Физика низких температур, 1997, т. 23, № 4, с. 420–424

Контактные осцилляции проводимости двумерной электронной системы в магнитном поле

В. Б. Шикин

Институт физики твердого тела РАН, Россия, 142432, Черноголовка, Московской обл.
E-mail: shikin@issp.ac.ru

Статья поступила в редакцию 1 июля 1996 г.

В рамках существующих представлений о специфических свойствах контактов двумерной электронной системы с «внешними» металлическими электродами, приводящих к нарушению пространственной однородности двумерной электронной плотности, обсуждаются экспериментально обнаруженные (V. T. Dolgopolov et al., *Письма в ЖЭТФ* 63б, *55* (1996)) необычные осцилляции проводимости двумерного диска Корбино в магнитном поле.

В рамках існуючих уявлень про специфічні властивості контактів двовимірної електронної системи із «зовнішніми» металевими електродами, що приводять до порушування просторової однорідності двовимірної електронної густини, обмірковуються експериментально виявлені (V. T. Dolgopolov et al., *Письма в ЖЭТФ* 63б, *55* (1996)) незвичайні осциляції провідності двовимірного диска Корбіно у магнітному полі.

PACS: 73.20.Dx, 75.90.+w

В интересном эксперименте [1] было показано, что проводимость двумерной электронной системы (2*D*EG) малой плотности, имеющей в нормальном к ее поверхности магнитном поле фактор заполнения меньше единицы, испытывает осцилляции по магнитному полю. При этом амплитуда осцилляций увеличивается с уменьшением средней плотности 2*D* электронной системы в центральной части диска Корбино, на котором выполнялись эксперименты [1]. Указанные эффекты невозможно объяснить в рамках стандартных представлений о проводимости бесконечной 2*D* электронной системы в магнитном поле. В настоящей работе предлагается интерпретация наблюдаемых в [1] эффектов с привлечением контактных явлений, которые имеют место при создании устройств, содержащих низкоразмерные проводящие системы и «внешние» металлические электроды. К числу таких устройств относится и диск Корбино, использованный в [1]. (Диском Корбино называется цилиндрически симметричное устройство, состоящее из двумерного проводящего кольца и примыкающих к его краям вдоль всего периметра металлических контактов; такая геометрия системы не препятствует протеканию азимутальных, холловских токов в экспериментах по измерению радиальной проводимости двумерной системы в магнитном поле, нормальном плоскости кольца.)

Контактные явления (кулоновские эффекты близости), нарушающие пространственную однородность электронной плотности в зоне контакта двух металлов с разными работами выхода, давно известны из классической трехмерной электростатики (см., например, [2]). Эти же явления имеют место в низкоразмерных проводящих системах, где они оказываются гораздо более ярко выраженными. Обзор [3] может служить введением в физику двумерных контактных явлений. Следует подчеркнуть, однако, что практически все низкоразмерные контактные явления из [3] предполагают обеднение низкоразмерной системы и возникновение при этом различных шоттки-слоев обеднения непосредственно в зоне контакта. Центральным вопросом теории здесь оказывается аккуратное описание отдельного контакта. Технически речь идет о задаче на полубесконечном координатном интервале. Интересующие нас осцилляции развиваются в условиях неоднородного обогащения 2*D* системы и в основном зависят от характеристик электронной системы в ее глубине, на большом удалении от контактов. Это обстоятельство требует учета взаимного расположения контактов, т.е. решения задачи на ограниченном координатном интервале.

В отсутствие контактных явлений полное сопротивление Корбино из [1] не должно осциллировать с магнитным полем (сопротивление определя-

© В. Б. Шикин, 1997

ется в основном центральной частью диска, где фактор заполнения меньше единицы и поэтому осцилляции отсутствуют). Если же кулоновские эффекты близости существенны, то осцилляции полного сопротивления могут появиться вследствие осциллирующего поведения химического потенциала в металлических берегах, имеющих большую (по сравнению с центральной частью диска) электронную плотность и соответственно квазиклассически большой фактор заполнения. Влияние таких осцилляций на равновесную плотность электронов в средней частии диска передается с металлических берегов благодаря кулоновским эффектам близости.

1. Для исследования предлагаемого механизма специфических осцилляций проводимости Корбино по магнитному полю используем упрощенную модель структуры: металл—2*D*EG—металл. Модель содержит лишь качественно важные детали обсуждаемой контактной задачи, не позволяющие претендовать на количественное объяснение данных [1]. Тем не менее суть задачи удается сохранить.

Речь идет о специально приготовленной, неэкранированной, вырожденной гетероструктуре, имеющей ступенчатое распределение плотности доноров $n_d(x)$. Доноры расположены в плоскости $z = -d$ по закону

$$\begin{aligned} n_d(x) &= N_d \ , \quad |x| > w \ ; \\ n_d(x) &= n_d \ , \quad |x| < w \ . \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь $2w$ — ширина ступеньки в распределении доноров вдоль оси $0x$. Эта ступенька играет роль центральной части образца Корбино в одномерном приближении. Области с повышенной плотностью доноров N_d выполняют функции металлических контактов.

Квазиодномерность диска Корбино, позволяющая трактовать данные [1] в рамках нашей модели, возникает в условиях

$$R_2 - R_1 << (R_2 + R_1)/2 \ , \tag{2}$$

где R_2 , R_1 — внешний и внутренний радиусы двумерной области Корбино. Естественно, что основное свойство геометрии Корбино — замкнутость токовых линий в холловском направлении — сохраняется и в квазиодномерном приближении (все функции задачи не зависят от координаты y, совпадающей с направлением холловского тока).

Электроны в общем случае занимают плоскость $z = +d$, т.е. отделены от доноров спейсером толщиной $2d$. Для реальных гетероструктур характерно

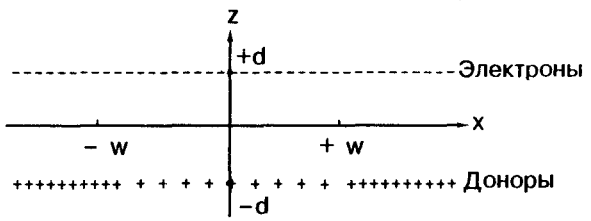

Рис. 1. Схема гетероструктуры с модулированной плотностью доноров. Крестами обозначено распределение доноров, занимающих плоскость $z = -d$. В точках $x = \pm w$ плотность доноров меняется скачкообразно. Штрихи заполняют электронную плоскость $z = +d$. Магнитное поле направлено вдоль оси z. Все пространственные величины не зависят от координаты y.

пространственное разделение электронов и доноров, что должно учитываться и в нашей модели. Однако в дальнейшем покажем, что осциляции проводимости мало чувствительны к этому разделению, если $d << w$. Обсуждаемая структура схематически изображена на рис. 1.

Модель (1) удобна с формальной точки зрения ввиду своей простоты. Она содержит известные из [2] сингулярности электронной плотности в зонах контактов (см. ниже определение $\delta n_0(x)$ (17)) и доступна для их регуляризации методами, изложенными в [3]. Свойства модели (1) при сравнении с результатами [3] дают основание полагать, что поведение возмущенной электронной плотности на больших расстояниях от зон контактов мало чувствительно к их геометрии. И, наконец, в рамках модели (1) возможно самосогласованное описание двумерной электронной системы, ограниченной с двух сторон. Таким образом, решается проблема интегральной расходимости полного эффективного заряда вблизи зон контактов, имеющая место в одноконтактном приближении, и (что важно для интересующей нас задачи о проводимости) возникает разумное определение возмущенной электронной плотности в центральной части системы на больших расстояниях от металлических берегов. Учитывая перечисленные соображения, мы считаем предлагаемую модель Корбино приемлемой для качественного описания осцилляционных магнито-кулоновских эффектов близости в ограниченных 2*D* системах с металлическими контактами.

2. Конечность толщины спейсера $2d$ заметно осложняет решение задачи о равновесии в электронной системе. Поэтому желательно разобраться с его ролью хотя бы в упрощенных условиях, например при чисто электростатическом равновесии в гетероструктуре с неоднородным легированием, когда условие равновесия имеет вид

$$\varphi(x, z = +d) + \varphi_d(x, z = +d) = \text{const} \ , \qquad (3)$$

здесь $\varphi(x, z)$ и $\varphi_d(x, z)$ — электрические потенциалы, связанные с распределением электронов $n(x)$ и доноров $n_d(x)$ вдоль гетероструктуры.

Плотность электронов $n(x)$ может быть представлена в виде

$$n(x) = N_d + \delta n(x) \ , \qquad (4)$$

причем добавка $\delta n(x)$ должна обращаться в нуль на $\pm\infty$.

С учетом (4) требование (3) сводится к уравнению относительно $\delta n(x)$:

$$e\varphi_d'(x) + \frac{2e^2}{\kappa}\int_{-\infty}^{+\infty} ds\, \delta n(s)/(x - s) = 0 \ , \qquad (5)$$

$$e\varphi_d'(x) = \frac{2e^2}{\kappa}(N_d - n_d)\ln\left(\frac{(w + x)^2 + 4d^2}{(w - x)^2 + 4d^2}\right)^{1/2} , \qquad (6)$$

здесь κ — диэлектрическая постоянная.

Решение (5), (6) имеет следующие асимптотики. В области $|x| >> w$ величина $\delta n(x)$ оказывается порядка

$$\delta n(x) \sim 4\gamma dw/x^2 \ , \ \gamma = (n_d - N_d)/\pi \ , \qquad (7)$$

т.е. возмущение (7) является интегрируемым.

Если же $x \to 0$ и $d/w << 1$, то

$$\delta n(0) \cong \pi\gamma\left(1 - \frac{4d}{\pi w}\right) . \qquad (8)$$

Следовательно, добавочная плотность в центральной части $2D$ системы пропорциональна d/w, и в области $d/w << 1$ влиянием конечности d/w на проводимость системы можно пренебречь, тем более что этот канал неоднородности $\delta n(x)$ не чувствителен к магнитному полю.

3. Пусть теперь $d/w \to 0$, т.е. толщина спейсера равна нулю, и

$$N_d >> n_d \ . \qquad (9)$$

Это означает, в частности, что сопротивление структуры определяется в основном ее центральной частью. Пусть далее в задачу введено магнитное поле, нормальное плоскости системы, причем магнитный фактор заполнения ν_a оказывается квазиклассически большим для областей с электронной плотностью $n(x) \sim N_d$, т.е. $\nu_a >> 1$, и малым $\nu_b < 1$ для центральной части системы:

$$\nu_a = \pi l_h^2 N_d >> 1 \ , \quad \nu_b = \pi l_h^2 n_d < 1 \ , \quad l_h^2 = \frac{c\hbar}{eH} \ , \qquad (10)$$

где H — напряженность магнитного поля. Спрашивается, как будет вести себя полное сопротивление гетероструктуры в функции от магнитного поля?

Как отмечалось выше, с учетом кулоновских эффектов близости полное сопротивление системы может осциллировать вследствие осциллирующего поведения химического потенциала в металлических берегах и влияния этих осцилляций на равновесную плотность электронов в центральной части диска. Эта идея реализована в экспериментах [1], в которых модуляция электронной плотности диска осуществлялась с помощью вспомогательных управляющих электродов. Качественно экспериментальный результат заключается в том, что полное сопротивление диска с «подавленной» в его центральной части электронной плотностью действительно осциллирует при изменении магнитного поля с квазиклассической частотой, характерной для «берегов», имеющих повышенную электронную плотность. При этом амплитуда осцилляций увеличивается с уменьшением плотности электронов в центральной части диска. Однако детальная интерпретация данных [1] затруднена в связи с обилием вспомогательных электродов. Модель Корбино позволяет разобраться в подробностях данного эффекта.

Условие равновесия для модулированной электронной системы $n(x)$ в магнитном поле и при нулевом спейсере имеет вид (вместо (3))

$$\mu = e\varphi(x, z = 0) + \zeta(n(x)) = \text{const} \ , \qquad (11)$$

причем

$$\zeta_a(n) = \varepsilon_f + \frac{4T\cos(2\pi\varepsilon_f/\hbar\omega_c)}{\operatorname{sh}(2\pi T/\hbar\omega_c)} \ , \quad \varepsilon_f >> \hbar\omega_c \ , \qquad (12)$$

или

$$\zeta_b(n) = \frac{1}{2}\hbar\omega_c - T\ln\left(\frac{1}{\nu} - 1\right) \ , \quad \varepsilon_f << \hbar\omega_c \ , \qquad (13)$$

где

$$\varepsilon_f \simeq \hbar^2 n(x)/m_* \ ; \quad \nu(x) = \pi l_h^2 n(x) \ ;$$

ω_c — циклотронная частота; m_* — эффективная электронная масса. Мы не приводим общее определение $\zeta(n)$ в виде ряда по собственным значениям энергии электрона в магнитном поле, ограничившись асимптотиками (12), (13). При этом подразумевается, что задача о равновесии будет решаться приближенно.

Идея приближения подсказывается структурой определения (11). В этой формуле «химическая» часть $\zeta(n)$ чувствительна к полной плотности электронов $n(x)$, а ее кулоновская компонента содержит лишь $\delta n(x)$. Допустим, что в нулевом приближении электронная плотность $n(x)$, входящая в определение $\zeta(n)$, повторяет распределение доноров (1)

$$n_0(x) = n_d(x) \ , \qquad (14)$$

где $n_d(x)$ определяется из (1). В этом случае условие равновесия (11) вдоль системы принимает вид

$$e\varphi_a + \zeta_a(N_d) = e\varphi_b + \zeta_b(n_d) \ , \qquad (15)$$

или, что то же самое,

$$e\varphi_{ab} \equiv (e\varphi_b - e\varphi_a) = \zeta_a(N_d) - \zeta_b(n_d) \ , \qquad (16)$$

$$-w \le x \le +w \ .$$

Если бы распределение $n(x)$ (14) являлось равновесным решением (11), то электрическая часть задачи была бы нулевой. Реально же из (15) следует наличие скачка φ_{ab}, определяемого асимптотиками $\zeta(n)$ (12), (13). Такое поведение $\varphi(x)$ возможно лишь при наличии отклонения $\delta n(x)$ равновесной электронной плотности от $n_d(x)$ (14). Обозначая такое отклонение в нулевом приближении через $\delta n_0(x)$ и учитывая (16), получаем

$$\delta n_0(x) = \frac{\kappa w \varphi_{ab}}{\pi^2 e(w^2 - x^2)} \ , \qquad (17)$$

здесь φ_{ab} из (16). Степенные особенности на концах интервала $2w$ аналогичны расходимости нормальной компоненты электрического поля на стыке свободных граней контактирующих металлов в задаче о контактной разности потенциалов из [2]. Наличие этих сингулярностей не очень существенно для интересующей нас эффективной проводимости системы, так как критичной здесь является область с минимальной плотностью электронов, т.е. центральная часть $2D$ системы. Отсюда следует и критерий применимости используемой теории возмущений

$$\delta n_0(0) << n_d \ , \qquad (18)$$

или, с учетом (17),

$$l << w \ , \quad l = \frac{\kappa \varphi_{ab}}{\pi^2 e n_d} \ . \qquad (19)$$

Ясно, что требование (19) всегда может быть удовлетворено правильным выбором w.

4. Введем поправку $\delta n(x)$ в закон Ома для тока между металлическими «берегами» обсуждаемой системы. Ограничимся простейшей возможностью — приближением Друде:

$$j = \frac{n(x)e^2\tau}{m_*}\frac{d\phi}{dx} \ , \quad n(x) = n_d + \delta n_0(x) \ , \qquad (20)$$

где τ — импульсное время релаксации; $\delta n_0(x)$ — из (17). Полагая плотность тока j постоянной вдоль оси x, можно определить эффективную связь между j и разностью потенциалов V на берегах высокоомной части системы:

$$V = \int_{-w}^{+w} ds\, d\phi/ds = \frac{m_* j}{e^2\tau}\int_{-w}^{+w}\frac{ds}{n_d + \delta n_0(s)} \ . \qquad (21)$$

Определение (21) свидетельствует, в частности, о нулевом вкладе в интеграл сингулярных точек функции $\delta n_0(x)$ из (17).

В конечном итоге выражение (21) может быть сведено к следующему эффективному закону Ома:

$$j = \sigma\frac{V}{2w} \ , \quad \sigma = \sigma_0 f(\varepsilon) \ , \quad \sigma_0 = e^2\tau n_d/m_* \ , \qquad (22)$$

$$f(\varepsilon) \simeq \frac{1}{1 - \varepsilon\ln(2/\varepsilon)} \ , \quad \varepsilon = 0{,}5l/w << 1 \ , \qquad (23)$$

$$l = \frac{\kappa e\varphi_{ab}}{\pi^2 e^2 n_d} \ .$$

Формулы (22), (23) содержат основные качественные особенности эксперимента [1], а именно: в области малых ε эффективная проводимость системы имеет осциллирующий с магнитным полем вклад, причем период этих осцилляций определяется плотностью N_d, а амплитуда обратно пропорциональна n_d. Учитывая определение σ (22) и φ_{ab} (16), естественно ввести определение осциллирующей части $\delta\sigma$ в следующем виде:

$$\delta\sigma/\sigma_0 = \delta\varepsilon\ln(2/\varepsilon_0) \ , \qquad (24)$$

$$\delta\varepsilon = \frac{2\kappa\hbar\omega_c\cos[(2\pi\hbar N_d)/(m_*\omega_c)]}{\pi^3 e^2 n_d w} \ , \quad \hbar\omega_c >> T \ ,$$

$$\varepsilon_0 \simeq \kappa\hbar N_d/(\pi e^2 n_d w) \ ,$$

где величина ε из (23) состоит из монотонной (ε_0) и осциллирующей ($\delta\varepsilon$) компонент. При $\kappa \simeq 10$, $w \ge 10^{-2}$ см, $H \ge 1$ Тл, $N_d \ge 10^{11}$ см$^{-2}$, $n_d \le 10^9$ см$^{-2}$ амплитуда $\delta\sigma/\sigma_0 \ge 10^{-2}$.

Эта оценка примерно на порядок меньше экспериментального результата [1]. Однако следует

иметь в виду, что в интересующем нас интервале плотностей проводимость Корбино носит ярко выраженный перколяционный характер (см., например, [4]), т.е. определяется в основном локальными перевальными точками с пониженной электронной плотностью, а емкостные измерения плотности из [1] дают представление лишь о средней плотности электронов вдоль центральной части диска Корбино. Кроме того, прямое сравнение численных результатов [1] и полученных нами не очень корректно вследствие наличия в [1] дополнительного управляющего электрода.

Таким образом, в работе обращается внимание на существование в ограниченных низкоразмерных заряженных системах с металлическими контактами специфических осцилляций проводимости по магнитному полю, когда осцилляции химического потенциала в низкоомной части системы, дающей пренебрежимо малый вклад в общее сопротивление, влияют на плотность электронов ее высокоомной части, что и обеспечивает осцилляции общего сопротивления. Связь между низко- и высокоомной частями задачи возникает благодаря кулоновским эффектам близости.

Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований 95 02 06108 и 96 02 19568.

1. V. T. Dolgopolov, A. A. Shashkin, G. V. Kravchenko, I. M. Mukhametzhanov, M. Wendel, J. P. Kotthaus, L. W. Molenkamp, and C. T. Foxon, *Письма в ЖЭТФ* **63б**, *55* (1996).
2. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Гостехиздат, Москва (1957).
3. А. Я. Шик, *ФТП* **29**, 1345 (1995).
4. A. A. Shashkin, V. T. Dolgopolov, G. V. Kravchenko, *Phys. Rev.* **B49**, 14486 (1994).

Contact oscillations of conductivity of a two-dimensional electron system in a magnetic field

V. B. Shikin

Extraordinary oscillations of conductivity of a two-dimensional Corbino disc in a magnetic field, which have been revealed in recent experiments (V. T. Dolgopolov et al., *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **63б**, *55* (1996)) are discussed in terms of current concepts of the specific properties of contacts between a two-dimensional electron system dc and the «external» metallic electrons. The contacts are found to disturb the spatial uniformity of the two-dimensional electron density.