

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ
СВОЙСТВА

УДК 537.633.2

КОНТАКТНАЯ РАЗНОСТЬ ПОТЕНЦИАЛОВ В ОТСУТСТВИЕ ТОКА
ЧЕРЕЗ ОБРАЗЕЦ В РЕЖИМЕ КВАНТОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА
В ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ InGaAs/InAlAs

© 2024 г. С. В. Гудина^а, В. Н. Неверов^{а, *}, К. В. Туруткин^а,
И. С. Васильевский^б, А. Н. Виниченко^б

^а Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108 Россия

^б Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Каширское шоссе, 31, Москва, 115409 Россия

*e-mail: neverov@imp.uran.ru

Поступила в редакцию 24.11.2023 г.

После доработки 27.11.2023 г.

Принята к публикации 28.11.2023 г.

Представлены экспериментальные результаты возникновения напряжения на потенциальных контактах в отсутствие внешнего тока через образец в области плато квантового эффекта Холла в гетероструктуре с квантовой ямой InGaAs/InAlAs. Возникновение напряжения связано с неэквивалентностью протекания краевого тока в потенциальных контактах в магнитном поле в системе с двумерным электронным газом.

Ключевые слова: квантовый эффект Холла, двумерный электронный газ, геометрия холловского мостика

DOI: 10.31857/S0015323024020059, **EDN:** YPJWRA

ВВЕДЕНИЕ

Целочисленный квантовый эффект Холла (КЭХ) проявляется в квантовании холловского сопротивления или проводимости двумерного электронного газа (ДЭГ) в сильных магнитных полях и при низких температурах. КЭХ может быть интерпретирован на основе модели краевых состояний. Экспериментальный образец с ДЭГ имеет границу, задаваемую литографическим краем или краем области под затвором. Возле края формируется обедняющее электрическое поле, приводящее к зависимости нуля отсчёта уровней Ландау от координаты, поэтому электронные уровни Ландау “изгибаются” вверх вблизи края. Как известно, в скрещенных магнитном и электрическом полях заряженная частица дрейфует вдоль линий постоянной энергии – эквипотенциалей. Электроны заполняют состояния согласно статистике Ферми–Дирака до уровня Ферми. При факторе заполнения, близком к целочисленному значению, вдали от краёв формируются локализованные состояния, не участвующие в проводимости, а вблизи краёв – краевые токовые состояния. При этом ток на противоположных краях образца имеет противоположное направление, которое задаётся знаком квантующего магнитного поля.

В этой работе мы сообщаем о возникновении напряжения на контактах образца в магнитных полях, отвечающих плато квантового эффекта Холла в отсутствие тока, протекающего через образец. Условия проведения эксперимента довольно близко отвечают измерениям по подбарьерному переносу заряда между несвязанными краевыми состояниями при изменении магнитного поля в двумерных системах [1–3]. При этом без пропускания электрического тока через образец на контактах возникает напряжение, знак которого определяется увеличением или убыванием магнитного поля. Мы сообщаем о наблюдении возникновения напряжения на потенциальных контактах, связанных одним краевым состоянием в магнитном поле без пропускания электрического тока. Такой эффект наблюдали ранее и другие исследователи, но эти данные не были опубликованы [4].

ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследована полупроводниковая гетероструктура с квантовой ямой InAlAs/InGaAs/InAlAs и метаморфным буфером $\text{InAl}_{1-x}\text{As}$, выращенная методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установке RIBER Compact 21 в Институте функ-

циональной ядерной электроники Национального исследовательского ядерного университета “МИФИ”. Использованы подложки InP (Wafer Technology Co.) с ориентацией (100). Последовательность слоев и параметры образца приведены в табл. 1 (из работы [5]). Плотность электронов $n = 6.8 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$, подвижность $\mu = 20 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Профиль состава (концентрация индия x) в метаморфном буфере $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ технологически задавали линейным; в гетероструктуру вводили сверхрешетку для подавления роста дислокаций в активную область. Метаморфный буфер дополняли инверсионным слоем с линейным уменьшением x для предотвращения проникновения упругих деформаций в активную область. Затем был выращен толстый слой псевдоподложки $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ в качестве подложки для последующих активных слоев квантовой ямы (КЯ) $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$, спейсерного: слоя $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$, δ -слоя легирующего кремния, барьера $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ и нелегированного защитного слоя $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$. Образец на подложках InP содержал псевдоморфно напряженную КЯ, параметр решетки которой превышал параметр решетки барьерных слоев. В качестве донорной примеси использовали кремний, концентрация атомов Si составляла $1.5 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-2}$.

Образцы имели форму двойного холловского мостика. Контакты были изготовлены вручную и несколько отличались друг от друга (рис. 1). Измерения проводили в жидком гелии при температурах 4.2 К и 1.8 К. Магнитное поле было направлено перпендикулярно плоскости двумерного электронного газа и изменялось в диапазоне



Рис. 1. Фотография образца.

от 0 до 13 Тл. Измерения сопротивления проводили в режиме постоянного тока. Измерение напряжения между различными парами контактов проводили вольтметром Keithley 2001 Multimeter с большим входным сопротивлением ($>10 \text{ ГОм}$).

Измерения выполнены на оборудовании Центра коллективного пользования “Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов” Института физики металлов имени Михеева УрО РАН.

Таблица 1. Структура образцов

| Последовательность слоев структуры | Толщина слоя и его параметры |
|---|---|
| Покрывающий слой $i\text{-In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ | 6 нм |
| Барьерный слой $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ | $x=0.81$ $L_b=96 \text{ нм}$ |
| Легирование (Si) | d |
| Спейсер $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ | $x=0.81$ $L_s=12 \text{ нм}$ |
| Квантовая яма $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ | $y=0.90$ $L_w=14 \text{ нм}$ |
| Сглаживающий (залечивающий, псевдоподложечный) слой $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ | $x=0.81$ 140 нм |
| Инверсный слой $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ | $x=0.83-0.81$ лин. 19 нм |
| Метаморфный буфер $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ | $x=0.55-0.83$ 1350 нм |
| Сверхрешетка | $[\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}/\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}] \times 6$ $y=0.53$, $x=0.57$ 78 нм |
| Буфер $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ | $x=0.52$ 42 нм |
| Подложка | (100) InP |

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

В магнитных полях, отвечающих середине плато КЭХ, в отсутствие тока через образец экспериментально наблюдались пики напряжения на потенциальных контактах (рис. 2а–г) в образце с геометрией холловского мостика (рис. 2е). Знак и амплитуда пиков напряжения имеют случайный характер от образца к образцу. Эффект четный по магнитному полю (рис. 2а).

С понижением температуры значение напряжения в пике увеличивается (рис. 2). Кроме того, оно довольно сильно зависит от степени спиновой поляризации. Как известно, в центре зеemannовских щелей (плато с нечетными номерами) спиновая поляризация имеет максимум, и она растет с уменьшением номера плато. Для плато с нечетными номерами 7 и 5 сигнал не заметен при $T=4.2$ К и имеет небольшое (значительно уступающее четным номерам плато) значение при 1.8 К (рис. 3). Для $i=3$ этот эффект меняет знак. А для плато с номером 2 наблюдается сложная зависимость со сменой знака при увеличении магнитного поля (роста спиновой поляризации).

В квантуемом магнитном поле энергетический спектр носителей заряда становится дискретным:

$$E_N^\pm = \left(N + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_C \pm g \mu_B B,$$

где N – номер уровня Ландау, $\omega_C = eB/m_{\text{eff}}$ – циклотронная частота, m_{eff} – эффективная масса,

g – фактор Ланде, μ_B – магнетон Бора, \hbar – постоянная Планка.

Спиновая поляризация немагнитных двумерных систем полностью определяется степенью заполнения уровней Ландау с разным направлением спина, поскольку очередность заполнения (опустошения) уровней Ландау четко задана значением магнитного поля. Спиновая поляризация равна нулю, когда заполнены оба спин-поляризованных подуровня N^+ и N^- одного уровня Ландау (центры четных плато КЭХ). По мере опустошения уровня Ландау N^+ (отвечающего четному плато КЭХ) степень спиновой поляризации растет с ростом разности заполнения подуровней с разными направлениями спина, отвечающими одному номеру N . Спиновая поляризация достигает максимума, когда заполнен только один отщепленный по спину подуровень N^- (центры нечетных плато КЭХ), и затем начинает уменьшаться по мере опустошения этого уровня и становится равной 0 при его опустошении (четный фактор заполнения).

При вводе и выводе магнитного поля гистерезис не наблюдался, в отличие от работ по подбарьерному переносу заряда [1, 2], независимо от режима ввода-вывода поля (измерения в стационарных полях или при развертке магнитного поля). Величина напряжения в пике остается постоянной от времени и не проявляет никаких признаков релаксации (магнитное поле было за-

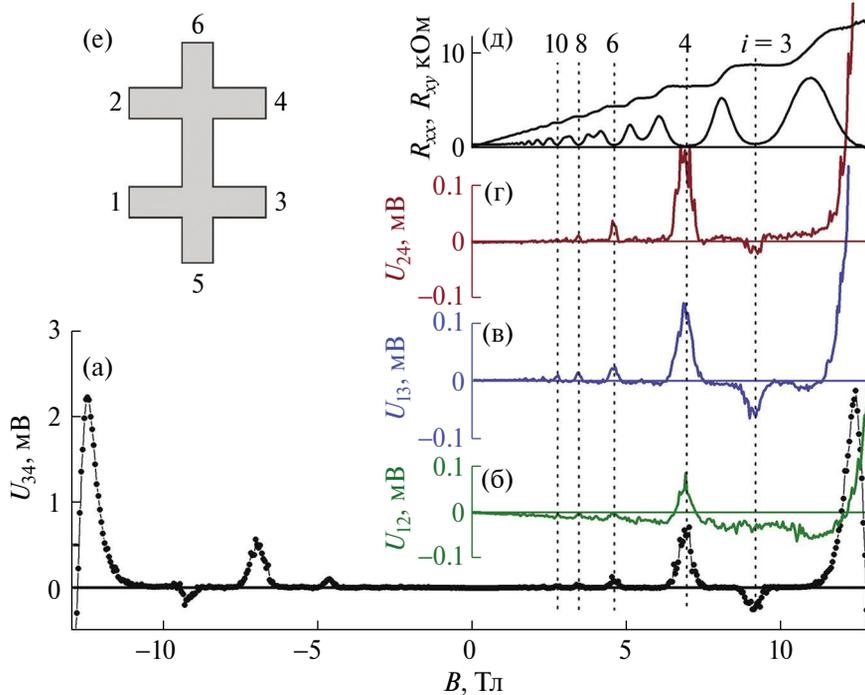


Рис. 2. Зависимости напряжения, регистрируемого на разных парах потенциальных контактов, от магнитного поля при $T=4.2$ К (а–г); зависимости продольного (R_{xx}) и холловского (R_{xy}) сопротивлений от магнитного поля, пунктирные линии проведены через центры плато квантового эффекта Холла (д); схематичный вид холловского мостика. 1–4 – потенциальные контакты, 5–6 – токовые контакты (е).

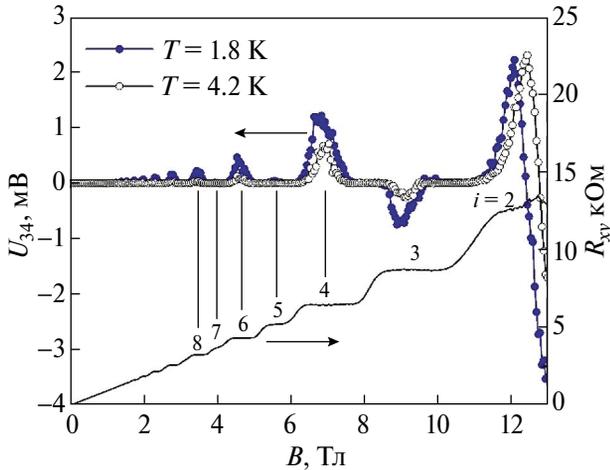


Рис. 3. Зависимости напряжения на потенциальных контактах 3–4 от магнитного поля при температурах 4.2 К (серая кривая, незакрашенные символы) и 1.8 К (синяя кривая, закрашенные символы). Черной жирной линией обозначено холловское сопротивление при $T=4.2$ К (правая ось). Цифрами указаны номера плато КЭХ.

фиксировано на плато с номером 4 более 2 часов). Когда магнитное поле отвечает переходной области между плато КЭХ, напряжение на потенциальных контактах становится равным нулю, что можно связать с шунтированием напряжения, возникающего на потенциальных контактах, проводимостью по объему образца.

Геометрия двойного холловского мостика для двумерных систем является естественным переносом геометрии образцов с отростками для трехмерных систем. Потенциальные контакты, расположенные в отростках, позволяют избежать изменения сопротивления образца, связанного с проникновением металла контакта в материал исследуемого образца, и изменения химического состава исследуемого материала.

Ток через образец течет в объеме образца (прямоугольник, соединяющий токовые контакты 5–6 рис. 2е) и не заходит в отростки потенциальных контактов (1–4). В потенциальные контакты через отростки передается только напряжение, возникающее на образце.

Ситуация меняется, когда мы находимся в области плато КЭХ, и ток течет по краевым состояниям. В этом случае ток заходит в отростки, и протекает вблизи потенциальных контактов (1–4 рис. 2е). Но вследствие того, что продольная компонента тензора магнетосопротивления ρ_{xx} в области плато КЭХ стремится к нулю, она не дает вклада в потенциал контакта. Кроме того, вклад от ρ_{xx} возможен только в случае протекания внешнего тока в цепи образца, а он равен нулю.

В двумерной системе в магнитном поле в области плато КЭХ существует равновесный (иногда его называют диамагнитный) краевой ток, кото-

рый охватывает область двумерного электронного газа (физические размеры образца). Величина этого тока определяется внешним магнитным полем, в котором находится образец. Этот равновесный ток протекает по границе вокруг образца, и он существует как в присутствии внешнего тока через образец, так и без него.

Мы считаем, что наличие пиков в области плато КЭХ связано с различной геометрией протекания тока в контактах, а именно с влиянием магнитного поля, создаваемого краевым током вблизи контакта, на краевой ток в контакте (аналог силы Ампера).

С любым током, протекающим в системе, связано магнитное поле. Согласно закону Био–Савара – Лапласа элемент проводника $d\mathbf{l}$ с током I создает в некоторой точке A индукцию поля, равную [6]:

$$d\mathbf{B} = \mu_0 \frac{I}{4\pi r^3} [d\mathbf{l} \times \mathbf{r}], \quad (1)$$

где \mathbf{r} – радиус-вектор, проведенный от элемента $d\mathbf{l}$ проводника в точку A .

Если ток протекает не по прямой, то магнитное поле от одних участков протекания тока будет действовать на другие участки (сила Ампера), которые не лежат на одной прямой:

$$d\mathbf{F}_A = I [d\mathbf{l} \times \mathbf{B}], \quad (2)$$

где $d\mathbf{l}$ – элемент проводника с током.

Изменение потенциала $\Delta\phi$, создаваемое силой \mathbf{F}_A , обратно пропорционально заряду q , на который действует сила:

$$\Delta\phi = \frac{F_A}{q}. \quad (3)$$

Таким образом, из формул (1)–(3) следует, что потенциал в контакте, связанный с данным механизмом, пропорционален квадрату тока, протекающему по краевому каналу:

$$\Delta\phi_j = \alpha_j I^2, \quad (4)$$

α_j – коэффициент, зависящий от геометрии протекания токов вблизи j -го контакта.

Разность этих потенциалов на разных парах контактов наблюдается на эксперименте

$$\Delta U_{ij} = \Delta\phi_i - \Delta\phi_j \quad (5)$$

и определяется различием коэффициентов α_i и α_j , описывающих неэквивалентность контактов.

Предложенная модель является классической и описывает токи бесспиновых электронов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты измерения напряжения на потенциальных контактах в отсут-

ствии внешнего тока через образец в области плато КЭХ в гетероструктуре с квантовой ямой InGaAs/InAlAs. Возникновение напряжения связано с неэквивалентностью потенциальных контактов и наличием краевых токов в системе с двумерным электронным газом, возникающих в магнитном поле. Знак эффекта определяется степенью спиновой поляризации, при увеличении степени спиновой поляризации эффект меняет знак.

Мы связываем возникновение напряжения с разной геометрией протекания краевых токов в области потенциальных контактов. Предложена классическая модель возникновения напряжения для бесспиновых электронов, при этом величина электрических потенциалов будет изменяться пропорционально квадрату равновесного краевого тока (аналог силы Ампера для проводников с током).

Геометрия холловского мостика позволяет избежать влияния контактов при измерении магнетосопротивления, когда ток течет по объему образца. В режиме КЭХ, когда ток течет по краевым каналам, становится важным устройство контакта. Неэквивалентность контактов может до некоторой степени исказить измерения кванта проводимости на плато КЭХ. Очевидно, что вклад этого эффекта будет уменьшаться при увеличении тока через образец.

Дальнейшие исследования возникновения напряжения на потенциальных контактах в отсутствие внешнего тока через образец в области плато КЭХ желательно проводить на специальных образцах с контролируемой неэквивалентностью контактов. Также необходимо использовать адекватное теоретическое описание, учитывающее спин носителей заряда.

Данный эффект позволяет довольно простым способом контролировать величину равновесного краевого тока в образце, что открывает дополни-

тельные возможности в исследовании КЭХ. Величиной напряжения, возникающего из-за неэквивалентности контактов, можно управлять путем изменения величины равновесного краевого тока или (и) изменением геометрии протекания тока в области контакта, что открывает возможности создания устройств на базе этого эффекта.

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации, грант № 075–15–2020–797 (13.1902.21.0024).

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Dolgoplov V.T., Shashkin A.A., Zhitenev N.B., Dorozhkin S.I., Klitzing K.V.* Quantum Hall effect in the absence of edge currents // *Phys. Rev. B.* 1992. V. 46. P. 12 560–12 567.
2. *Huels J., Weis J., Smet J., Klitzing K.V., Wasilewski Z.R.* Long time relaxation phenomena of a two-dimensional electron system within integer quantum Hall plateau regimes after magnetic field sweeps // *Phys. Rev. B.* 2004. V. 69. P. 085 319(6).
3. *Похабов Д.А., Погосов А.Г., Буданцев М.В., Жданов Е.Ю., Бакаров А.К.* Неравновесный химический потенциал в двумерном электронном газе в режиме квантового эффекта Холла // *ФТП.* 2016. Т. 50. С. 1070–1074.
4. *В.А. Кульбачинский*, неопубликованные данные.
5. *Гудина С.В., Арапов Ю.Г., Ильченко Е.В., Неверов В.Н., Савельев А.П., Подгорных С.М., Шелушина Н.Г., Якунин М.В., Васильевский И.С., Виниченко А.Н.* Неуниверсальное скейлинговое поведение ширины пиков проводимости в режиме квантового эффекта Холла в структурах InGaAs/InAlAs // *ФТП.* 2018. V. 52. P. 1447–1455.
6. *Калашиников С.Г.* Электричество. М.: Наука, 1970. 668 с.

CONTACT POTENTIAL DIFFERENCE IN THE ABSENCE OF CURRENT THROUGH THE SAMPLE IN THE QUANTUM HALL EFFECT REGIME IN INGAAS/INALAS HETEROSTRUCTURE

S. V. Gudina¹, V. N. Neverov^{1,*}, K. V. Turutkin¹, I. S. Vasil'evskii², A. N. Vinichenko²

¹*M.N. Mikheev Institute of Metal Physics of Ural Division of Russian Academy of Sciences, Ekaterinburg, 620108 Russia*

²*National Research Nuclear University MPhI, Moscow, 115409 Russia*

**e-mail: neverov@imp.uran.ru*

The paper presents experimental results of the appearance of voltage at potential contacts in the absence of an external current through the sample in the plateau region of the quantum Hall effect in a heterostructure with an InGaAs/InAlAs quantum well. The occurrence of voltage is associated with the non-equivalence of edge current in potential contact areas in a magnetic field in a system with a two-dimensional electron gas.

Keywords: quantum Hall effect, two-dimensional electron gas, Hall-bar geometry