

Бесконтактные измерения проводимости двумерных электронов в режиме гигантских осцилляций магнитосопротивления, индуцированных микроволновым излучением

И. В. Андреев¹⁾, В. М. Муравьев^{1*}, И. В. Кукушкин^{1*}, Ю. Смет^{*}, К. фон Клитцинг^{*}, В. Уманский[†]

¹⁾ Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

^{*} Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, 70569 Stuttgart, Germany

[†] Braun Center for Submicron Research, Weizmann Institute of Science, Rehovot, 76100 Israel

Поступила в редакцию 19 сентября 2008 г.

В режиме гигантских осцилляций магнитосопротивления двумерных электронов, индуцированных микроволновым излучением, проведен сравнительный анализ магнитопольевых зависимостей проводимости двумерной электронной системы (ДЭС) при бесконтактных и контактных измерениях. Бесконтактная методика исследования проводимости двумерных электронов основана на измерении затухания высокочастотного сигнала, распространяющегося вдоль копланарного волновода, литографически нанесенного на поверхность образца. Обнаружено, что шубниковские осцилляции проводимости наблюдаются в обеих методиках, однако индуцированные гигантские осцилляции магнитосопротивления проявляются лишь при контактных измерениях. Обнаруженное противоречие указывает на то, что для наблюдения индуцированных осцилляций магнитосопротивления важную роль играют контактные и/или краевые области двумерной системы, в которых имеется сильный градиент потенциала.

PACS: 73.23.–b

В последнее время магнитотранспорт в высокоподвижных двумерных электронных системах (ДЭС) в условиях микроволнового облучения привлекает большое внимание исследователей. В значительной степени это обусловлено недавним обнаружением индуцированных СВЧ излучением гигантских осцилляций магнитосопротивления [1, 2] и состояний с нулевым сопротивлением [3, 4], возникающих в минимумах этих осцилляций. Эти осцилляции являются $1/B$ -периодическими, положение их максимумов приблизительно соответствует кратным гармоникам циклотронного резонанса:

$$\omega = j\omega_c, \quad (1)$$

где ω – частота падающего СВЧ излучения, а ω_c – циклотронная частота, $j = 1, 2, 3..$ – целые числа. За время, прошедшее с момента их открытия, индуцированные осцилляции магнитосопротивления наблюдались при контактных транспортных измерениях в образцах с различной геометрией: холловских мостиках [1, 3, 5], дисках Корбино [6, 7] и в квадратных образцах в геометрии ван дер Пау [8]. Несмотря на множество экспериментальных и теоретических исследований, физическая природа этих осцилляций до

сих пор не вполне ясна, а их изучение выявило ряд необычных явлений. Так, было установлено [9], что осцилляции магнитосопротивления не совпадают с особенностями в поглощении и отражении микроволнового излучения образцом и, следовательно, их нельзя объяснить простым разогревом двумерной системы за счет резонансного поглощения излучения. Нечувствительность фотоиндуцированных осцилляций магнитосопротивления к поляризации СВЧ излучения [10], наблюдение большого числа гармоник, характерное для резонанса Азбеля-Канера в металлах [11], а также отсутствие осцилляций магнитосопротивления в оптических экспериментах [12] позволяют утверждать, что природа этих осцилляций существенно отлична от обычного объемного циклотронного резонанса в полупроводниках. Вышеперечисленные факты указывают на то, что в образовании осцилляций важную роль играют приконтактные и/или краевые области двумерной электронной системы. Для проверки этого предположения в настоящей работе проведено бесконтактное исследование микроволнового отклика в сопротивлении ДЭС. Суть примененной методики заключается в измерении затухания высокочастотного сигнала, распространяющегося вдоль копланарного волновода, нанесенного на поверхность образца. Затухание определяется пара-

¹⁾e-mail: andreev@issp.ac.ru

метрами волновода и действительной частью диагональной компоненты тензора проводимости ДЭС σ_{xx} .

Исследования проводились на структурах, представляющих собой одиночную GaAs/AlGaAs квантовую яму шириной 30 нм, расположенную на глубине 161 нм от поверхности структуры. Подвижность носителей заряда в них составляла $\mu = 8 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при $T = 4.2 \text{ К}$ и $\mu = 15 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при $T = 1.5 \text{ К}$ при концентрации двумерных электронов $n = 2.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Методом оптической литографии из структуры размером $4 \times 4 \text{ мм}^2$ был изготовлен образец, включающий в себя одновременно холловский мостик и копланарный волновод, напыленный поверх мезы над двумерным электронным газом. Расстояние между потенциальными контактами холловского мостика составляло 200 мкм при ширине мостика 100 мкм. Копланарный волновод [13] является разновидностью полосковой линии и состоит из нанесенной на подложку (в нашем случае – GaAs/AlGaAs гетероструктуру) узкой центральной металлической полоски, находящейся между двумя широкими заземленными плоскими электродами (рис.1). Длина копланарного волновода составляла $d = 800 \text{ мкм}$,

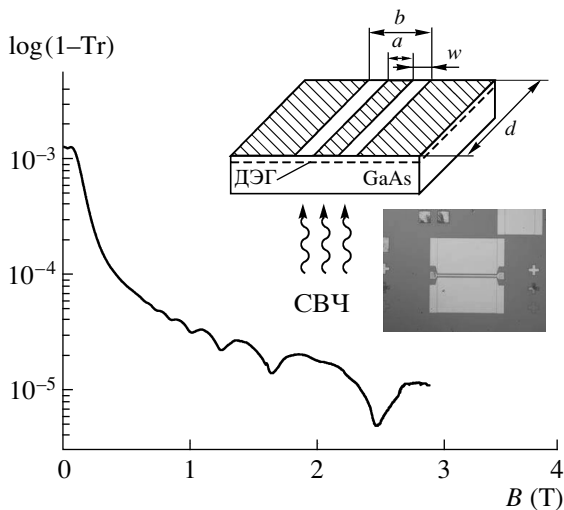


Рис.1. Зависимость пропускания копланарного волновода на частоте $f_0 = 700 \text{ МГц}$ от магнитного поля в отсутствие микроволнового облучения образца при температуре 1.6 К. Коэффициент пропускания Tr нормирован таким образом, что $Tr = 1$ соответствует распространению ВЧ сигнала без затухания. На вставке приведено схематическое изображение и фотография копланарного волновода на поверхности образца

ширина центральной полоски $a = 22 \text{ мкм}$, расстояние между боковыми электродами $b = 52 \text{ мкм}$. Параметры волновода были подобраны таким образом,

чтобы его характеристический импеданс составлял $Z_0 = 50 \text{ Ом}$.

Образец неподвижно закреплялся на торце прямоугольного волновода тракта сечением $7 \times 3.5 \text{ мм}^2$ и погружался в гелиевый криостат внутрь сверхпроводящего соленоида. Магнитное поле было направлено перпендикулярно плоскости образца. Образец через волновод облучался микроволновым излучением в частотном диапазоне от 40 до 80 ГГц при входной мощности в тракт, не превышающей 100 мВт. При измерениях по транспортной методике через холловский мостик пропускался переменный ток 1 мкА с частотой 40 Гц, и на этой же частоте осуществлялось синхронное детектирование сопротивления между потенциальными контактами. При измерениях по бесконтактной методике копланарный волновод с помощью 50-омных коаксиальных кабелей подключался между генератором высокочастотного (ВЧ) измерительного сигнала ($f_0 = 0 \div 2000 \text{ МГц}$) и детектором, в качестве которого был использован диод Шоттки, размещенный вне криостата. Мощность генератора составляла 10 мкВт и модулировалась с частотой 210 Гц, после чего осуществлялось синхронное детектирование сигнала на детекторе.

При прохождении ВЧ сигнала вдоль копланарной линии основные потери мощности происходят за счет разогрева ДЭС электрическим полем, сосредоточенным в щелях копланарного волновода. В таком случае коэффициент пропускания копланарного волновода описывается следующим выражением [14]:

$$Tr = \exp\left(-\frac{Z_0 \operatorname{Re}(\sigma_{xx})d}{w}\right), \quad (2)$$

где $w = (b-a)/2$ – ширина щелей между центральным проводником и боковыми заземленными электродами. Это выражение справедливо при условии малости поперечных размеров a и b по сравнению с длиной волны ВЧ сигнала, а также при условии малости расстояния от ДЭС до нанесенного на поверхность гетероструктуры волновода. Таким образом, из коэффициента пропускания копланарной линии можно найти проводимость ДЭС σ_{xx} . Однако для определения сопротивления ДЭС ρ_{xx} этого недостаточно. Как известно, для случая двумерного электронного газа связь компонент тензоров проводимости и сопротивления дается выражением

$$\sigma_{xx} = \frac{\rho_{xx}}{\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2}. \quad (3)$$

В интересующем нас диапазоне магнитного поля $\rho_{xy}^2 \gg \rho_{xx}^2$, так что

$$\rho_{xx} \approx -\rho_{xy}^2 \frac{w \ln Tr}{Z_0 d}. \quad (4)$$

В дальнейшем для расчетов ρ_{xx} по бесконтактной методике мы будем использовать выражение (4).

Нами была проведена проверка бесконтактной методики на примере измерения осцилляций Шубникова-де Гааза в отсутствие микроволнового излучения. На рис.1 представлена магнитолевая зависимость коэффициента пропускания копланарного волновода Tr , при этом частота ВЧ сигнала составляла $f_0 = 700$ МГц. Из рис.2а следует, что экспериментальная зависимость $\rho_{xx}(B)$ (нижняя кривая), полученная стандартной контактной транспортной методикой, хорошо согласуется с результатами бесконтактных измерений (верхняя кривая). Количественное отличие этих измерений объясняется неточным описанием пропускания копланарного волновода формулой (2) и в проявлении эффектов электронной локализации [14] при бесконтактных измерениях. При увеличении частоты высокочастотного сигнала происходит резкое уменьшение длины локализации, что приводит к уменьшению щели подвижности между уровнями Ландау. Поэтому при повышении частоты перестают разрешаться уровни Ландау с большими номерами. Следует заметить, что бесконтактная методика позволяет разрешить даже спиновые особенности в ρ_{xx} . На рис.2b показаны типичные экспериментальные зависимости магнитосопротивления ρ_{xx} при непрерывном микроволновом облучении частотой $f = 79$ ГГц. Зависимости были получены с использованием стандартной транспортной методики. Пунктирной линией на рисунке показан сигнал магнитосопротивления без СВЧ излучения. Видно, что в малых магнитных полях наблюдаются хорошо ранее изученные $1/B$ -периодические осцилляции и состояния нулевого сопротивления. Однако на кривой ρ_{xx} (рис.2b), полученной бесконтактной методикой, можно заметить лишь слабые особенности при значениях магнитного поля, не соответствующих экстремумам транспортных осцилляций магнитосопротивления. В дальнейшем мы покажем, что пики в бесконтактном сигнале магнитосопротивления соответствуют разогреву ДЭС за счет возбуждения объемных магнитоплазменных возбуждений. Измеряемое пропускание копланарной линии на частоте $f_0 = 700$ МГц при непрерывном облучении ДЭС микроволновым излучением представлено на вставке к рис.2а (сплошная кривая). Конечное пропускание линии в нулевом магнитном поле обусловлено прямой передачей мощности между подводющим и отводящим коаксиальными кабелями. В сигнале

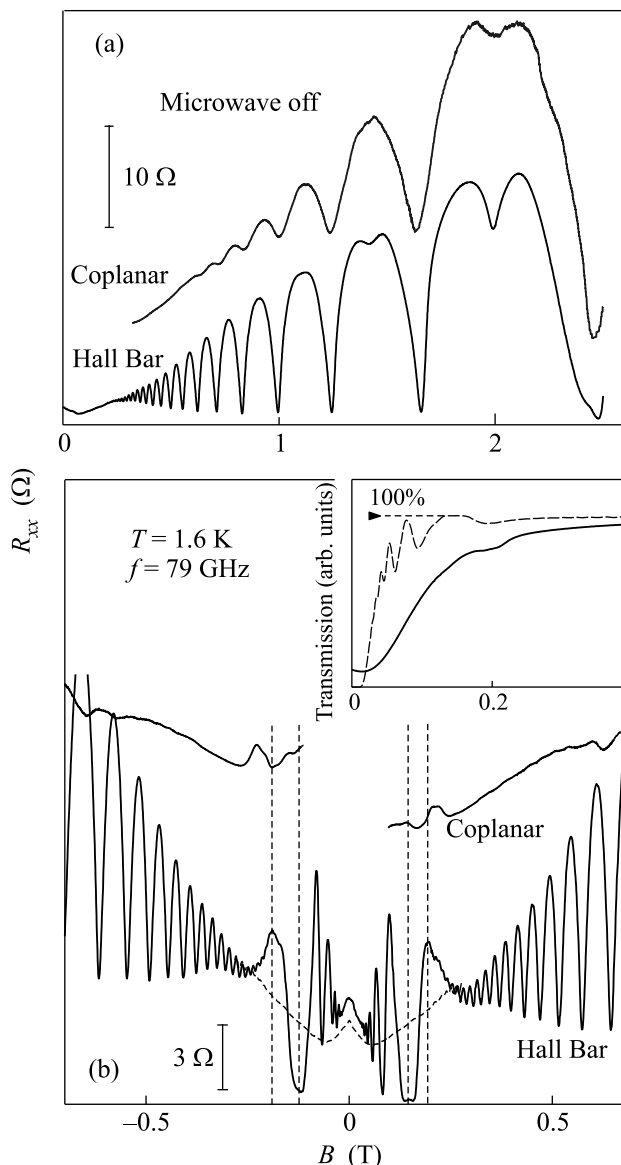


Рис.2. (а) Магнитолевые зависимости сопротивления ДЭС в отсутствие микроволнового облучения, полученные при помощи контактной (нижняя кривая) и бесконтактной (верхняя кривая) методик. (б) Зависимости магнитосопротивления ДЭС в условиях микроволнового облучения, полученные при помощи контактной (нижняя сплошная кривая) и бесконтактной (верхняя сплошная кривая) методик. Для сравнения приведена зависимость магнитосопротивления ДЭС в отсутствие микроволнового облучения (пунктирная кривая). На вставке сплошная линия соответствует коэффициенту пропускания копланарного волновода, измеренному экспериментально, пунктирная кривая получена расчетом с использованием результатов контактных измерений

пропускания хорошо заметен минимум, отвечающий магнитоплазменному резонансу. Пунктирной

линией показан сигнал пропускания, пересчитанный согласно (2) из транспортных зависимостей $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$. Между двумя функциями пропускания в районе малых магнитных полей наблюдается существенное различие.

Для проверки магнитоплазменной природы пиков в магнитосопротивлении, наблюдаемых при бесконтактных измерениях, было исследовано поведение этих пиков при изменении температуры ДЭС и мощности микроволнового излучения. На рис.3а приведены кривые ρ_{xx} для температур $T = 1.6$ К и $T = 4.2$ К, полученные транспортной методикой при непрерывном СВЧ облучении частотой $f = 79$ ГГц. На рисунке также представлены две кривые для различных значений мощности СВЧ облучения $P = 10$ мВт и $P = 60$ мВт, полученные при $T = 1.6$ К и $f = 57$ ГГц. Видно, что как повышение температуры от 1.6 К до 4.2 К, так и увеличение мощности микроволнового облучения разрушают состояния нулевого сопротивления. Индуцированные осцилляции магнитосопротивления также претерпевают существенные искажения – их амплитуда уменьшается и становится невозможным различить более двух пиков магнитосопротивления, тогда как при $T = 1.6$ К и $P = 10$ мВт наблюдается пять отчетливых фотоиндуцированных пиков магнитосопротивления. В то же время, как показано на рис.3б, особенности, наблюдаемые в бесконтактных измерениях, практически не меняются с температурой и существенно усиливаются с увеличением мощности микроволнового облучения. Эти свойства убедительно показывают, что наблюдаемые в бесконтактных измерениях пики не могут быть связаны с индуцированными осцилляциями магнитосопротивления, а имеют магнитоплазменную природу. Магнитополевая зависимость положения пиков при различных частотах СВЧ излучения показана на вставке к рис.3б. В больших магнитных полях магнитоплазменная мода практически совпадает с циклотронным резонансом. Это вызвано тем, что плазменная частота экранированного плазмона с волновым вектором, соответствующим размеру структуры, мала по сравнению с циклотронной частотой [12].

Таким образом, в настоящей работе развита бесконтактная методика исследования фотоиндуцированных эффектов в магнитосопротивлении ДЭС. При помощи разработанной методики показано, что наблюдаемые в транспортных измерениях фотоиндуцированные осцилляции магнитосопротивления не проявляются в бесконтактных измерениях. Полученные экспериментальные результаты показывают, что в образовании фотоиндуцированных осцилляций

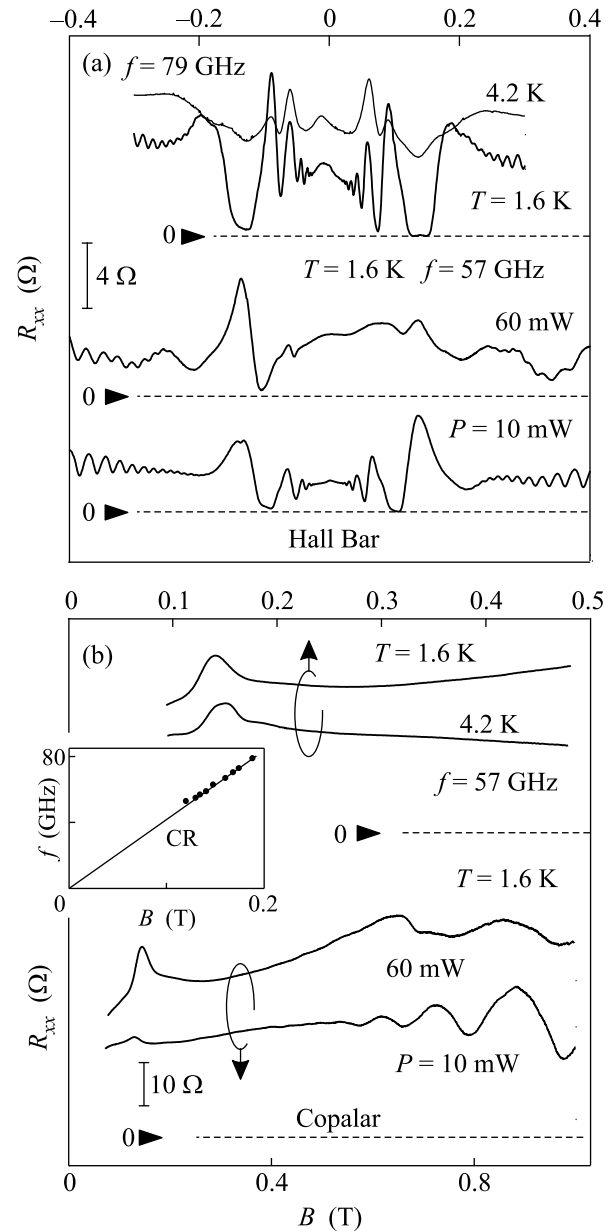


Рис.3. (а) Магнитополевые зависимости сопротивления ДЭС, полученные при помощи контактной методики при микроволновом облучении, для двух значений температуры образца $T = 4.2$ К и 1.6 К (верхние кривые) и для двух различных значений мощности микроволнового излучения $P = 10$ мВт и 60 мВт (нижние кривые). (б) Магнитополевые зависимости сопротивления ДЭС, полученные при помощи бесконтактной методики при аналогичных значениях температуры и мощности СВЧ. На вставке к рисунку показана магнитодисперсия наблюдаемой плазменной моды

магнитосопротивления важную роль играют приконтактные и/или краевые области ДЭС, в которых имеется сильный градиент потенциала.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, DFG, INTAS и Федерального агентства по науке и инновациям РФ.

1. M. A. Zudov, R. R. Du, J. A. Simmons et al., *Phys. Rev. B* **64**, 201311 (2001).
2. P. D. Ye, L. W. Engel, D. C. Tsui et al., *Appl. Phys. Lett.* **79**, 2193 (2001).
3. R. G. Mani, J. H. Smet, K. von Klitzing et al., *Nature* **420**, 646 (2002).
4. M. A. Zudov, R. R. Du, L. N. Pfeiffer et al., *Phys. Rev. Lett.* **90**, 046807 (2003).
5. S. I. Dorozhkin, J. H. Smet, V. Umansky et al., *Phys. Rev. B* **71**, 201306 (2005).
6. C. L. Yang, M. A. Zudov, T. A. Knuttila et al., *Phys. Rev. Lett.* **91**, 096803 (2003).
7. А. А. Быков, Письма в ЖЭТФ **87**, 638 (2008).
8. А. А. Быков, Д. Р. Исламов, А. В. Горан и др., Письма в ЖЭТФ **86**, 891 (2007).
9. S. A. Studenikin, M. Potemski, A. S. Sachrajda et al., *arXiv:cond-mat/0404411v2* (2004).
10. J. H. Smet, B. Gorshunov, C. Jiang et al., *Phys. Rev. Lett.* **95**, 116804 (2005).
11. М. Я. Азбель, Э. А. Канер, ЖЭТФ **32**, 896 (1956).
12. I. V. Kukushkin, V. M. Muravev, J. H. Smet et al., *Phys. Rev. B* **73**, 113310 (2006).
13. C. P. Wen, *IEEE Trans. Microwave Theory and Appl.* **17**, 1087 (1969).
14. L. W. Engel, D. Shahar, C. Kurdak et al., *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2638 (1993).