранированного поля от расстояния до пробного заряда существенным образом модифицируется при изменении основного состояния системы.

Наблюдение эффекта экранирования в зависимости от фактора заполнения и расстояния между слоями (для случая двухслойной системы) можно рассматривать в качестве возможной экспериментальной проверки модели композитных фермионов и метода для регистрации изменения топологического порядка в квантовой холловской системе. Полученные в работе ответы относятся к случаю, когда пробный заряд и датчик для измерения электрического поля помещаются на поверхности образца, содержащего двумерный электронный слой. Рассмотренный в работе подход легко может быть модифицирован и для описания иной геометрии эксперимента.

1. J. K. Jain, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 199 (1989).
2. A. Lopez and E. Fradkin, *Phys. Rev.* **B44**, 5246 (1991).
3. B. I. Halperin, P. A. Lee, and N. Read, *Phys. Rev.* **B47**, 7312 (1993).
4. A. Lopez and E. Fradkin, *Phys. Rev.* **B51**, 4347 (1995).
5. B. I. Halperin, *Helv. Phys. Acta* **56**, 75 (1983).
6. Y. W. Suen, L. W. Engel, M. B. Santos, M. Shayegan, and D. C. Tsui, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1379 (1992).
7. J. P. Eisenstein, G. S. Boebinger, L. N. Pfeiffer, K. W. West, and S. He, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1383 (1992).
8. D. Yoshioka, A. H. MacDonald, and S. M. Girvin, *Phys. Rev.* **B39**, 1932 (1989).
9. Y. H. Chen, F. Wilczek, E. Witten, and B. I. Halperin, *Int. J. Mod. Phys.* **B3**, 1001 (1989).
10. Д. В. Филь, *ФНТ* **24**, 905 (1998).

Screening of the electrostatic potential in the composite fermion system

D. V. Fil

Screening of the electric field of the test charge by the monolayer and double layer composite fermion systems is considered. The influence of the sample boundary is taken into consideration. It is shown that partial screening of the test charge field at distances much larger than the magnetic length takes place in the system. The value of the screening essentially depends on the filling factor. The effect of the change in the value of screening on transition of the system to the state, which is described by the Halperin wave function, is found.