Письма в ЖЭТФ, том 109, вып. 3, с. 178 – 183 © 2019 г. 10 февраля

Температурная зависимость амплитуды минимумов поглощения микроволнового излучения на гармониках циклотронного резонанса

С. И. Дорожкин[+ 1)], *А. А. Капустин*[+], *В. Уманский*[* 2)], *Ю. Х. Смет*[× 2)]

[+]*Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия*

[*]*Department of Physics, Weizmann Institute of Science, 76100 Rehovot, Israel*

[×]*Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, D-70569 Stuttgart, Germany*

Поступила в редакцию 29 октября 2018 г.
После переработки 19 ноября 2018 г.
Принята к публикации 28 ноября 2018 г.

В двумерной электронной системе, реализуемой в гетероструктуре GaAs/AlGaAs, исследована температурная зависимость минимумов микроволнового поглощения, наблюдаемых на гармониках циклотронного резонанса. Обнаружено сосуществование этого эффекта с температурозависящим гигантским отрицательным магнетосопротивлением. Рассмотрена возможность объяснения совокупности полученных результатов влиянием электрон-электронного рассеяния на немарковскую электронную кинетику.

DOI: 10.1134/S0370274X19030093

Магнитное поле радикально меняет динамику двумерных электронов, что, в частности, приводит к гигантскому аномальному магнетосопротивлению (ГАМС) (см. недавние работы [1–6] и ссылки в них), значительно превосходящему аномальное магнетосопротивление, обусловленное квантовыми поправками к проводимости [7]. Одним из признанных механизмов ГАМС является корреляция последовательных актов рассеяния электронов на статических дефектах (эффект памяти), относящая кинетику электронов в магнитном поле к разряду немарковских процессов. Хорошо известным примером эффекта такого сорта является классическая локализация электрона на масштабе циклотронного диаметра около рассеивающего центра, возникающая в отсутствие других источников рассеяния в области локализации (см., например, [8, 9]). Проявление эффекта памяти в магнетосопротивлении оказывается зависящим от вида случайного потенциала. В случае рассеяния электронов на большие углы, происходящего на короткодействующих рассеивающих центрах, возникает отрицательное магнетосопротивление [10–12], в то время как малоугловое рассеяние при движении в плавном потенциале приводит к положительному магнетосопротивлению [13]. До последнего времени экспериментальные исследования динамики электронов в слабых магнитных полях[3)] в значительной степени базировались на измерении магнетосопротивления на постоянном/низкочастотном токе. В то же время теоретически было показано [14, 15], что эффекты памяти значительно влияют на высокочастотную диссипативную проводимость двумерных электронных систем (ДЭС), приводя к возникновению глубоких минимумов на гармониках циклотронного резонанса (ЦР)[4)]. Подобные минимумы были обнаружены экспериментально в микроволновом поглощении [16], а их сравнение [17] с предсказаниями теории [15] продемонстрировало хорошее качественное согласие.

Одной из проблем, возникающих при сравнении экспериментальных результатов по ГАМС с существующими теориями эффектов памяти, является температурная зависимость магнетосопротивления, наблюдавшаяся во многих экспериментах и отсутствующая в теории, которая на сегодняшний день ограничивается рассмотрением рассеяния электронов на статическом случайном потенциале (см., например, [10–13, 18, 19])[5)]. Несмотря на отсутствие в настоящее время соответствующих расчетов, на качественном уровне понятно (см., например, [17]), что неупругое рассеяние, особенно сопровождающееся

1)e-mail: dorozh@issp.ac.ru

2)V. Umansky, J.H. Smet.

3)Под слабыми магнитными полями здесь имеются в виду поля, в которых не наблюдаются осцилляции Шубникова–де Гааза.

4)Работы [14] и [15] отличаются видом рассеивающего потенциала. В работе [14] акцент был сделан на сложном поведении высокочастотной проводимости в области ЦР.

5)Альтернативное объяснение ГАМС, включающее его температурную зависимость, было недавно предложено в работе [20], где оно связывается с “трением” при вязком течении электронной жидкости, обусловленным рассеянием электронов на статических дефектах или границе образца. Расчеты высокочастотной проводимости в этой работе не выполнялись.

значительным изменением импульса электрона, как это имеет место в случае электрон-электронного рассеяния, должно приводить к подавлению эффектов памяти. В недавней работе [5] для описания температурной зависимости ГАМС было предложено суммировать частоты упругого и неупругого (электрон-электронного) рассеяний в существующих формулах для вероятности возврата электрона к данному рассеивающему центру. Здесь мы приводим результаты по температурной зависимости минимумов микроволнового поглощения на гармониках ЦР, указывающие на роль неупругого рассеяния, и, используя приближение работы [5], демонстрируем возможность единого описания температурных зависимостей амплитуды минимумов и ГАМС.

Нами были исследованы два образца (A и B), изготовленные из одной гетероструктуры GaAs/AlGaAs. Двумерная электронная система в этой структуре возникала за счет стекания электронов из тонкого слоя GaAs, легированного кремнием и входящего в состав короткопериодной сверхрешетки GaAs/AlGaAs (ниже мы будем называть такую систему слоев слоем легирования), в квантовую яму GaAs шириной 60 нм. Такой способ селективного легирования в гетероструктурах GaAs/AlGaAs [21] позволяет избежать возникновения глубоких донорных Dx центров, однако приводит к проводимости по слою легирования, которая имеет сильную температурную зависимость. В исследованной структуре удельное сопротивление слоя меняется от 0.4 МОм на квадрат при $T = 4.2$ K до 31 МОм на квадрат при $T = 0.5$ K [22, 16]. Экранирование латерального электрического поля в ДЭС зарядами слоя легирования обеспечивает высокую подвижность двумерных электронов [23] и приводит к ряду нетривиальных эффектов [24, 25]. В исследованной гетероструктуре слой легирования находился между квантовой ямой и поверхностью гетероструктуры на расстоянии 51 нм от ближнего к нему края квантовой ямы и на расстоянии 91 нм от поверхности гетероструктуры. Образец A представлял собой полевой транзистор, затвором которого являлась тонкая металлическая пленка Cr/Au, нанесенная на поверхность гетероструктуры и имеющая удельное сопротивление порядка 10 Ом на квадрат. Таким образом, образец A может рассматриваться как плоский конденсатор, образованный хорошо проводящими пластинами (затвор и ДЭС), между которыми находится дополнительная пластина (слой легирования) с большим сопротивлением, сильно зависящим от температуры. Вожженые омические контакты к ДЭС являлись и контактами к слою легирования. Импеданс, измеряемый между затвором транзистора и вожженым контактом, является чисто емкостным при достаточно высоких и достаточно низких частотах f измерительного напряжения (см. вставку на рис. 1a). В первом случае слой легирования не успевает заряжаться, и величина емкости $C_1 = 3.4$ нФ определяется расстоянием между затвором и двумерной электронной системой ($d_{\mathrm{2DES}} \approx 142$ нм). Во втором случае происходит зарядка слоя легирования и измеряемая емкость $C_2 = 5.3$ нФ соответствует расстоянию между затвором и слоем ($d_{\mathrm{dl}} \approx 91$ нм). Отношение емкостей, измеренных на низкой и высокой частотах, $C_2/C_1 = 1.56$ оказалось совпадающим со значением отношения $d_{\mathrm{2DES}}/d_{\mathrm{dl}} = 1.56$. При

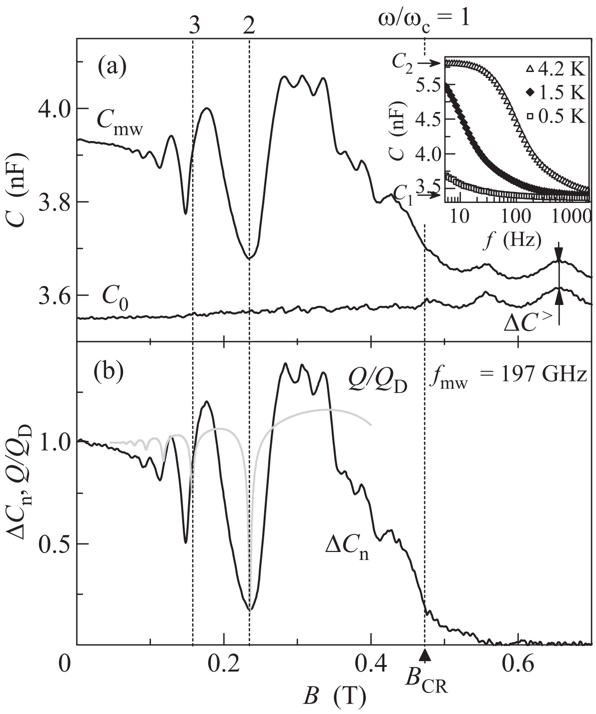

Рис. 1. (a) – Зависимости от магнитного поля емкостной (мнимой) компоненты C импеданса образца A в отсутствие облучения (нижняя кривая C_0) и под облучением частоты $f_{\mathrm{mw}} \equiv \omega/2\pi = 197$ ГГц (верхняя кривая C_{mw}). Температура $T = 0.5$ K. (b) – Нормированная величина микроволнового фотоотклика в магнетоемкости $\Delta C_{\mathrm{n}} = (C_{\mathrm{mw}}(B) - C_0(B) - \Delta C^{>})/(C_{\mathrm{mw}}(B=0) - C_0(B=0) - \Delta C^{>})$ (темная кривая) и величина отношения $Q/Q_{\mathrm{D}} = \tau(1/\tau_{\mathrm{L}} + (1-M)/\tau_{\mathrm{S}})$, вычисленная для следующих значений параметров: $\tau_{\mathrm{L}} = 1.65$ нс, $a = 12$ нм без учета электрон-электронного рассеяния ($\tau_{\mathrm{S}}^{*} = \tau_{\mathrm{S}}$) (светлая кривая). Вертикальными пунктирными линиями отмечены положения циклотронного резонанса ($\omega/\omega_{\mathrm{c}} = 1$, $B = B_{CR}$), а также его второй ($\omega/\omega_{\mathrm{c}} = 2$) и третьей ($\omega/\omega_{\mathrm{c}} = 3$) гармоник, вычисленные для электронов с эффективной массой $m^{*} = 0.067\, m_e$

измерениях на промежуточных частотах импеданс имеет как реактивную, так и активную компоненты, величина первой из которых соответствует емкости, имеющей промежуточное значение между C_1 и C_2. Для конкретного образца область промежуточных частот определяется величиной удельного сопротивления слоя. Формулы, описывающие обсуждаемое поведение импеданса, приведены в работах [16, 22]. Наблюдаемое на вставке к рис. 1a смещение области промежуточных частот, происходящее при изменении температуры, обусловлено изменением сопротивления слоя легирования. Таким образом, повышение температуры этого слоя приводит к увеличению измеряемой величины емкости. Измерения микроволнового фотоотклика на образце A были выполнены при нулевом смещении на затворе. Детали экспериментального метода описаны в работах [16, 22]. Аномальное магнетосопротивление измерялось на образце B, имеющем геометрию холловского мостика шириной 20 мкм и расстояние между потенциальными контактами 400 мкм. Затвор на образце B не создавался. Параметры ДЭС в образце A при нулевом затворном напряжении и в образце B были близки друг к другу. При температуре $T = 0.5$ К плотность электронов составляла $n_{\rm s} = 1.9 \times 10^{11}\,\text{см}^{-2}$, а подвижность равнялась $\mu = 7 \times 10^6\,\text{см}^2/\text{В с}$, что соответствует транспортному времени релаксации $\tau = 0.27$ нс. Образец размещался в сверхразмерном волноводе, представляющем из себя трубку из нержавеющей стали внутренним диаметром 18 мм, и, в зависимости от температуры, находился либо в жидком либо в газообразном ^{3}He. Магнитное поле ориентировалось вдоль волновода и было перпендикулярно плоскости ДЭС. Микроволновое излучение от лампы обратной волны с перестраиваемой частотой подавалось к образцу по волноводу.

На рисунке 1a представлен типичный для высоких частот излучения $f_{\rm mw} \equiv \omega/2\pi > 100$ ГГц результат измерений емкостной компоненты низкочастотного импеданса образца A под облучением. Там же приведена кривая магнетоемкости в отсутствие облучения. Фотоотклик на микроволновое облучение дается разностью этих двух кривых. Микроволновое излучение поглощается всеми проводящими частями образца и криостата, приводя к их нагреву. Однако вид микроволнового фотоотклика в емкости, приведенный на рис. 1, позволяет утверждать, что основной вклад в разогрев слоя легирования дает поглощение излучения в ДЭС. Действительно, основные особенности фотоотклика: его сильное падение при превышении магнитным полем величины поля $B_{\rm CR}$ циклотронного резонанса электронов в ДЭС, а также глубокие минимумы на второй и третьей гармониках ЦР могут быть связаны исключительно со свойствами ДЭС. Естественно считать, что эффект разогрева, определяющий фотоотклик, пропорционален коэффициенту поглощения микроволнового излучения ДЭС. Основной особенностью в фотоотклике являются минимумы сигнала, соответствующие минимумам микроволнового поглощения ДЭС. Эти минимумы расположены около гармоник ЦР, $\omega = n\omega_{\rm c}$, $n = 2, 3, ...$ ($\omega_{\rm c}$ – циклотронная частота электронов), имеют значительную глубину около второй и третьей гармоник и быстро затухают с ростом номера n гармоники. Здесь необходимо отметить, что положения минимумов не идеально периодичны по обратному магнитному полю. Если отождествлять их положения с положениями гармоник ЦР, то приходится использовать значение эффективной массы электронов $m^* = 0.067m_{\rm e}$ для второй гармоники и $m^* = 0.063m_{\rm e}$ для более высоких гармоник, начиная с третьей (см. рис. 1, а также работы [16, 17]). Отметим, что подобная проблема с невозможностью описания микроволновых фотооткликов ДЭС в гетероструктурах GaAs/AlGaAs единым значением эффективной массы была известна и ранее, при этом опубликованные значения лежат в пределах от $m^* = 0.058m_{\rm e}$ до $m^* = 0.070m_{\rm e}$ (см., например, работы [26, 27]). Существенным экспериментальным наблюдением является отсутствие пика поглощения в области ЦР ($B = B_{\rm CR}$). В этой области наблюдается монотонное падение поглощения с ростом поля. В области магнитных полей между ЦР и его второй гармоникой наблюдаются пики разной степени выраженности, связанные с размерными магнетоплазменными резонансами в ДЭС [22]. Небольшой параллельный сдвиг кривых $\Delta C^>$ при $B > B_{\rm CR}$ мы связываем с повышением под облучением температуры всей системы. Предметом исследования в данной работе является температурная зависимость амплитуды минимумов поглощения. Для ее количественного описания используется нормированная величина микроволнового фотоотклика $\Delta C_{\rm n} = (C_{\rm mw}(B) - C_0(B) - \Delta C^>)/(C_{\rm mw}(0) - C_0(0) - \Delta C^>)$ (см. рис. 1b). Вычитание величины $\Delta C^>$ исключает из сигнала вклад нагрева всей системы. Использованная нормировка компенсирует изменение абсолютной величины фотоотклика, происходящее при изменении температуры в силу изменения чувствительности метода, и позволяет сравнивать величину эффектов, обусловленных изменением коэффициента поглощения излучения ДЭС в магнитном поле. Применимость такого подхода была проверена измерениями на различных частотах f, соответствующими различным значениям величины dC/dT (см. вставку на рис. 1a), однако дающими одинаковые величины амплитуды минимумов на зависимостях $\Delta C_{\rm n}(B)$. На рисунке 2a приведены нормированные сигналы фотоотклика для нескольких температур. Эти данные демонстрируют основной экспериментальный результат нашей работы, состоящий в уменьшении глубины минимумов нормированной величины фотоотклика на гармониках ЦР при повышении температуры. Количественное изменение амплитуды минимумов с температурой показано на рис. 2b.

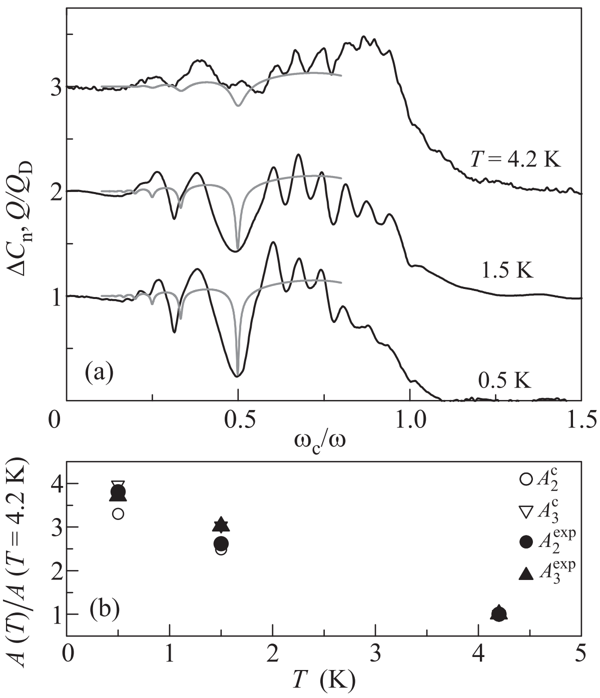

Рис. 2. (a) – Нормированный фотоотклик в емкости $\Delta C_{\rm n}$ (темные кривые) и вычисленная величина $Q/Q_{\rm D}$ (светлые кривые) для трех температур, указанных на рисунке. Частота излучения $f_{\rm mw} \equiv \omega/2\pi = 186$ ГГц. Результаты приведены в функции величины $\omega_{\rm c}/\omega$, пропорциональной магнитному полю. Кривые для $T = 1.5$ K и $T = 4.2$ K сдвинуты вверх на единицу и двойку соответственно. При вычислениях использованы те же значения параметров, что и для расчетной кривой на рис. 1b, но в формуле (1) было учтено электрон-электронное рассеяние ($1/\tau_{\rm S}^* = \tau_{\rm S}^{-1}+\tau_{\rm ee}^{-1}$). (b) – Зависимости от температуры амплитуд минимумов на второй (A_2) и третьей (A_3) гармониках ЦР для кривых, приведенных на рис. 2a. Данные приведены нормированными на значения амплитуд при $T = 4.2$ K. Открытыми (закрытыми) символами представлены результаты для расчетных (экспериментальных) кривых

Для объяснения наблюдаемого эффекта обратимся к результатам расчетов [15] высокочастотной проводимости двумерных электронов, движущихся в плавном случайном потенциале и испытывающих рассеяние на большой угол на центрах, моделируемых жесткими дисками диаметра a. Оба типа рассеивающего потенциала характеризуются соответствующими вкладами $\tau_{\rm L}^{-1}$ и $\tau_{\rm S}^{-1}$ в обратное транспортное время релаксации $\tau^{-1} = \tau_{\rm S}^{-1} + \tau_{\rm L}^{-1}$. Учет эффектов памяти сводится к замене в формулах теории Друде–Лоренца величины τ^{-1} на $\tau_{\rm M}^{-1} = (1 - M)\tau_{\rm S}^{-1} + \tau_{\rm L}^{-1}$, где

$$M = \sum_{j=1}^{\infty} \frac{a\delta^{-1}}{\sqrt{\pi j}} \cos\frac{2\pi j\omega}{\omega_c} \exp\left[-\frac{2\pi j}{\omega_c\tau_{\rm S}^*} - \frac{3\pi j\omega^2}{\omega_c^3\tau_L}\right]. \quad (1)$$

Величина $\delta = 2v_{\rm F}\sqrt{\pi/\omega_{\rm c}^3\tau_{\rm L}}$ ($v_{\rm F}$ – фермиевская скорость электронов) равна смещению центра циклотронной орбиты электрона вследствие диффузии в плавном случайном потенциале за время $2\pi/\omega_{\rm c}$ одного циклотронного оборота. Формула (1) была получена для случая $\delta \gg a$, кроме того, в ее исходном виде $\tau_{\rm S}^* \equiv \tau_{\rm S}$. Использование значения $\tau_{\rm S}^*$, отличного от $\tau_{\rm S}$, будет обсуждаться ниже. Как было отмечено в работе [17], вдали от ЦР для сравнения с нормированным сигналом микроволнового фотоотклика $\Delta C_{\rm n}$ может использоваться теоретическое значение отношения коэффициента микроволнового поглощения Q к его друдевскому значению $Q_{\rm D}$ в отсутствие эффектов памяти, имеющее вид: $Q/Q_{\rm D} = \tau(1 - M)/\tau_{\rm S} + \tau/\tau_{\rm L}$. Результаты такого сравнения показаны на рис. 1b. В расчете использовалось значение эффективной массы $m^* = 0.067m_{\rm e}$, так что положения вычисленных минимумов для высоких гармоник ЦР отличаются от экспериментальных, как это обсуждалось выше. Отметим, что теория удовлетворительно описывает амплитуду наблюдаемых минимумов при значениях двух подгоночных параметров: $a = 12$ нм и $\tau_{\rm L} = 1.65$ нс. При этом время $\tau_{\rm S} = 0.32$ нс определяется из значений τ и $\tau_{\rm L}$. Величина a близка к боровскому радиусу в GaAs (10 нм), что может указывать на то, что рассеивающими центрами являются остаточные примеси, находящиеся в квантовой яме. Очевидно, что формула (1) с $\tau_{\rm S}^* = \tau_{\rm S}$ приводит к результату, не зависящему от температуры. Зависимость от температуры могла бы возникнуть, если бы на проводимость влияли неупругие процессы рассеяния. Аналогично работе [5], мы ограничимся рассмотрением влияния электрон-электронного рассеяния. Экспонента в формуле (1) описывает вероятность возврата электрона к центру, на котором произошло рассеяние, после j циклотронных оборотов.

Эта вероятность равна 1 (классическая локализация) в отсутствие рассеяния на других центрах ($\tau_{\mathrm{S}}^{-1} = 0$) и диффузии в плавном потенциале ($\tau_{\mathrm{L}}^{-1} = 0$). Любое дополнительное рассеяние на большой угол будет действовать аналогично рассеянию на жестких центрах, приводя к уменьшению вероятности возврата. Так что вполне оправданным представляется включить электрон-электронное рассеяние с частотой τ_{ee}^{-1} в полную частоту рассеяния на большой угол, положив $1/\tau_{\mathrm{S}}^{*} = \tau_{\mathrm{S}}^{-1} + \tau_{\mathrm{ee}}^{-1}$. Такая замена качественно аналогична изменениям в формуле для ГАМС, сделанным в работе [5]. Отметим, что влияние электрон-электронного рассеяния на проводимость ограничивается изменением величины M в силу сохранения полного импульса ДЭС при таком рассеянии. Следуя работе [28], мы используем следующее выражение для частоты электрон-электронного рассеяния:

$$\tau_{\mathrm{ee}}^{-1} = \frac{\pi k^2 T^2}{4\hbar\varepsilon_{\mathrm{F}}} \times \min\begin{pmatrix} \ln(\zeta v_{\mathrm{F}}/\omega_{\mathrm{c}}(\omega_{\mathrm{c}}\tau)^{1/2}) \\ \ln(\hbar\zeta v_{\mathrm{F}}/kT) \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Здесь $\zeta = 2e^2m^*/\chi\hbar^2$ – обратная длина экранирования ($\chi = 12.8$ – диэлектрическая проницаемость GaAs), ε_{F} – энергия Ферми ДЭС, k – постоянная Больцмана. Интерполяционная формула (2) описывает переход от зависящей от магнитного поля частоты электрон-электронного рассеяния к известному выражению в нулевом поле. Отметим, что в ней отсутствуют подгоночные параметры. Так в магнитном поле $B = 0.24$ Т, соответствующем второй гармонике ЦР на рис. 1, $\tau_{\mathrm{ee}} = 2$ нс (т.е., $\tau_{\mathrm{ee}} \gg \tau_{\mathrm{S}}$) при $T = 0.5$ К, и $\tau_{\mathrm{ee}} = 0.03$ нс ($\tau_{\mathrm{ee}} \ll \tau_{\mathrm{S}}$) при $T = 4.2$ К. Результаты расчетов с использованием формулы (1), включающей частоту электрон-электронного рассеяния (2), представлены на рис. 2a светлыми линиями. Так как изменения, связанные с учетом электрон-электронного рассеяния, при температуре 0.5 К оказываются незначительными, при расчетах были использованы те же значения подгоночных параметров, что и для рис. 1b. Сравнение экспериментальных и рассчитанных температурных изменений амплитуд минимумов для второй и третьей гармоник показано на рис. 2b. Результаты расчета неплохо согласуются с экспериментальными, свидетельствуя о том, что предложенная модель отражает основной физический механизм наблюдаемой температурной зависимости особенностей микроволнового поглощения.

Представляет интерес проверить использованную модель на результатах по аномальному магнетосопротивлению. Формулы (1) и (2) применимы и для вычисления удельного сопротивления [17], давая следующий результат: $\rho = (m^*/n_{\mathrm{s}}e^2)\left((1 - M(\omega = 0))\tau_{\mathrm{S}}^{-1} + \tau_{\mathrm{L}}^{-1}\right)$ (для ГАМС в образцах с рассматриваемым здесь типом случайного потенциала см. также формулы в работах [2, 12]). Описываемое этой формулой магнетосопротивление обусловлено зависимостью от магнитного поля величины $M(\omega = 0)$ и имеет вид:

$$\frac{\rho_{xx}(B)}{\rho_{xx}(0)} - 1 = \\ = \frac{-a\delta^{-1}}{1 + \tau_{\mathrm{S}}/\tau_{\mathrm{L}}} \sum_{j=1}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{\pi j}} \exp\left(-\frac{2\pi j}{\omega_{\mathrm{c}}}\left(\tau_{\mathrm{S}}^{-1} + \tau_{\mathrm{ee}}^{-1}\right)\right). \quad (3)$$

Результаты сравнения измеренного магнетосопротивления с расчетом по формуле (3) с ранее определенными значениями параметров a и τ_{L} показаны на рис. 3. Прежде всего отметим довольно сложное поведение наблюдаемого в эксперименте аномального отрицательного магнетосопротивления. Оно образовано узким пиком при $B = 0$ с полушириной около 25 мТ, практически не зависящим от температуры в интервале от 0.5 до 1.5 К, и более широким температурозависящим колоколом в интервале полей 25–100 мТ. В более сильных полях сопротивление растет с магнитным полем. Такое поведение магнетосопротивления наблюдалось и ранее [29–31]. Результаты расчета приведены на рис. 3 пунктирными кривыми. Они неплохо описывают наблюдаемый колокол в магнетосопротивлении. Другие особенности магнетосопротивления могут быть связаны с другими эффектами или иным типом дефектов. Так, например, узкий пик при $B = 0$ связывается [2] с так назы-

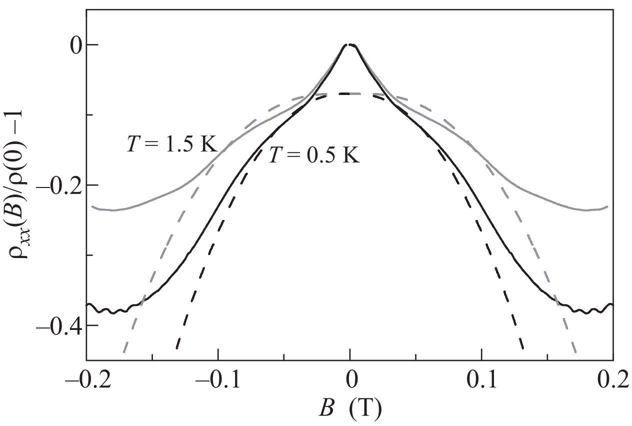

Рис. 3. Магнетосопротивление образца B, измеренное при температурах 1.5 К (светлая сплошная линия) и 0.5 К (темная сплошная линия). Пунктирные линии представляют результаты расчета магнетосопротивления при соответствующих температурах, выполненные по формуле (3) со значениями параметров, использованных при расчетах микроволнового поглощения. Расчетные кривые смещены вниз на 0.07

ваемыми овальными дефектами, латеральный размер которых a может доходить до 20 мкм. Источником таких дефектов могут быть возникающие при росте гетероструктуры капли галлия. Для рассеивающих центров такого размера используемые нами формулы неприменимы, т.к. в этом случае имеет место неравенство $a \gg \delta$, противоположное условию применимости $a \ll \delta$ использованной модели [15].

С.И. Дорожкин благодарен И.А. Дмитриеву за полезные обсуждения. Экспериментальная часть работы выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект #14-12-00599), теоретическая модель построена в рамках государственного задания ИФТТ РАН. В. Уманский и Ю.Х. Смет выражают благодарность Немецко-израильскому фонду научных исследований и развития (German–Israeli Foundation for Scientific Research and Development – GIF).

1. Q. Shi, P.D. Martin, Q.A. Ebner, M.A. Zudov, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, Phys. Rev. B **89**, 201301(R) (2014).
2. L. Bockhorn, I.V. Gornyi, D. Schuh, C. Reichl, W. Wegscheider, and R.J. Haug, Phys. Rev. B **90**, 165434 (2014).
3. Z. Wang, R.L. Samaraweera, C. Reichl, W. Wegscheider, and R.G. Mani, Sci. Rep. **6**, 38516 (2016).
4. N.H. Siboni, J. Schluck, K. Pierz, H.W. Schumacher, D. Kazazis, J. Horbach, and T. Heinzel, Phys. Rev. Lett. **120**, 056601 (2018).
5. J. Kanter, S. Vitkalov, and A.A. Bykov, Phys. Rev. B **97**, 205440 (2018).
6. M.Yu. Melnikov, A.A. Shashkin, V.T. Dolgopolov, G. Biasiol, S. Roddaro, and L. Sorba, JETP Lett. **107**, 320 (2018).
7. B.L. Altshuler and A.G. Aronov, in *Electron-Electron Interactions in Disordered Systems*, ed. by A.L. Efros and M. Pollak, North-Holland, Amsterdam (1985).
8. Э.М. Баскин, Л.Н. Магарилл, М.В. Энтин, ЖЭТФ **75**, 723 (1978).
9. N. Berglund, A. Hansen, E.H. Hauge, and J. Piasecki, Phys. Rev. Lett. **77**, 2149 (1996).
10. E.M. Baskin and M.V. Entin, Physica B **249**, 805 (1998).
11. A. Dmitriev, M. Dyakonov, and R. Jullien, Phys. Rev. B **64**, 233321 (2001).
12. A.D. Mirlin, D.G. Polyakov, F. Evers, and P. Wölfle, Phys. Rev. Lett. **87**, 126805 (2001).
13. A.D. Mirlin, J. Wilke, F. Evers, D.G. Polyakov, and P. Wölfle, Phys. Rev. Lett. **83**, 2801 (1999).
14. D.G. Polyakov, F. Evers, and I.V. Gornyi, Phys. Rev. B **65**, 125326 (2002).
15. I.A. Dmitriev, A.D. Mirlin, and D.G. Polyakov, Phys. Rev. B **70**, 165305 (2004).
16. С.И. Дорожкин, А.А. Капустин, Письма в ЖЭТФ **101**, 101 (2015).
17. S.I. Dorozhkin, A.A. Kapustin, I.A. Dmitriev, V. Umansky, K. von Klitzing, and J.H. Smet, Phys. Rev. B **96**, 155306 (2017).
18. A.V. Bobylev, F.A. Maao, A. Hansen, and E.H. Hauge, Phys. Rev. Lett. **75**, 197 (1995).
19. V.V. Cheianov, A.P. Dmitriev, and V.Yu. Kachorovskii, Phys. Rev. B **70**, 245307 (2004).
20. P.S. Alekseev, Phys. Rev. Lett. **117**, 166601 (2016).
21. K.-J. Friedland, R. Hey, H. Kostial, R. Klann, and K. Ploog, Phys. Rev. Lett. **77**, 4616 (1996).
22. S.I. Dorozhkin, D.V. Sychev, and A.A. Kapustin, J. Appl. Phys. **116**, 203702 (2014).
23. V. Umansky, M. Heiblum, Y. Levinson, J. Smet, J. Nübler, and M. Dolev, J. Cryst. Growth **311**, 1658 (2009).
24. S. Dietrich, S. Byrnes, S. Vitkalov, D.V. Dmitriev, and A.A. Bykov, Phys. Rev. B **85**, 155307 (2012).
25. С.И. Дорожкин, В. Уманский, К. фон Клитцинг, Ю.Х. Смет, Письма в ЖЭТФ **107**, 68 (2018).
26. 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).
27. A.V. Shchepetilnikov, D.D. Frolov, Yu.A. Nefyodov, I.V. Kukushkin, and S. Schmult, Phys. Rev. B **95**, 161305(R) (2017).
28. I.A. Dmitriev, M.G. Vavilov, I.L. Aleiner, A.D. Mirlin, and D.G. Polyakov, Phys. Rev. B **71**, 115316 (2005).
29. L. Bockhorn, P. Barthold, D. Schuh, W. Wegscheider, and R.J. Haug, Phys. Rev. B **83**, 113301 (2011).
30. A.T. Hatke, M.A. Zudov, J.L. Reno, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, Phys. Rev. B **85**, 081304(R) (2012).
31. R.G. Mani, A. Kriisa, and W. Wegscheider, Sci. Rep. **3**, 2747 (2013).