

Перенормировка эффективной массы электрона, задающей период индуцированных микроволновым излучением осцилляций сопротивления, в ZnO/MgZnO гетеропереходах

А. В. Щепетильников¹⁾, Ю. А. Нефёдов, А. А. Дремин, И. В. Кукушкин

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 19 апреля 2018 г.

После переработки 3 мая 2018 г.

Явление индуцированных микроволновым излучением осцилляций магнетосопротивления было изучено в серии ZnO/MgZnO гетеропереходов, характеризующихся различной плотностью двумерных электронов n . Было обнаружено, что эффективная масса электрона m^* , определенная по периоду индуцированных микроволновым излучением осцилляций магнетосопротивления, существенно зависит от параметра n . При больших значениях n величина m^* стремится к эффективной массе электрона в объемном ZnO, а при малых n масса m^* значительно возрастает и становится существенно больше циклотронной массы электрона. Полученные экспериментальные результаты явно указывают на существенное влияние эффектов электрон-электронного взаимодействия на явление индуцированных микроволновым излучением осцилляций магнетосопротивления.

DOI: 10.7868/S0370274X1812007X

Обнаруженное около 20 лет назад [1] явление индуцированных микроволновым излучением осцилляций магнетосопротивления двумерного электронного газа до сих пор привлекает к себе повышенное внимание. Дело в том, что несмотря на достигнутый в последнее время значительный прогресс в понимании данного физического эффекта [2–11], целый ряд экспериментальных фактов не укладывается в существующие теории. Важнейшими из них являются независимость амплитуды осцилляций от степени циркулярной поляризации микроволнового излучения, падающего на образец [12], а также существенное отличие эффективной массы, задающей период осцилляций, от циклотронной [13–15]. Оба указанных утверждения были получены в ходе изучения микроволнового отклика двумерной электронной системы, образующейся в GaAs/AlGaAs гетероструктурах высокого качества. Крайне важно определить, носят ли описанные особенности данного эффекта универсальный характер, или же они зависят от характера конкретной материальной системы. Например, в недавней работе [16], объектом изучения которой являлся газ двумерных электронов, образующийся на поверхности жидкого гелия, была продемонстрирована сильная зависимость амплитуды осцилляций магнетосопротивления от степени циркулярной поляризации микроволнового излуче-

ния. Данное наблюдение дает ключ к разрешению первого из описанных противоречий.

Экспериментальному изучению второй из описанных особенностей индуцированных микроволновым излучением осцилляций магнетосопротивления в принципиально новых ZnO/MgZnO гетероструктурах и посвящена данная работа. В рамках данной статьи была измерена зависимость эффективной массы, задающей период индуцированных микроволновым излучением осцилляций магнетосопротивления, от плотности двумерных электронов в таких материальных системах, а получившиеся массы соотнесены с соответствующими циклотронными массами.

Фундаментальным отличием ZnO/MgZnO гетеропереходов от стандартных GaAs/AlGaAs гетероструктур является значительно возросшая эффективная масса электронов ($m^* \approx 0.3 m_0$), а вместе с тем, доминирование характерной кулоновской энергии электрон-электронного взаимодействия над кинетической энергией электронов и существенно возросшая роль эффектов электрон-электронного взаимодействия [17, 18]. Индуцированные микроволновым излучением осцилляции магнетосопротивления уже наблюдались в подобного рода материальных системах [19].

Эксперименты проводились на серии ZnO/MgZnO гетеропереходов сходной архитектуры, но с различной плотностью двумерных электронов от $4.7 \cdot 10^{11}$ до $23.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Подвижность образцов

¹⁾e-mail: shchepetilnikov@issp.ac.ru

зависела от плотности двумерных электронов и лежала в пределах от около 10^4 до 10^5 см²/Вс. Посредством фотолитографии на образцах были сформированы диски Корбино с внутренним диаметром 0.5 мм и внешним 1 мм. Образцы помещались в полтораградусную камеру криостата, эксперименты проводились при температуре 1.5 К и в магнитных полях до 10 Т. Излучение с частотой от 30 до 140 ГГц доставлялось до образца по сверхразмерному волноводу. В качестве источников излучения использовались генератор KU -диапазона и сопряженные с ним блоки умножения частоты. В ходе всех экспериментов частота сверхвысокочастотного (СВЧ) излучения поддерживалась постоянной, а разворачивалось магнитное поле.

При облучении образцов, выполненных в виде дисков Корбино, электромагнитным излучением СВЧ диапазона их продольная проводимость G демонстрировала хорошо разрешимые осцилляции, периодические по величине обратного магнитного поля:

$$-\delta G/G \sim \sin(2\pi\varepsilon + \varphi). \quad (1)$$

Здесь δG – индуцированный высокочастотным полем вклад в проводимость образца, а $\varepsilon = \omega/\omega_c^*$, где ω – частота микроволнового излучения, а $\omega_c^* = \frac{eB}{m^*}$. Эффективная масса m^* задает период осцилляций и может быть измерена с высокой точностью.

Индуцированный микроволновым полем вклад в проводимость образца измерялся посредством методики двойного синхронного детектирования. Для этого по образцам пропускался переменный ток с частотой $f_{ac} \sim 1.5$ кГц и амплитудой $I_{RMS} \sim 1$ мкА. СВЧ излучение, падающее на образец, амплитудно модулировалось на частоте $f_{mod} \sim 30$ Гц. Первый синхронный детектор был настроен на частоту переменного тока и измерял сигнал, пропорциональный сопротивлению образца $\sim 1/G$. Второй синхронный детектор брал сигнал с выхода первого, был настроен на частоту модуляции СВЧ, т.е. измерял добавку $\sim \delta \frac{1}{G}$ к сопротивлению, вызванную СВЧ излучением. На рисунке 1а приведена типичная зависимость $-\delta G/G$ от магнитного поля, полученная при частоте СВЧ излучения в 140 ГГц. Концентрация двумерных электронов составляла $n = 9.6 \cdot 10^{11}$ см⁻². Температура эксперимента составляла 1.5 К.

Точное измерение эффективной массы, задающей период индуцированных микроволновым излучением осцилляций магнетосопротивления, возможно после того, как установлена фаза φ осцилляций. Как правило, величина φ равна нулю, что соответствует положению экстремумов осцилляций в $\varepsilon = n \pm 1/4$,

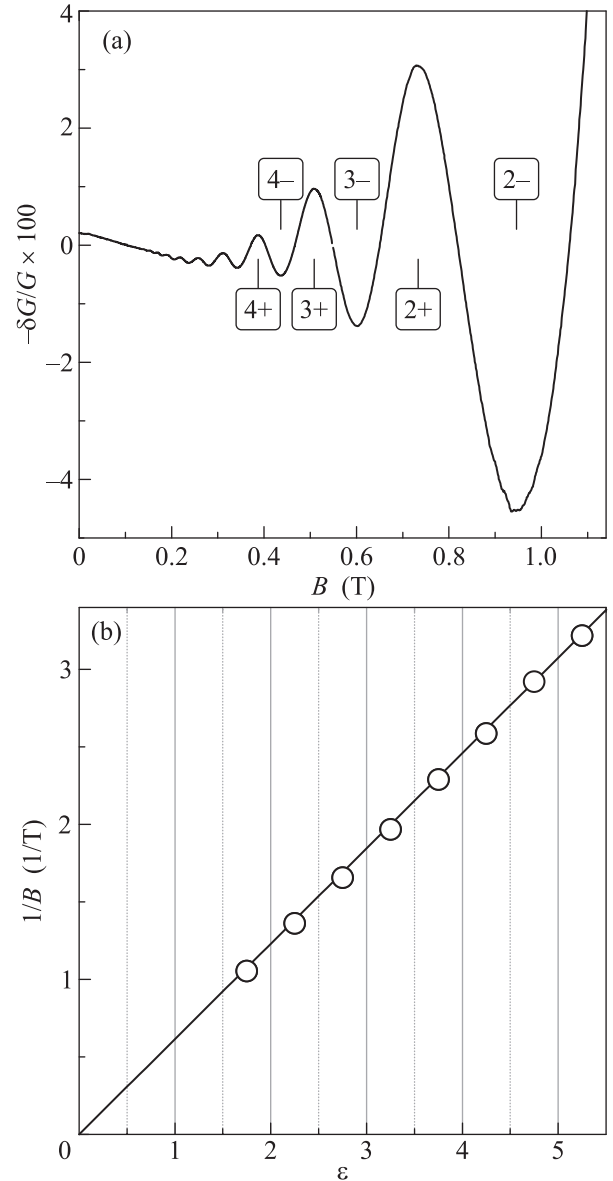


Рис. 1. (а) – Типичная зависимость величины $-\delta G/G$ от магнитного поля, измеренная при частоте СВЧ излучения в 140 ГГц. Концентрация двумерных электронов составляла $n = 9.6 \cdot 10^{11}$ см⁻². Температура образца была 1.5 К. (б) – Зависимость обратного магнитного поля, отвечающего экстремумам осцилляций, от величины ε . Частота СВЧ-излучения составляла 140 ГГц. Минимуму и максимуму n -й осцилляции отвечают значения $\varepsilon = n - 1/4$ и $\varepsilon = n + 1/4$ соответственно

где n – натуральное число. Для того, чтобы убедиться, что осцилляции имеют нулевую фазу, была построена зависимость обратного магнитного поля, отвечающего экстремумам осцилляций, от ε при различных частотах СВЧ облучения на всех образцах. При этом минимуму и максимуму n -й осцилля-

ции отвечают величины $\varepsilon = n - 1/4$ и $\varepsilon = n + 1/4$ соответственно. Типичный пример такой зависимости, полученной при частоте микроволнового излучения в 140 ГГц на образце с плотностью электронов $n = 9.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при $T = 1.5 \text{ К}$, приведен на рис. 1б. Определение положения экстремумов, соответствующих $n = 1$, чрезвычайно затруднено наличием осцилляций Шубникова–де Гааза, как следствие, первая осцилляция была исключена из дальнейшего анализа. Оказалось, что все полученные зависимости представляют собой прямые линии, проходящие через начало координат. Данное экспериментальное наблюдение подтверждает тот факт, что $\varphi = 0$ для всех исследованных образцов.

Зависимость эффективной массы от плотности двумерных электронов была определена следующим образом. Для каждого из исследованных образцов были измерены положения по магнитному полю B экстремумов осцилляций при различных частотах СВЧ излучения f . Полученные дисперсии $f(B)$ аппроксимировались зависимостями $f = (n + 1/4)eB/2\pi m^*$ для максимума и $f = (n - 1/4)eB/2\pi m^*$ для минимума n -й осцилляции в полном соответствии с формулой (1) с учетом нулевого значения фазы φ . Эффективная масса m^* являлась единственным свободным параметром, использовавшимся при аппроксимации магнетодисперсий экстремумов всех осцилляций для каждого конкретного образца, и, таким образом, могла быть определена с высокой точностью. Типичные дисперсии $f(B)$, полученные на гетеропереходе с концентрацией $n = 9.6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, с соответствующими линейными аппроксимациями показаны на рис. 2.

Итоговая зависимость эффективной массы от плотности двумерных электронов приведена на рис. 3 (квадраты). На том же графике показаны зависимости циклотронной массы, извлеченной из магнетополевой дисперсии плазменного возбуждения при больших магнитных полях [17] (кружки), а также ферми-жидкостная масса квазичастиц [18] (ромбы). Циклотронная масса стартует с величины $0.28 m_0$, соответствующей объемному полупроводнику ZnO, и растет с увеличением плотности электронов n . Напротив, масса, задающая период осцилляций магнетосопротивления, значительно возрастает с уменьшением n и достигает объемного значения только при больших n . Такое поведение аналогично зависимости ферми-жидкостной массы квазичастиц от плотности электронов [18] и явно указывает на существенную перенормировку эффективной массы электрона m^* , задающей период индуцированных микроволновым излуче-

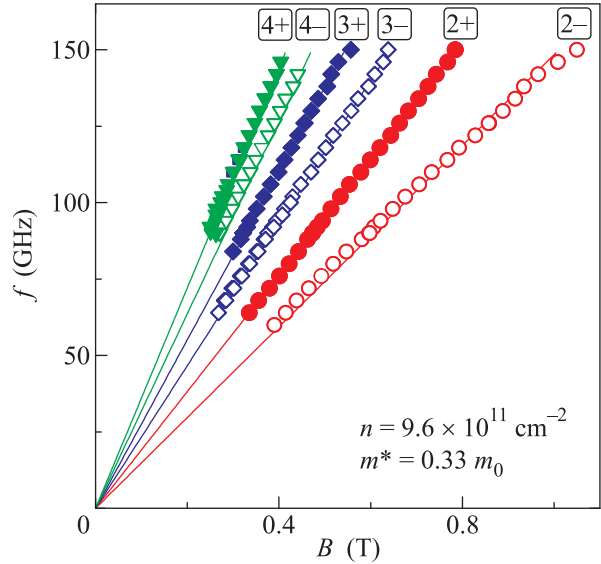


Рис. 2. (Цветной онлайн) Типичные дисперсии $f(B)$, полученные на гетеропереходе с концентрацией $n = 9.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, минимумов и максимумов осцилляций от частоты СВЧ излучения. Сплошные линии представляют собой линейную аппроксимацию согласно $f = (n \pm 1/4)eB/2\pi m^*$, получившееся при этом значение массы составляет $m^* = 0.33 m_0$. Температура образца была 1.5 К

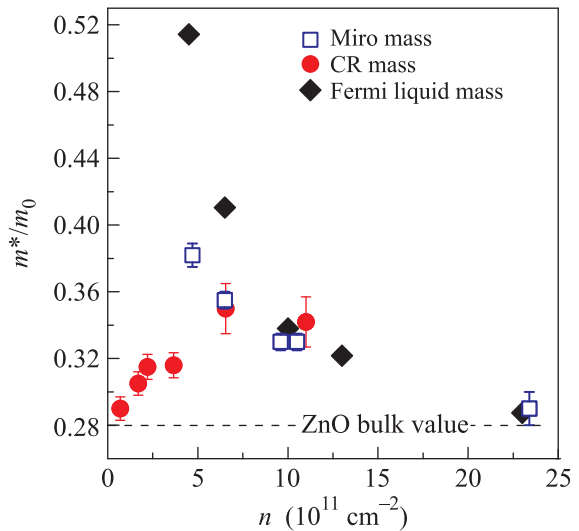


Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимости эффективной массы, вычисленной по периоду индуцированных микроволновым излучением осцилляций магнетосопротивления (пустые квадраты), циклотронной массы [17] (заполненные круги), а также ферми жидкостной массы [18] (заполненные ромбы) от плотности двумерных электронов

нием осцилляций магнетосопротивления, за счет электрон-электронного взаимодействия. При ма-

лых n величина m^* превосходит циклотронную, а при больших n – становится меньше нее. Подобное поведение аналогично тому, что наблюдалось в GaAs/AlGaAs квантовых ямах [14].

В заключение, индуцированные микроволновым излучением осцилляции магнетосопротивления были изучены в серии ZnO/MgZnO гетеропереходов сходной архитектуры, но характеризующихся различной плотностью двумерных электронов n . Эффективная масса электрона m^* , определенная по периоду индуцированных микроволновым излучением осцилляций магнетосопротивления, существенно зависела от величины n . При больших значениях n величина m^* стремится к эффективной массе электрона в объемном ZnO, а при малых n масса m^* значительно возрастает и становится существенно больше циклотронной массы электрона. Подобное поведение соответствует тому, что наблюдалось в GaAs/AlGaAs квантовых ямах, и явно указывает на перенормировку эффективной массы электрона, задающей период осцилляций магнетосопротивления индуцированных микроволновым излучением.

Работа была выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (грант # 14-12-00599). Авторы благодарны J. Falson за предоставленные для исследования гетероструктуры.

1. M. A. Zudov, R. R. Du, L. N. Pfeiffer, J. A. Simmons, and J. L. Reno Phys. Rev. B **64**, 201311 (2001).
2. A. C. Durst, S. Sachdev, N. Read, and S. M. Girvin, Phys. Rev. Lett. **91**, 086803 (2003).
3. X. L. Lei and S. Y. Liu, Phys. Rev. Lett. **91**, 226805 (2003).
4. M. G. Vavilov and I. L. Aleiner, Phys. Rev. B **69**, 035303 (2004).
5. S. I. Dorozhkin, JETP Lett. **77** 577 (2003).
6. I. A. Dmitriev, A. D. Mirlin, and D. G. Polyakov, Phys. Rev. Lett. **91**, 226802 (2003).
7. I. A. Dmitriev, M. G. Vavilov, I. L. Aleiner, A. D. Mirlin, and D. G. Polyakov, Phys. Rev. B **71**, 115316 (2005).
8. A. D. Chepelianskii and D. L. Shepelyansky, Phys. Rev. B **80**, 241308(R) (2009).
9. O. V. Zhirov, A. D. Chepelianskii, and D. L. Shepelyansky, Phys. Rev. B **88**, 035410 (2013).
10. S. A. Mikhailov, Phys. Rev. B **83**, 155303 (2011).
11. Y. M. Beltukov and M. I. Dyakonov, Phys. Rev. Lett. **116**, 176801 (2016).
12. T. Herrmann, I. A. Dmitriev, D. A. Kozlov, M. Schneider, B. Jentzsch, Z. D. Kvon, P. Olbrich, V. V. Bel'kov, A. Bayer, D. Schuh, D. Bougeard, T. Kuczmik, M. Oltcher, D. Weiss, and S. D. Ganichev, Phys. Rev. B **94**, 081301(R) (2016).
13. A. T. Hatke, M. A. Zudov, J. D. Watson, M. J. Manfra, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, Phys. Rev. B **87**, 161307(R) (2013).
14. A. V. Shchepetilnikov, D. D. Frolov, Yu. A. Nefyodov, I. V. Kukushkin, and S. Schmult, Phys. Rev. B **95**, 161305(R) (2017).
15. X. Fu, Q. A. Ebner, Q. Shi, M. A. Zudov, Q. Qian, J. D. Watson, and M. J. Manfra, Phys. Rev. B **95**, 235415 (2017).
16. A. A. Zadorozhko, Yu. P. Monarkha, and D. Konstantinov, Phys. Rev. Lett. **120**, 046802 (2018).
17. V. E. Kozlov, A. B. Van'kov, S. I. Gubarev, I. V. Kukushkin, V. V. Solovyev, J. Falson, D. Maryenko, Y. Kozuka, A. Tsukazaki, M. Kawasaki, and J. H. Smet, Phys. Rev. B **91**, 085304 (2015).
18. V. V. Solovyev and I. V. Kukushkin, Phys. Rev. B **96**, 115131 (2017).
19. A. V. Shchepetilnikov, Yu. A. Nefyodov, and I. V. Kukushkin, JETP Lett. **102**, 811 (2015).