

31. Vavilov M G, Aleiner I L *Phys. Rev. B* **69** 035303 (2004)
32. Шикин В *Письма в ЖЭТФ* **77** 281 (2003)
33. Ryzhii V, Vyurkov V *Phys. Rev. B* **68** 165406 (2003)
34. Ryzhii V *Phys. Rev. B* **68** 193402 (2003)
35. Шамхалова Б С, Дисс. ... канд. физ.-мат. наук (М.: МФТИ, 1987)
36. Fitzgerald R *Phys. Today* **56** 24 (2003)
37. Ryzhii V, Suris R, Shchamkhalova B *Physica E* **22** 13 (2004)
38. Durst A C, Girvin S M *Science* **304** 1752 (2004)
39. Ryzhii V *Physica E* **24** 96 (2004)
40. Ryzhii V, Chaplik A, Suris R *Письма в ЖЭТФ* **80** 412 (2004)
41. Аронов А Г, Пикус Г Е *ЖЭТФ* **51** 281 (1966)
42. Тавгер Б А, Ерухимов М Ш *ЖЭТФ* **51** 528 (1966)
43. Yang C L et al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 076801 (2002)
44. Pokrovsky V L, Pryadko L P, Talapov A L *J. Phys.: Condens. Matter* **2** 1583 (1990)
45. Рыжий В И *ФТТ* **3** 1704 (1969)
46. Ando T, Fowler A B, Stern F *Rev. Mod. Phys.* **54** 437 (1982)
47. Dykman M I, Fang-Yen C, Lea M J *Phys. Rev. B* **55** 16249 (1997)
48. Dykman M I, Pryadko L P *Phys. Rev. B* **67** 235104 (2003)
49. Ерухимов М Ш *ФТТ* **3** 194 (1969)
50. Streda P, von Klitzing K J *J. Phys. C: Solid State Phys.* **17** L483 (1984)
51. Балев О Г *ФТТ* **32** 871 (1990)
52. Fowler A B et al. *Phys. Rev. Lett.* **16** 901 (1966)
53. Малов А Д, Рыжий В И *ФТТ* **14** 2048 (1972)
54. Keay B J et al. *Phys. Rev. Lett.* **75** 4102 (1995)
55. Dorozhkin S I et al., cond-mat/0409228
56. Mani R G, cond-mat/0410227
57. Du R R et al., cond-mat/0409409; to be publ. in *Int. J. Mod. Phys. B*

PACS numbers: 72.20. -i, 73.40. -e, 73.43.Qt

Фотоотклик в магнетопроводимости высокосовершенных двумерных электронных систем на облучение электромагнитными волнами миллиметрового диапазона

С.И. Дорожкин

1. Обзор современного состояния проблемы

В докладе сделан обзор современного состояния исследований фотоотклика в магнетопроводимости двумерных электронных систем с акцентом на экспериментальных особенностях этого явления, включая самые последние результаты, недавно появившиеся в архиве препринтов cond-mat, а также изложена модель фотоотклика, основывающаяся на неравновесной функции распределения электронов, которая может возникнуть в результате облучения. Высказана гипотеза возникновения состояний с близким к нулю магнетосопротивлением в результате быстрой релаксации инверсного по энергии распределения электронов, происходящей в пределах одного уширенного уровня Ландау.

Большой интерес к исследованию поведения магнетосопротивления высокосовершенных двумерных электронных систем в высокочастотном электромагнитном поле обусловлен открытием в 2002 г. [1] стимулированных излучением гигантских осцилляций магнетосопротивления (ГОМ) с близкими к нулю значениями сопротивления в основных минимумах (пример таких осцилляций приведен на рис. 1). Положение осцилляций в магнитном поле примерно соответствует положению гармоник циклотронного резонанса $\omega = n\omega_c^{(n)}$. Здесь ω — частота излучения, $n = 1, 2, 3, \dots$, $\omega_c^{(n)} = eH^{(n)}/m^*c$ — циклотронная частота в поле $H^{(n)}$ (m^* — эффективная

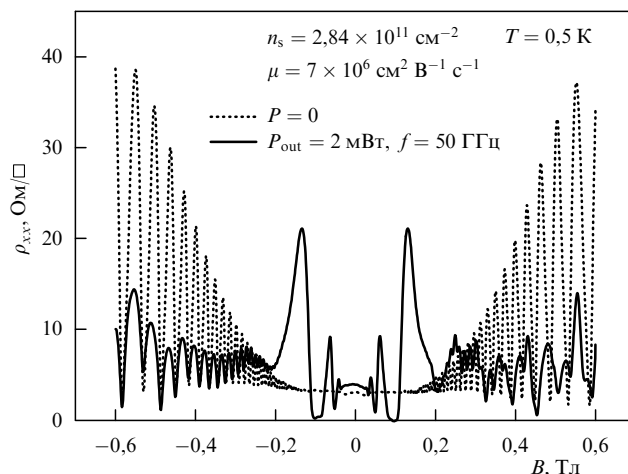


Рис. 1. Магнетосопротивление ρ_{xx} двумерной электронной системы около одиночного гетероперехода GaAs/AlGaAs в отсутствие (точечная кривая) и в присутствии (сплошная кривая) излучения частотой 50 ГГц. Параметры эксперимента указаны на рисунке. Мощность излучения здесь (2 мВт) и везде далее приведена для выхода из генератора.

масса электронов). Таким образом гигантские осцилляции магнетосопротивления оказываются периодическими по обратному магнитному полю. Существенным внешним отличием ГОМ от осцилляций Шубникова — де Гааза и квантового эффекта Холла является отсутствие, соответственно, осцилляций и квантованных плато в холловском сопротивлении, которое практически не меняется под облучением (рис. 2а). Наблюдение состояний с близким к нулю магнетосопротивлением послужило основанием для авторов работы [1] предположить возникновение сверхпроводимости в условиях эксперимента. Гигантские осцилляции и состояния с близким к нулю магнетосопротивлением почти одновременно наблюдались в работе [2] и через короткое время были воспроизведены в работе [3]. Надо сказать, что подобные ГОМ осцилляции фототока для двумерных систем, находящихся в квантующем магнитном поле, были предсказаны много лет назад в нелинейном по электрическому полю режиме [4], а позже это предсказание было распространено и на магнетосопротивление [5] (подробнее см. материалы доклада В.И. Рыжия в этом номере журнала). Так что сразу после опубликования работы [1], в общем, было понятно, что нет необходимости привлекать идею сверхпроводимости для объяснения этих экспериментов. В появившейся вскоре работе [6] были выполнены одновременные измерения диагональной ρ_{xx} и холловской ρ_{xy} компонент тензора магнетосопротивления, а также диссипативной компоненты σ_{xx} тензора магнетопроводимости, и было показано, что между компонентами этих тензоров выполняется обычная связь $\sigma_{xx} = \rho_{xx}/(\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2)$, так что в условиях эксперимента ($\rho_{xx} \ll \rho_{xy}$) в минимумах ГОМ к нулю одновременно идут величины магнетосопротивления ρ_{xx} и магнетопроводимости σ_{xx} . В результате сопротивление образцов геометрии Корбино (кольцо из двумерной системы с омическими контактами по внутренней и внешней окружностям), использовавшихся в экспериментах [6], в состояниях с близким к нулю значением ρ_{xx} , напротив, сильно возрастает (так как сопротивление образца геометрии Корбино пропорционально σ_{xx}^{-1}),

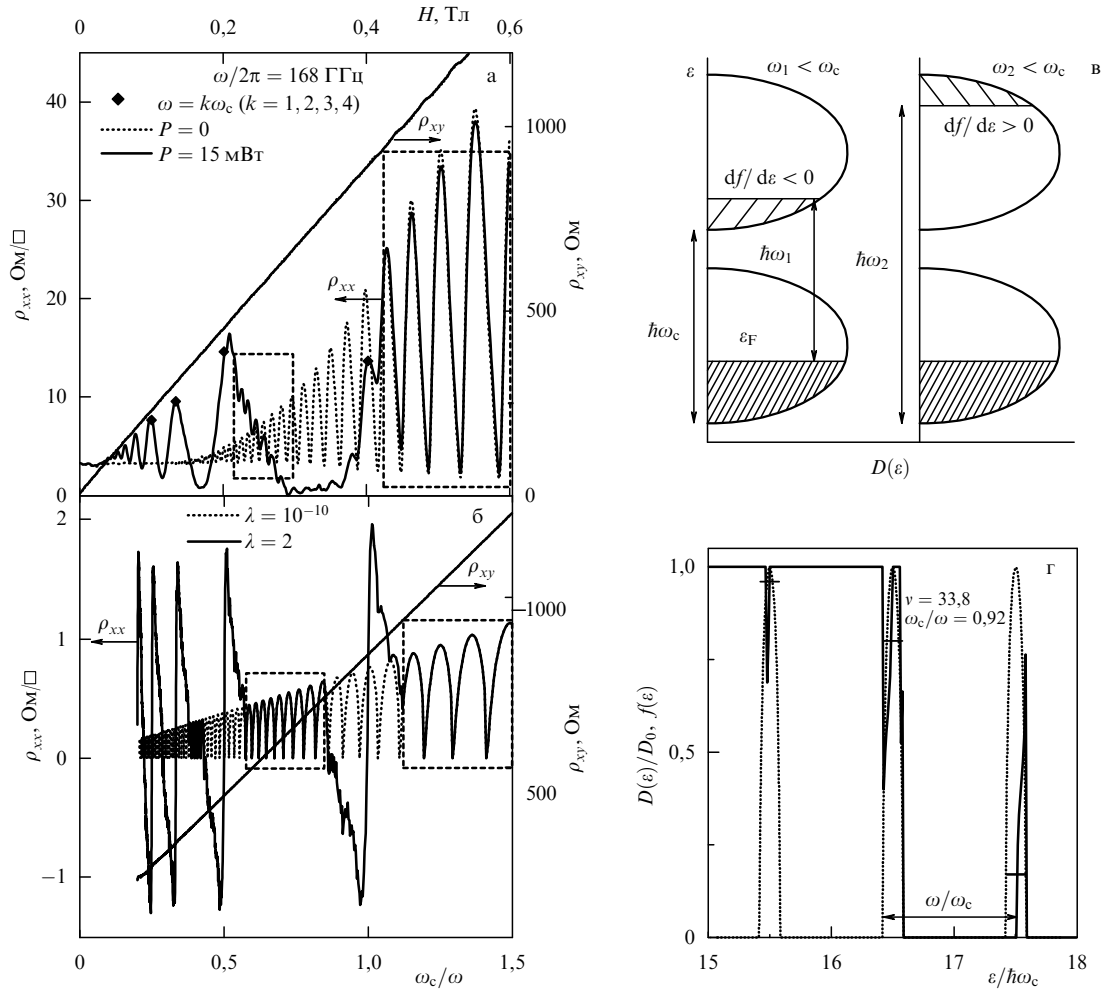


Рис. 2. Измеренные (а) и расчетные (б) зависимости удельного магнетосопротивления ρ_{xx} и холловского сопротивления ρ_{xy} от магнитного поля. Теоретические кривые на рис. б приведены как функция отношения ω_c/ω , пропорционального магнитному полю. Точечные кривые на обоих рисунках соответствуют отсутствию излучения. Точечные и сплошные кривые для холловского сопротивления на обоих рисунках практически неразличимы. Сплошные кривые на рис. а измерены под облучением частотой 168 ГГц и мощностью 15 мВт. Штриховыми линиями на обоих рисунках выделены области малой чувствительности амплитуды осцилляций Шубникова–де Гааза к излучению. Сплошные расчетные кривые на рис. б получены по формулам [20] для длиннопериодных флуктуаций потенциала и для следующих значений параметров: $\lambda = 2$, $\hbar\omega \approx 6,6 \times 10^{-2} \epsilon_F$, $\Gamma_n \approx 4,9 \times 10^{-3} \epsilon_F \approx 7,5 \times 10^{-2} \hbar\omega$, $\Gamma_n^{xx} \approx 0,15(\omega/\omega_c)^{1/2} \Gamma_n$. На рис. в схематически изображена плотность состояний полуэллиптической формы на уширенных уровнях Ландау, получающаяся в рамках самосогласованного борновского приближения. Редкой штриховкой выделены области частично заполненных состояний, возникающие в результате облучения. Густой штриховкой отмечены состояния под уровнем Ферми, полностью заполненные в отсутствие облучения. Стрелками обозначены переходы на края областей частично заполненных состояний для случаев $\omega_1 < \omega_c$ и $\omega_2 > \omega_c$, а также показана энергия циклотронного перехода $\hbar\omega_c$. На рис. г приведены плотность состояний на трех уровнях Ландау, ближайших к уровню Ферми (нормированная на ее максимальную величину $D_0 = 4N_0/\pi\Gamma_n$), а также неравновесная функция распределения $f(\epsilon)$, вычисленная для параметров, использованных при расчете кривых на рис. б и при значении $\omega_c/\omega \approx 0,918$, соответствующем $\nu = 33,8$ и $\epsilon_F/\hbar\omega_c \approx 16,56$. Величина ω/ω_c показана на рисунке стрелкой. Функция распределения под облучением отличается от равновесной только для трех показанных на рисунке уровней. Жирные горизонтальные отрезки представляют в пределах уровней Ландау гипотетическую функцию распределения, обеспечивающую нулевое магнетосопротивление.

что, очевидно, плохо согласуется с идеей сверхпроводимости. Появившиеся для объяснения ГОМ теоретические работы [7–9] основывались главным образом на идее [4] непрямых оптических переходов, сопровождающихся изменением импульса электрона за счет упругого рассеяния на примеси. Одновременно в работе автора [3] было предложено альтернативное объяснение этих осцилляций, основанное на неравновесном заполнении электронных состояний на уширенных за счет беспорядка уровнях Ландау. Эта идея была развита в работах [10, 11], где дополнительно был включен в рассмотрение эффект энергетической релаксации, что не привело к качественному изменению результатов (роль неравновесного распределения электронов кратко обсуждалась некоторыми из этих авторов в работе [12]). Однако все

эти подходы, правильно объясняя положение особых точек ГОМ (минимумов, максимумов и нулей фотоотклика), сами по себе оказались не в состоянии объяснить близкие к нулю значения магнетосопротивления в минимумах. Вместо этого все перечисленные теории давали отрицательные значения магнетосопротивления для основных минимумов ГОМ при достаточно большой интенсивности облучения (см., например, рис. 2б). Сейчас принято снимать это противоречие следующим образом: как хорошо известно [13], однородные состояния с отрицательным сопротивлением неустойчивы. В результате следует ожидать разбиения однородной системы на домены, такие, что при S-образном типе вольт-амперной характеристики однородного состояния сопротивление образца с доменами будет близко к

нулю (см., например, обзор [14]). Применительно к двумерным электронным системам под облучением и в условиях, когда холловская проводимость значительно превышает диссипативную, разбиение на домены впервые было рассмотрено в работе [15]. На основании всего сказанного выше следует признать, что одним из наиболее важных вопросов, стоящих сегодня перед экспериментаторами, является проверка идеи возникновения доменной структуры. Поиски такой структуры проводились автором данной работы, но успеха пока не имели. По-видимому, исследования в этом направлении ведутся и другими группами, однако сообщения о наблюдении доменов в настоящее время отсутствуют. Один сценарий возникновения состояний с близким к нулю магнетосопротивлением, альтернативный образованию доменной структуры, будет рассмотрен в конце этой статьи.

Положение ГОМ около гармоник циклотронного резонанса легко вписывается в картину одночастичного энергетического спектра в магнитном поле и является совершенно неожиданным фактом с точки зрения кол-

лективных мод в ограниченных образцах (объемных и краевых магнетоплазмонов), так как поглощение СВЧ-излучения для типичных параметров образцов, использовавшихся при исследованиях ГОМ, ожидается и наблюдается (см., например, работу [16] и ссылки в ней) на частотах, существенно отличающихся от частот циклотронного резонанса и его гармоник. Насколько известно автору, в настоящее время не существует ответа на вопрос, почему гигантские осцилляции магнетосопротивления доминируют в магнитотранспортных измерениях над эффектами, связанными с возбуждением коллективных мод.

Недавно было установлено [17, 18], что гигантское подавление магнетосопротивления вследствие облучения может наблюдаться не только в минимумах ГОМ, расположенных около гармоник циклотронного резонанса, но и (при сравнительно невысоких частотах облучения) в широкой области магнитных полей, где выполнено соотношение $\omega \ll \omega_c$ (рис. 3). В этой области однофотонные переходы между уровнями Ландау не

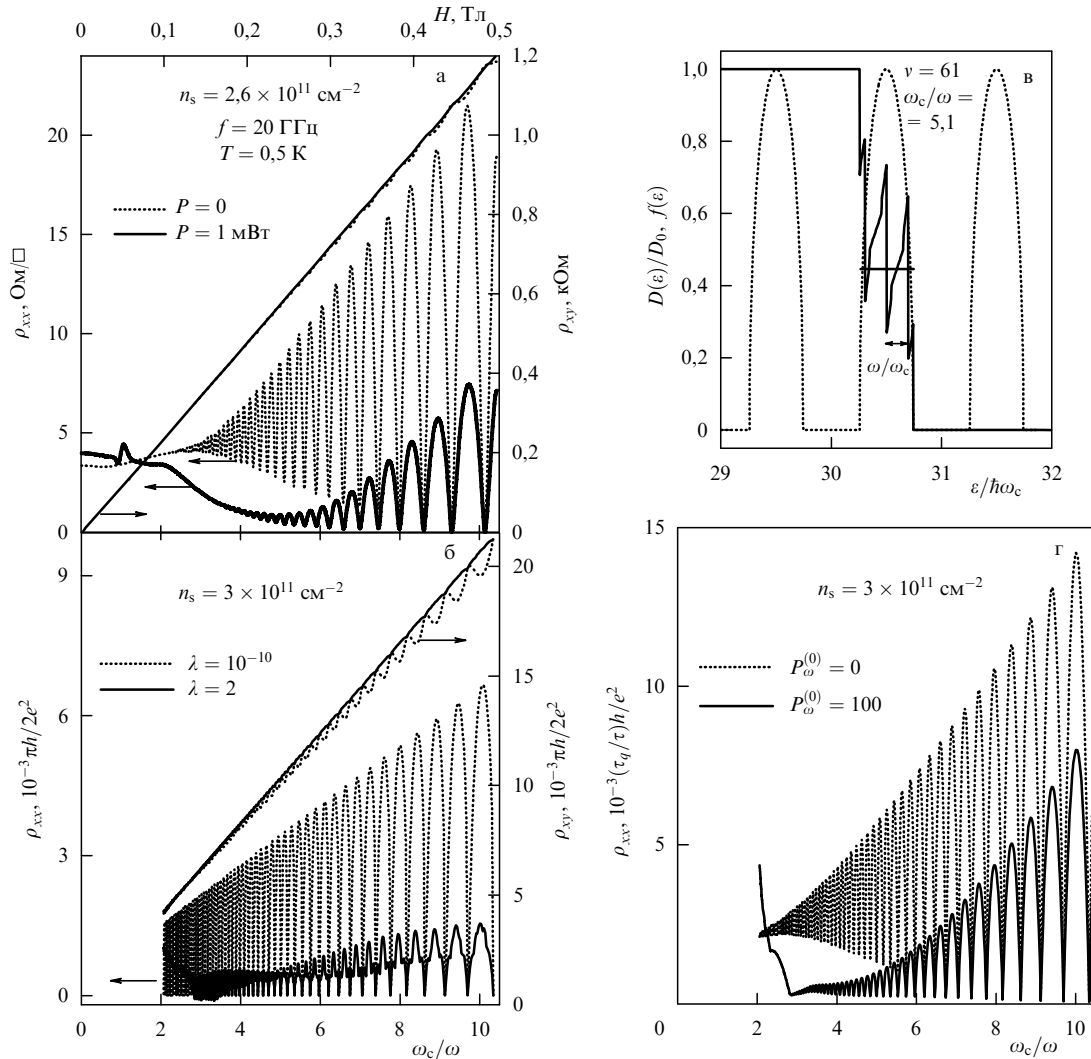


Рис. 3. Основные обозначения на этом рисунке совпадают с обозначениями рис. 2. (а) Экспериментальные зависимости $\rho_{xx}(H)$ и $\rho_{xy}(H)$, полученные для частоты облучения 20 ГГц. (б) Результаты вычислений для $\rho_{xx}(\omega_c/\omega)$ и $\rho_{xy}(\omega_c/\omega)$ в рамках модели [3] для случая короткопериодных флуктуаций потенциала и следующих значений параметров: $\hbar\omega \approx 6,6 \times 10^{-3} \epsilon_F$, $\Gamma_n/\hbar\omega_c \approx 0,55(\omega_c/\omega)^{-1/2}$, $\Gamma_n^{xx} = (n + 1/2)^{1/2} \Gamma_n$. (в) Плотность состояний и неравновесная функция распределения для случая переходов внутри уровня Ландау при $\omega_c/\omega \approx 5,1$, соответствующем $\nu = 61$ и $\epsilon_F/\hbar\omega_c \approx 30,5$. (г) Результаты расчета для конечной температуры $T \approx 4,0 \times 10^{-3} \epsilon_F$ из работы [17] для тех же значений параметров энергетического спектра и частоты, что и данные на рис. б.

происходят. Гигантское подавление магнетосопротивления также не сопровождается изменением холловского сопротивления (рис. 3а). Существенно, что магнетосопротивление может уменьшаться под влиянием облучения более чем на порядок величины, становясь значительно меньше значений в минимумах темновых осцилляций Шубникова – де Гааза. Оказалось, что расчет [17], основанный на неравновесной функции распределения, хорошо описывает и этот эффект (рис. 3б, г). В работе [17] также экспериментально обнаружено, что в определенных условиях амплитуда осцилляций Шубникова – де Гааза не меняется под влиянием облучения небольшой мощности. Этот эффект появляется пороговым образом по частоте облучения вблизи второй субгармоники $\omega_0 = \omega_c/2$ циклотронного резонанса на пороговой частоте ω_0 . Данный результат удастся объяснить количественно [17] как изменение режима индуцированных излучением переходов от междууровневых к переходам внутри уширенного уровня Ландау. При частотах излучения, меньших пороговой, и сравнительно большой мощности излучения вблизи второй субгармоники наблюдается дополнительный минимум гигантских осцилляций магнетосопротивления [1–3]. Представляется естественным связать появление этого минимума с двухфотонными процессами.

2. Характеристики гигантских осцилляций магнетосопротивления

Важным вопросом является точное положение особых точек (минимумов, максимумов и др.) гигантских осцилляций магнетосопротивления, которое нужно знать как для понимания этого явления, так и для его использования с целью измерения частоты электромагнитного излучения. Большинство теорий предсказывает существование только одного типа точек с хорошо определенным положением — точек, в которых фотоотклик отсутствует (т.е. магнетосопротивление не меняется в результате облучения). Эти точки, согласно теории, соответствуют циклотронному резонансу и его гармоникам. По-видимому, лучшие экспериментальные исследования этого вопроса выполнены в работе [19], в которой были проведены точные измерения величин магнитных полей, соответствующих особым точкам ГОМ. Из этих данных следует, что, действительно, наиболее характерной точкой осцилляций (в частности, практически не зависящей от мощности облучения) является точка вблизи положения циклотронного резонанса, в которой отсутствует влияние излучения на магнетосопротивление (см. рис. 1 и 2). Согласно результатам работы [19], эта точка сдвинута примерно на 2 % в сторону меньших магнитных полей от положения циклотронного резонанса, рассчитанного по известной величине эффективной массы электронов $m^* = 0,067m_0$ в GaAs. Сдвиг аналогичных точек от положений соответствующих гармоник циклотронного резонанса для ГОМ с большими номерами возрастает с номером осцилляции. Причина такого отличия от теоретических предсказаний скорее всего связана с неэквивалентностью проводимости по различным уровням Ландау (например, вследствие зависимости ширины уровня от его номера [20]). Положение минимумов ГОМ по магнитному полю сдвинуто в сторону более слабых, а максимумов — в сторону более сильных полей относительно положений циклотронного резонанса и его гармоник $\omega = n\omega_c$. Уве-

личение мощности излучения приводит к смещению максимумов и минимумов к положению гармоник (см., например, работу [3]).

Большой интерес представляют вид вольт-амперной характеристики и абсолютные значения магнетосопротивления в минимумах ГОМ. Как хорошо установлено (см., например, [1]), магнетосопротивление в минимумах быстро (примерно по активационному закону) падает при понижении температуры, однако практически все авторы сообщают о выходе магнетосопротивления при низких температурах на конечные значения. Наблюдавшееся при низких температурах уменьшение магнетосопротивления под влиянием облучения доходило до двух порядков величины. Сопrotивление в минимумах оказывается омическим в широком диапазоне измерительных токов (примерно до 80 мкА в работе [21]). Надо упомянуть также о наблюдении отрицательного напряжения на потенциальных контактах в минимумах ГОМ, о котором сообщалось в работе [22]. Этот эффект не воспроизводится при изменении знака магнитного поля и, по-видимому, связан с детектированием излучения на контактах, в котором могут принимать участие краевые магнетоплазмы [23]. Значительная асимметрия фотоотклика относительно знака магнитного поля наблюдается, в частности, и на рис. 1 при $|H| > 0,2$ Тл.

3. Проводимость в квантующих магнитных полях и роль беспорядка в гигантских осцилляциях магнетосопротивления

Существенным условием наблюдения ГОМ является высокая величина подвижности μ двумерных электронов, которая, как свидетельствуют все существующие данные, должна превышать значение $3 \times 10^6 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$. Фактически наблюдение гигантских осцилляций магнетосопротивления явилось развитием аналогичных работ [24, 25], выполненных на менее совершенных образцах, следствием чего были значительно меньшая амплитуда осцилляций и отсутствие состояний с близким к нулю магнетосопротивлением. Еще более ранние эксперименты [26], выполненные на образцах с подвижностью $1,2 \times 10^6 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$, продемонстрировали лишь одиночные особенности в магнетосопротивлении, расположенные около ожидаемых положений (зависящих от плотности двумерных электронов и размеров образцов) магнетоплазменных резонансов, существенно отличающихся от положений циклотронного резонанса или какой-либо его гармоник. Из описанной эволюции фотоотклика с изменением подвижности исследованных образцов, по-видимому, следует, что для наблюдения ГОМ требуются хорошо разрешенные уровни Ландау.

С другой стороны, очевидно, что для наблюдения гигантских осцилляций необходим беспорядок в системе двумерных электронов. Это обусловлено двумя фундаментальными причинами. Во-первых, положение ГОМ около гармоник циклотронного резонанса указывает на роль стимулированных излучением переходов между уровнями Ландау, номера которых отличаются более чем на единицу. В идеальных системах такие переходы запрещены правилами отбора, которые, однако, перестают работать при наличии беспорядка с пространственным масштабом, меньшим циклотронного радиуса. В связи с этим представляется важным обсудить ожидаемый характер случайного потенциала в исследованных образцах. Указанные выше подвижно-

сти, необходимые для наблюдения ГОМ, удастся получить только в селективно-легированных гетероструктурах GaAs/AlGaAs, в которых донорная примесь, поставляющая электроны в двумерную систему, отделена от двумерного слоя номинально нелегированным барьером (спейсером), типичная толщина которого d_s составляет около 800 Å. Широко принято мнение, что в таких структурах доминирующий рассеивающий потенциал возникает в результате флуктуаций концентрации заряженных доноров за спейсером, в результате чего минимальный пространственный размер флуктуаций потенциала в плоскости двумерной электронной системы $\lambda_{\min}$ оказывается примерно равным толщине спейсера. Верхний предел пространственного масштаба флуктуаций имеет порядок размера образца. Вследствие уменьшения циклотронного радиуса r_c при увеличении магнитного поля один и тот же случайный потенциал имеет короткопериодную составляющую ($r_c > \lambda_{\min}$) в слабых магнитных полях, которая исчезает, когда циклотронный радиус становится меньше толщины спейсера. В этой связи полезно привести оценки для циклотронного радиуса $r_c = \sqrt{2\pi n_s}(\hbar c/eH)$, соответствующего уровню Ландау, ближайшему к уровню Ферми. В типичных экспериментальных условиях ($n_s \sim 3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$) радиус $r_c \approx d_s = 800 \text{ Å}$ в поле около 1 Тл. Следовательно, в более слабых магнитных полях в исследованных образцах присутствует короткопериодная компонента флуктуационного потенциала, которая снимает правила отбора и делает возможными любые переходы с поглощением фотона, удовлетворяющие законам сохранения. И, наоборот, в более сильных магнитных полях наблюдение ГОМ становится невозможным, а может наблюдаться лишь циклотронный резонанс.

Во-вторых, роль беспорядка является определяющей для диссипативной проводимости двумерных электронных систем, находящихся в магнитном поле. Как хорошо известно, в магнитном поле в отсутствие рассеяния электронов ток вдоль электрического поля вообще не возникает. В этом случае классическое движение двумерного электрона складывается из циклотронного вращения в плоскости электронной системы с циклотронной частотой $\omega_c = eH_z/m^*c$ (здесь H_z — компонента магнитного поля, перпендикулярная двумерной системе) и прямолинейного движения со скоростью cE/H_z в направлении, перпендикулярном электрическому полю E , лежащему в плоскости системы. В результате электрон движется по циклоиде. Это движение соответствует нулевым значениям диагональных (диссипативных) компонент тензоров магнетопроводимости и магнетосопротивления. Ток вдоль электрического поля появляется только за счет рассеяния электронов, сопровождающегося смещением линии дрейфа вдоль электрического поля. При низких температурах обычно доминирует упругое рассеяние электронов на примесях. При рассеянии возможно смещение линии дрейфа как в направлении электрического поля, так и против него. Акты рассеяния, приводящие к смещению линии дрейфа вдоль (против) электрического поля дают отрицательный (положительный) вклад в диссипативную проводимость. В классическом рассмотрении диссипативная проводимость оказывается положительной в результате преимущественного рассеяния против электрического поля, которое является следствием того факта, что при движении по циклоиде электрон большую часть времени движется в направле-

нии дрейфа. При квантово-механическом рассмотрении преимущественное смещение линии дрейфа (центра орбитали Ландау) определяется функцией распределения электронов по энергии. В результате диссипативная проводимость имеет вид

$$\sigma_{xx} \sim \int \sigma_{xx}(\epsilon) \left(-\frac{df}{d\epsilon} \right) d\epsilon$$

(для равновесных функций распределения формула такого вида впервые была получена в работе [27], для неравновесных можно сослаться на работы [28, 29]). Очевидно, что в случае равновесной функции распределения всегда $(-df/d\epsilon) > 0$ и $\sigma_{xx} > 0$. Наличие в симметричной по импульсам части неравновесной функции распределения областей с инверсным заполнением ($-df/d\epsilon < 0$) приводит к появлению отрицательного вклада в диссипативную проводимость. В случае двумерных электронных систем энергетический спектр состоит из уширенных уровней Ландау. Как демонстрирует рис. 2в, для такого спектра можно ожидать возникновения областей инверсной заселенности в случаях, когда энергия фотона несколько превосходит значение, кратное циклотронной энергии, а также, когда энергия фотона меньше ширины уровня Ландау (в последнем случае появление областей с инверсной заселенностью будет зависеть от положения уровня Ферми в пределах уширенного уровня Ландау). Несомненно, что возможность возникновения инверсного распределения определяется скоростью установления равновесия в электронной системе, а также скоростью ухода энергии из нее. Рассмотрение соответствующих процессов в системе со спектром Ландау, тем более при наличии в ней беспорядка, фактически отсутствует в силу их сложности.

4. Модель гигантских осцилляций магнетосопротивления,

основанная на неравновесной функции распределения

В этом разделе мы продемонстрируем потенциальные возможности описания гигантских осцилляций магнетосопротивления и гигантского подавления магнетосопротивления при $\omega < \omega_c$ в терминах неравновесной функции распределения. С этой целью мы подробнее остановимся на результатах работы [3], в которой для расчета неравновесной функции распределения была использована модель, учитывающая только стимулированные и спонтанные переходы между уровнями, отличающимися по энергии на $\hbar\omega$. Для случая гигантского подавления магнетосопротивления мы также приведем результаты численных расчетов [17], основанных на уравнении (2) работы [10] для функции распределения, в котором энергетическая релаксация была описана в рамках приближения времени энергетической релаксации. В обоих случаях были использованы формулы для проводимости, полученные в рамках самосогласованного борновского приближения для случая неперекрывающихся уровней Ландау. При этом мы оставим за кадром вопрос о степени применимости этого приближения и использованных нами формул из работ [20, 10] к условиям обсуждаемого эксперимента, сконцентрировавшись на тех изменениях в проводимости, которые возникают в результате неравновесного распределения электронов по энергии.

Использованные в работе [3] формулы для плотности состояний $D(\epsilon)$ и компонент тензора проводимости

имеют вид [20]

$$D(\epsilon) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2N_0}{\pi\Gamma_n} \left[1 - \left(\frac{\epsilon - \epsilon_n}{\Gamma_n} \right)^2 \right]^{1/2} \equiv \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2N_0}{\pi\Gamma_n} Z_n^{1/2}(\epsilon), \quad (1)$$

$$\sigma_{xx} = \frac{e^2}{\pi^2\hbar} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{\Gamma_n^{xx}}{\Gamma_n} \right)^2 \int_{\epsilon_n - \Gamma_n}^{\epsilon_n + \Gamma_n} \left(-\frac{df}{d\epsilon} \right) Z_n(\epsilon) d\epsilon, \quad (2)$$

$$\sigma_{xy} = -\frac{n_s e c}{H} + \frac{e^2}{\pi^2\hbar} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(\Gamma_n^{xy})^4}{\Gamma_n^3 \hbar \omega_c} \int_{\epsilon_n - \Gamma_n}^{\epsilon_n + \Gamma_n} \left(-\frac{df}{d\epsilon} \right) Z_n^{3/2}(\epsilon) d\epsilon. \quad (3)$$

Здесь $\epsilon_n = \hbar\omega_c(n + 1/2)$ — энергия вырожденного по спине уровня Ландау с номером n , имеющего ширину Γ_n и полное число состояний на уровне $N_0 = 2eH/\hbar c$ (на единицу поверхности). Вклад этого уровня в σ_{xx} и σ_{xy} характеризуется параметрами Γ_n^{xx} и Γ_n^{xy} , соответственно. Единственной нашей модификацией формул (1)–(3) является использование неравновесной функции распределения $f(\epsilon)$, которая вычисляется для случая нулевой температуры в указанном выше приближении (спонтанные и индуцированные переходы с изменением энергии на $\hbar\omega$). В таких предположениях из условия стационарности нетрудно написать рекуррентное соотношение для функции распределения:

$$f(\epsilon) = \frac{\lambda f(\epsilon - \hbar\omega)}{\lambda + 1 - f(\epsilon - \hbar\omega)}. \quad (4)$$

Здесь параметр λ пропорционален мощности излучения (числу фотонов). Приведенное соотношение справедливо при $D(\epsilon) \neq 0$ и $D(\epsilon - \hbar\omega) \neq 0$. Мы полагаем $f(\epsilon) = f_0(\epsilon)$ при $D(\epsilon - \hbar\omega) = 0$ и $\epsilon > \epsilon_F$, а также при $D(\epsilon + \hbar\omega) = 0$ и $\epsilon < \epsilon_F$, где $f_0(\epsilon)$ — функция распределения Ферми при нулевой температуре. Условие сохранения числа электронов в рамках используемого приближения имеет вид

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} [f(\epsilon + n\hbar\omega) - f_0(\epsilon + n\hbar\omega)] D(\epsilon + n\hbar\omega) = 0, \quad (5)$$

причем это соотношение справедливо для любого значения энергии ϵ . Решения уравнений (4) и (5), которые были получены численно, определяют неравновесную функцию распределения. Пример такой функции приведен на рис. 2г для значений параметров, соответствующих рис. 2б. Результаты расчета компонент тензора магнетосопротивления для случая длиннопериодного флуктуационного потенциала приведены на рис. 2б. Эти результаты правильно описывают положение гигантских осцилляций магнетосопротивления и их асимметричную форму, отсутствие эффекта в холловском сопротивлении, слабую зависимость амплитуды ГОМ от магнитного поля, а также положение областей по магнитному полю, где излучение слабо влияет на амплитуду осцилляций Шубникова–де Гааза. Как уже отмечалось, главное различие между экспериментом и расчетом состоит в значениях магнетосопротивления в минимумах гигантских осцилляций (отрицательные в расчете и близкие к нулю в эксперименте).

Результаты аналогичных вычислений для случая короткопериодных флуктуаций потенциала приведены на рис. 3, где представлена область сравнительно сильных магнитных полей ($\omega < \omega_c$). В этой области на рис. 3б

наблюдается значительное подавление максимумов осцилляций Шубникова–де Гааза, приводящее к существенному уменьшению средних значений магнетосопротивления, что качественно объясняет гигантское подавление магнетосопротивления, демонстрируемое экспериментальными результатами на рис. 3а. Использование в расчетах уравнения (2) для функции распределения из работы [10], применимого при ненулевых температурах и включающего процессы релаксации, значительно улучшает согласие расчета с экспериментом (рис. 3г). Как видно из функции распределения, приведенной на рис. 3в, в области гигантского подавления магнетосопротивления излучение вызывает переходы внутри уширенных уровней Ландау.

В заключение нам хотелось бы обсудить один сценарий возникновения состояний с близким к нулю магнетосопротивлением, отличный от возникновения доменов, до сих пор не обнаруженных. Этот сценарий заключается в быстром уравнивании функции распределения в пределах отдельного уровня Ландау в ситуациях, когда в отсутствие релаксации должна возникнуть функция распределения с областями инверсного заполнения. Пример такой гипотетической функции распределения приведен на рис. 2г и 3в. Очевидно, что для такой функции распределения магнетопроводимость однородного состояния будет равна нулю, что соответствовало бы экспериментальным наблюдениям.

Автор благодарен своим коллегам и соавторам J.H. Smet и K. von Klitzing за плодотворное сотрудничество в экспериментальных исследованиях, а V. Umansky за предоставление гетероструктур GaAs/AlGaAs высокого качества. Данная работа была частично поддержана грантами РФФИ и ИНТАС.

Список литературы

1. Mani R G et al. *Nature* **420** 646 (2002)
2. Zudov M A et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 046807 (2003)
3. Dorozhkin S I *Письма в ЖЭТФ* **77** 681 (2003)
4. Рыжий В И *ФТТ* **11** 2577 (1969)
5. Рыжий В И, Сурис Р А, Шамхалова Б С *ФТП* **20** 2078 (1986)
6. Yang C L et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 096803 (2003)
7. Durst A C et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 086803 (2003)
8. Ryzhii V, Suris R J. *Phys.: Condens. Matter* **15** 6855 (2003)
9. Lei X L, Liu S Y *Phys. Rev. Lett.* **91** 226805 (2003)
10. Dmitriev I A et al., cond-mat/0310668
11. Dmitriev I A et al., cond-mat/0409590
12. Dmitriev I A, Mirlin A D, Polyakov D G *Phys. Rev. Lett.* **91** 226802 (2003)
13. Захаров А Л *ЖЭТФ* **38** 665 (1960)
14. Волков А Ф, Коган Ш М *УФН* **96** 633 (1968)
15. Andreev A V, Aleiner I L, Millis A J *Phys. Rev. Lett.* **91** 056803 (2003)
16. Kukushkin I V et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 156801 (2003)
17. Dorozhkin S I et al., cond-mat/0409228
18. Du R R et al., cond-mat/0409409; to be publ. in *Int. J. Mod. Phys. B*
19. Mani R G et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 146801 (2004)
20. Ando T, Fowler A B, Stern F *Rev. Mod. Phys.* **54** 437 (1982)
21. Mani R G et al. *Phys. Rev. B* **70** 155310 (2004)
22. Willett R L, Pfeiffer L N, West K W *Phys. Rev. Lett.* **93** 026804 (2004)
23. Kukushkin I V et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 236803 (2004)
24. Zudov M A et al. *Phys. Rev. B* **64** 201311 (2001)
25. Ye P D et al. *Appl. Phys. Lett.* **79** 2193 (2001)
26. Vasiliadou E et al. *Phys. Rev. B* **48** 17145 (1993)
27. Titeica S *Ann. Phys. (Leipzig)* **22** 128 (1935)
28. Казаринов Р Ф, Скобов В Г *ЖЭТФ* **42** 1047 (1962)
29. Елесин В Ф *Письма в ЖЭТФ* **7** 229 (1968)