

Контактные явления в двумерных электронных системах

© В.Б. Шикин, Н.И. Шикина

Институт физики твердого тела Российской академии наук,
142432 Черноголовка, Россия

(Получена 13 марта 1996 г. Принята к печати 16 сентября 1996 г.)

В рамках существующих представлений о специфических свойствах контактов двумерной электронной системы с "внешними" металлическими электродами, приводящими к нарушению пространственной однородности двумерной электронной плотности, обсуждаются необычные осцилляции проводимости двумерного диска Корбино в магнитном поле, обнаруженные недавно экспериментально.

В интересном эксперименте [1] было показано, что проводимость двумерной электронной системы малой плотности, имеющей в нормальном к ее поверхности магнитном поле фактор заполнения меньше единицы, испытывает тем не менее осцилляции по магнитному полю. При этом амплитуда осцилляций растет с уменьшением средней плотности двумерного электронного газа (2DEG) в центральной части диска Корбино, на котором выполнялись эксперименты [1]. Оба указанных эффекта не могут найти своего объяснения при использовании стандартных представлений о проводимости бесконечной двумерной (2D) электронной системы в магнитном поле. В данной заметке предлагается интерпретация наблюдаемых в работе [1] эффектов с учетом контактных явлений, имеющих место при создании устройств, содержащих низкоразмерные проводящие системы и "внешние" металлические электроды. К их числу относится и диск Корбино, использованный в исследованиях [1].

Контактные явления (далее — 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], разд. — Контактная разность потенциалов). Эти же явления имеют место в низкоразмерных проводящих системах, где они оказываются более ярко выраженными. Хорошим введением в физику двумерных контактных явлений служит недавний обзор [3]. Имеет смысл подчеркнуть, что практически все низкоразмерные контактные явления, рассматриваемые в этом обзоре, предполагают обеднение низкоразмерной системы и возникновение при этом различных слоев обеднения (слоев Шоттки) непосредственно в зоне контакта. Центральной задачей теории оказывается аккуратное описание слоя Шоттки. Интересующие нас осцилляции развиваются в условиях неоднородного обогащения 2D системы и зависят в основном от характеристик электронной системы в ее глубине, на большом удалении от контактов, что, как правило, требует учета взаимного положения контактов. В этом заключается техническая новизна обсуждаемой далее задачи.

В отсутствие кулоновских эффектов близости полное сопротивление диска Корбино из работы [1] не должно осциллировать с магнитным полем (сопротивление опре-

деляется в основном центральной частью диска, где фактор заполнения меньше единицы и потому осцилляции отсутствуют). Если же кулоновские эффекты близости существенны, то осцилляции полного сопротивления могут появиться за счет 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 части диска передается с металлических берегов благодаря кулоновским эффектам близости.

1. Для исследования предлагаемого механизма специфических осцилляций проводимости диска Корбино по магнитному полю мы используем упрощенную модель структуры: металл–2DEG–металл. Модель содержит лишь качественно важные детали обсуждаемой контактной задачи, не позволяющие нам претендовать на количественное объяснение данных [1]. Тем не менее суть задачи удастся 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

$$n_d(x) = N_d, \quad |x| > w; \quad n_d(x) = n_d, \quad |x| < w. \quad (1)$$

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

$$R_2 - R_1 \ll (R_2 + R_1)/2,$$

где R_2, R_1 — внешний и внутренний радиусы двумерной области диска 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).

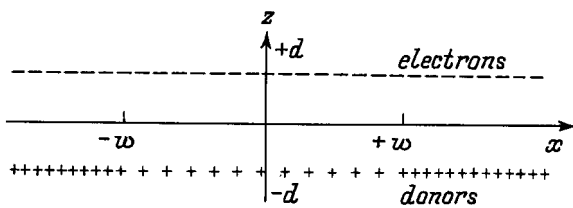


Схема гетероструктуры с модулированной плотностью доноров. Крестами обозначено распределение доноров, занимающих плоскость $z = -d$; штрихами — плоскость 2D электронов $z = +d$. Скачки плотности доноров расположены в точках $x = \pm w$. Магнитное поле направлено вдоль оси Oz . Все пространственные величины не зависят от координаты y .

Электроны в общем случае занимают плоскость $z = +d$, т.е. отделены от доноров спейсером толщиной $2d$. Наличие пространственного разделения между электронами и донорами, характерное для реальных гетероструктур, должно учитываться и в нашей модели. Однако дальнейшее показывает, что осцилляции проводимости мало чувствительны к этому разделению, если $d \ll w$. Схематически обсуждаемая структура изображена на рисунке.

Модель (1) удобна с формальной точки зрения в виду своей простоты. Она содержит известные из [2] сингулярности электронной плотности в зонах контактов (см. определение $\delta n_0(x)$ выражением (14) из работы [2]) и доступна для их регуляризации методами, изложенными в [3]. Свойства модели (1) при сравнении их с имеющимися результатами из [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 диска Корбина приемлемой для качественного описания осцилляционных магнито-кулоновских эффектов близости в ограниченных 2D 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

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

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

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

причем добавка $\delta n(x)$ должна обращаться в 0 на $\pm\infty$. С учетом (4) требование (3) сводится к уравнению относительно $\delta n(x)$

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

$$e\varphi'_d(x) = \frac{2e^2}{\kappa} (N_d - n_d) \ln \sqrt{\frac{(w+x)^2 + 4d^2}{(w-x)^2 + 4d^2}}, \quad (6)$$

где κ — диэлектрическая постоянная.

Решение (5), (6) имеет вид

$$\delta n(x) = \gamma \left[\pi S + \arctan \frac{4dw}{4d^2 - w^2 + x^2} \right], \quad (7)$$

$$\gamma = (n_d - N_d)/\pi, \quad S = \begin{cases} 0, & (4d^2 - w^2 + x^2) > 0 \\ 1, & (4d^2 - w^2 + x^2) < 0 \end{cases}. \quad (7a)$$

В области $|x| \gg w$ величина $\delta n(x)$ оказывается порядка

$$\delta n(x) \sim 4\gamma dw/x^2, \quad (8)$$

т.е. возмущение (8) является интегрируемым.

Если же $x \rightarrow 0$ и $d/w \ll 1$, то

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

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

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

$$N_d \gg n_d. \quad (9)$$

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. $\nu_a \gg 1$, и малым $\nu_b < 1$ для центральной части системы.

$$\nu_a = \pi l_h^2 N_d \gg 1, \quad \nu_b = \pi l_h^2 n_d < 1, \quad l_h^2 = c\hbar/eH, \quad (10)$$

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

Как отмечалось выше, с учетом кулоновских эффектов близости полное сопротивление системы может осциллировать за счет 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], где модуляция электронной плотности диска осуществлялась с помощью вспомогательных управляющих электродов. Качественно экспериментальный ответ 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 растет с уменьшением плотности электронов в центральной части диска. Однако детальная интерпретация данных [1] затруднена в связи с обилием вспомогательных электродов. Наша модель диска Корбино позволяет разобраться в подробностях данного эффекта.

Условие равновесия для модулированной электронной системы $n(x)$ в магнитном поле и при нулевой толщине спейсера выглядит так (вместо (3)):

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

причем

$$\zeta_a(n) = \epsilon_f + \frac{4T \cos(2\pi\epsilon_f/\hbar\omega_c)}{\sinh(2\pi T/\hbar\omega_c)}, \quad \epsilon_f \gg \hbar\omega_c \quad (11a)$$

или

$$\zeta_b(n) = \frac{1}{2}\hbar\omega_c - T \ln\left(\frac{1}{\nu} - 1\right), \quad \epsilon_f \ll \hbar\omega_c, \quad (11b)$$

где

$$\epsilon_f \simeq \hbar^2 n(x)/m^*, \quad \nu(x) = \pi l_n^2 n(x),$$

ω_c — циклотронная частота, m^* — эффективная электронная масса. Мы не приводим здесь общего определения $\zeta(n)$ в виде ряда по собственным значениям энергии электрона в магнитном поле, ограничившись асимптотиками (11a), (11b). 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 теперь, что в нулевом приближении электронная плотность $n(x)$, входящая в определение $\zeta(n)$, повторяет распределение доноров (1), т. е.

$$n_0(x) = n_d(x), \quad (12)$$

здесь $n_d(x)$ из начального условия (1). В этом случае условие равновесия (11) вдоль системы принимает вид

$$e\varphi_a + \zeta_a(N_d) = e\varphi_b + \zeta_b(n_d) \quad (13)$$

или, что то же самое,

$$e\varphi_{ab} \equiv e\varphi_b - e\varphi_a = \zeta_a(N_d) - \zeta_b(n_d), \\ -w \leq x \leq +w. \quad (13a)$$

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

$$\delta n_0(x) = \frac{\kappa w \varphi_{ab}}{\pi^2 e (w^2 - x^2)}, \quad (14)$$

где φ_{ab} задано (13a). 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

$$\delta n_0(0) \ll n_d \quad (15)$$

или с учетом (14)

$$l \ll w, \quad l = \kappa \varphi_{ab} / \pi^2 e n_d. \quad (15a)$$

Ясно, что требование (15a) всегда может быть удовлетворено, — во всяком случае подходящим выбором w .

Следующее приближение для $n(x)$ при необходимости формулируется так:

$$n_1(x) = n_0(x) + \delta n_0(x), \quad n_0(x) \equiv n_d(x). \quad (15b)$$

Распределение плотности (15) следует подставить в $\zeta(n_1)$, после чего из (11) возникает новое граничное условие (взамен (13)) для распределения $\varphi(x)$ вдоль 2DEG:

$$\varphi_1(x) = \text{const} - \zeta[n_1(x)]. \quad (16)$$

Используя новое граничное условие (16) вместо (13a), можно найти распределение $\varphi_1(x, z)$ во всем пространстве вокруг 2DEG, а значит и $\delta n_1(x)$:

$$2\pi e \delta n_1(x) = \kappa \frac{\partial \varphi_1(x, 0)}{\partial z} \quad (17)$$

и т. д.

4. Введем поправку $\delta n(x)$ в закон Ома для тока между металлическими берегами обсуждаемой системы. Здесь мы ограничимся простейшей возможностью — приближением Друде

$$j = \frac{n(x)e^2\tau}{m^*} \frac{d\varphi}{dx}, \quad n(x) = n_d + \delta n_0(x), \quad (18)$$

где τ — импульсное время релаксации, $\delta n_0(x)$ — из (14). Полагая теперь, что плотность тока j сохраняется вдоль оси Ox , можно определить эффективную связь между j и разностью потенциалов V на берегах высокоомной части системы

$$V = \int_{-w}^{+w} ds(d\varphi/ds) = \frac{m^* j}{e^2 \tau} \int_{-w}^{+w} \frac{ds}{n_d + \delta n_0(s)}. \quad (19)$$

Определение (19) свидетельствует, в частности, о нулевом вкладе в интеграл сингулярных точек функции $\delta n_0(x)$ из (14). Выражение (19) может быть сведено в конечном итоге к следующему эффективному закону Ома:

$$j = \sigma V/2w, \quad \sigma = \sigma_0 f(\delta), \quad \sigma_0 = e^2 \tau n_d / m^*, \quad (20)$$

$$f(\delta) = \frac{\delta}{\delta - 0.5(1 - \delta^2) \ln[(1 + \delta)/(1 - \delta)]},$$

$$\delta = (1 + l/w)^{-1/2}, \quad l = \kappa e \varphi_{ab} / \pi^2 e^2 n_d.$$

Если $\delta = 1 - \epsilon$, $\epsilon \ll 1$

$$f(\delta) \simeq \frac{1}{1 - \epsilon \ln(2/\epsilon)}, \quad \epsilon = 0.5l/w. \quad (21)$$

В обратном предельном случае $\delta \rightarrow 0$ ($l \gg w$), который мы приводим лишь в качестве альтернативы (21) (использованная нами теория возмущений в данном пределе "не работает"),

$$f(\delta) \simeq 3/2\delta^2. \quad (22)$$

Формулы (20), (21) 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 определения σ (20) и φ_{ab} (13а), естественно ввести определение осциллирующей части $\delta\sigma$ в следующем виде:

$$\delta\sigma/\sigma_0 = \delta\epsilon \ln(2/\epsilon_0),$$

$$\delta\epsilon = \frac{2\kappa\hbar\omega_c \cos[(2\pi\hbar N_d)/(m^*\omega_c)]}{\pi^3 e^2 n_d w}, \quad \hbar\omega_c \gg T, \quad (23)$$

$$\epsilon_0 \simeq \kappa\hbar N_d / (\pi e^2 n_d w),$$

где величина ϵ из (21) разделена на монотонную (ϵ_0) и осциллирующую ($\delta\epsilon$) компоненты. При $\kappa \simeq 10$, $w \geq 10^{-2}$ см, $H \geq 1$ Тл, $N_d \geq 10^{11}$ см $^{-2}$, $n_d \leq 10^9$ см $^{-2}$ амплитуда $\delta\sigma/\sigma_0 \geq 10^{-2}$.

Эта оценка примерно на порядок меньше экспериментального результата из работы [1]. Однако надо иметь в виду, что в интересующем нас интервале плотностей проводимости диска 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 данных из работы [1] и наших результатов не очень корректно, так как наличие в [1] дополнительного управляющего электрода влияет на экспериментальные результаты.

Таким образом, в нашей 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 в ее высокоомной части, что и обеспечивает осцилляции общего сопротивления. Связь между низко- и высокоомной частями задачи возникает благодаря кулоновским эффектам близости.

Работа поддержана грантами INTAS № 93-933 и РФФИ № 95-02-06108.

Список литературы

- [1] В.Т. Долгополов, А.А. Шашкин, Г.В. Кравченко, И.М. Мухамеджанов, М. Вендель, Дж.П. Коттхаус, Л.В. Моленкамп, С.Т. Фоксон. Письма ЖЭТФ, **63**, 55 (1996).
- [2] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Электродинамика сплошных сред* (М., Гостехизмат, 1957) с. 133.
- [3] А.Я. Шик. ФТП, **29**, 1345 (1995).
- [4] А.А. Shashkin, V.T. Dolgoplov, G.V. Kravchenko. Phys. Rev., **B**, **49**, 14486 (1994).

Редактор Т.А. Полянская

Contact phenomena in two-dimensional electron systems

V.B. Shikin, N.I. Shikina

Institute of Solid State Physics,
Russian Academy of Sciences,
142432 Chernogolovka, Russia