

# Особенности поглощения микроволнового излучения двумерными электронными системами на гармониках циклотронного резонанса

С. И. Дорожкин<sup>1)</sup>, А. А. Капустин

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 24 ноября 2014 г.

На гармониках циклотронного резонанса обнаружены экстремумы поглощения микроволнового излучения двумерной электронной системой в гетероструктуре GaAs/AlGaAs с затвором. Экстремумы на второй и третьей гармониках существуют во всей исследованной области частот излучения (38–145 ГГц) и изменяются с минимумов поглощения на максимумы при понижении частоты и повышении температуры. Минимумы объясняются поглощением микроволнового излучения с возбуждением бернштейновских мод, имеющих щели в спектре вблизи гармоник циклотронного резонанса. Обсуждаются особенности этих мод в полевых транзисторах с двумерными электронными системами.

DOI: 10.7868/S0370274X1502006X

Список неожиданных эффектов в микроволновом фотоотклике в магнетосопротивлении двумерных электронных систем (ДЭС) [1–5] (см. также обзор [6]) недавно пополнился наблюдениями узкого пика сопротивления на второй гармонике циклотронного резонанса (ЦР) [7–10]. Если предыдущие явления удалось описать в рамках одночастичного подхода [6], фактически единственное предложенное на настоящий момент объяснение пика [11] базируется на идее параметрического резонанса, связанного с возбуждением виртуальных бернштейновских мод. Бернштейновские моды [12] хорошо известны в горячей плазме. В поглощении излучения вырожденными двумерными электронными системами такие моды до сих пор наблюдались только в экспериментах с выделенным значением волнового вектора вдоль ДЭС [13, 14]. Выделение волнового вектора осуществлялось либо нанесением на поверхность полупроводника одномерной решетки узких металлических полосок [13, 15], либо модуляцией свойств ДЭС при возбуждении в ней поверхностных акустических волн [14, 16].

Нами выполнены болометрические измерения поглощения микроволнового излучения двумерной электронной системой, создаваемой в гетероструктуре GaAs/AlGaAs с металлическим затвором. Изучены экстремумы поглощения, существующие в широкой области микроволновых частот и находящиеся вблизи второй и третьей гармоник ЦР. Обнаружено, что изменение частоты излучения в диапазоне 38–145 ГГц и температуры образца от 0.5

до 1.5 К приводит к изменению типа экстремума с минимума на максимум при неизменном значении отношения циклотронной частоты электронов к микроволновой частоте в точке экстремума. Предложено объяснение минимумов в терминах спектра бернштейновских магнетоплазменных мод с щелями вблизи положений гармоник ЦР.

Геометрия образца и схема измерений показаны на вставке к рис. 1. Образец прямоугольной формы имеет ширину  $W = 1.5$  мм (в направлении, перпендикулярном плоскости рисунка), длину затвора  $L = 3.4$  мм и расстояние между контактами  $L + 2a$ , где  $a = 0.14$  мм – расстояние между краями затвора и контактами. Двумерная электронная система возникает в квантовой яме GaAs шириной 60 нм в результате перехода туда электронов из селективно легированного слоя. В исследованной гетероструктуре GaAs/AlGaAs использовался метод легирования [17], при котором легирующая примесь ( $\delta$ -слой кремния) вносится в очень тонкий слой GaAs (в нашем случае 2 монослоя) короткопериодной сверхрешетки GaAs/AlGaAs. Большая энергия размерного квантования в таком слое приводит к уходу из него электронов как в квантовую яму, так и в прилегающие слои сверхрешетки. В результате область, включающая несколько слоев сверхрешетки около легированного слоя, приобретает конечную проводимость, которая вымерзает только при очень низких температурах [18, 19]. Достоинством данного способа легирования является лучшее экранирование флуктуационного потенциала заряженной донорной примеси, что позволяет наблюдать в таких структурах тонкие квантовые эффекты, например квантовый эф-

<sup>1)</sup>e-mail: dorozh@issp.ac.ru

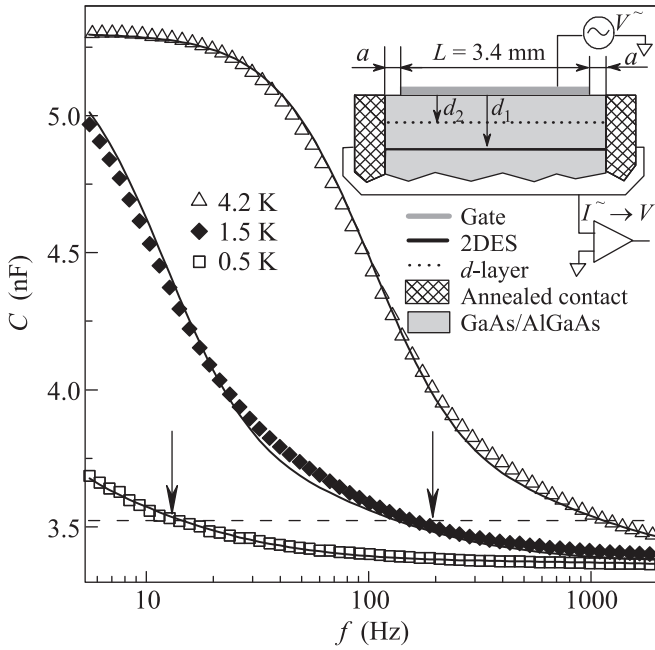


Рис. 1. Зависимости емкости  $C$  от частоты  $f$  переменного напряжения  $V\sim$ , приложенного между затвором и контактами к ДЭС, для трех температур:  $T = 4.2, 1.5, 0.5$  К (символы), и результаты расчета по формуле (1) (сплошные линии). Стрелками отмечены частоты, с использованием которых проводились измерения микроволнового поглощения при температурах 0.5 К ( $f = 13$  ГГц) и 1.5 К (192 ГГц). Горизонтальная штриховая линия отмечает положение темновой емкости  $C_d$ . На вставке схематически показаны сечение образца и схема измерения низкочастотного импеданса. Легированный проводящий слой показан пунктирной линией:  $d_1 = 142$  нм,  $d_2 = 91$  нм,  $a = 0.14$  мм

факт Холла при факторе заполнения уровней Ландау, равном  $5/2$ . В исследованном образце при нулевом затворном напряжении плотность электронов в ДЭС  $n_s = 1.9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , а низкотемпературная подвижность  $\mu = 7 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$ .

Образец помещался в сверхразмерный волновод цилиндрической формы диаметром 20 мм и погружался в жидкий  $^3\text{He}$ . Микроволновое поглощение ДЭС измерялось при температурах 0.5 и 1.5 К. Магнитное поле создавалось сверхпроводящим соленоидом. Используемые в работе генераторы излучения перекрывали диапазон микроволновых частот  $f^{\text{mw}}$  от 38 до 145 ГГц за исключением полосы 118–128 ГГц. Для всех частот мы старались поддерживать величину микроволновой мощности, достигающей области, в которой находился образец, на одном уровне, ориентируясь на показания широкополосного болометра, расположенного около образца. По нашей оценке величина этой мощности име-

ла масштаб 200 мкВт. Увеличение или уменьшение мощности в два раза не приводило к качественному изменению результатов. Низкочастотный импеданс образца определялся из величины переменного тока  $I\sim$ , возникающего при приложении напряжения  $V\sim$  частоты  $f$  и амплитуды  $V_0\sim = 20$  мВ между затвором и контактами к ДЭС (см. вставку к рис. 1). Ток преобразовывался в переменное напряжение  $I-V$  конвертером, после чего две компоненты сигнала (в фазе с напряжением  $V\sim$  и сдвинутая относительно него на  $90^\circ$ ) измерялись при помощи фазочувствительного детектора. Для измерений микроволнового поглощения более удобной оказалась вторая, реактивная компонента сигнала.

Измерения поглощения микроволнового излучения были выполнены при помощи болометрического метода, когда нагрев ДЭС под облучением регистрируется по изменению температурозависящей проводимости легированного слоя [20]. В условиях нашего эксперимента образец можно рассматривать как трехэлектродный плоский конденсатор, образованный двумя внешними пластинами (затвор и ДЭС), обладающими высокой проводимостью и являющимися эквипотенциалами, а также резистивной внутренней пластиной, соответствующей легированному слою. Обычно в образцах гетероструктур с селективным легированием при создании контактов к ДЭС происходит закорачивание этой системы и легированного слоя. В нашей эквивалентной схеме это соответствует закорачиванию средней обкладки конденсатора и ДЭС на краях. Для образца нашей геометрии емкость  $C$ , измеряемая между контактами и затвором и пропорциональная обратной величине мнимой части комплексного импеданса, имеет вид

$$C = \text{Im}(I\sim/2\pi fV\sim) = C_1 + (C_2 - C_1) \frac{2}{\xi L} \frac{A}{A^2 + B^2}. \quad (1)$$

Здесь

$$A = \frac{\sinh(\xi L) + \sin(\xi L)}{\cosh(\xi L) - \cos(\xi L)} + \left(\frac{C_2}{C_1}\right)^{1/2} \frac{\sinh(\zeta a) - \sin(\zeta a)}{\cosh(\zeta a) + \cos(\zeta a)},$$

$$B = \frac{\sinh(\xi L) - \sin(\xi L)}{\cosh(\xi L) - \cos(\xi L)} + \left(\frac{C_2}{C_1}\right)^{1/2} \frac{\sinh(\zeta a) + \sin(\zeta a)}{\cosh(\zeta a) + \cos(\zeta a)},$$

$C_{1,2} = \epsilon LW/4\pi d_{1,2}$ ,  $\xi = \sqrt{\pi f \rho C_2^2/LW(C_2 - C_1)}$ ,  $\zeta = 2\sqrt{\pi f \rho C_1 C_2/LW(C_2 - C_1)}$ ,  $\epsilon = 12.8$  – диэлектрическая проницаемость материала, окружающего ДЭС,  $\rho$  – удельное сопротивление легированного слоя. Зависимость емкости от частоты  $f$  для трех разных температур вместе с результатами расчетов по формуле (1) с тремя подгоночными параметрами,  $C_1$ ,  $C_2$  и  $\rho$ , представлена на рис. 1. Величины

$C_1 = 3.36$  нФ и  $C_2 = 5.30$  нФ выбирались одинаковыми для всех кривых. Они оказались близкими к значениям, которые следует ожидать на основании известных параметров структуры ( $d_1$ ,  $d_2$ ,  $\epsilon$ ,  $L$  и  $W$ ). Величина  $\rho$  подбиралась для каждой кривой:  $\rho(4.2\text{ K}) = 0.395$  МОм,  $\rho(1.5\text{ K}) = 3.35$  МОм и  $\rho(0.5\text{ K}) = 31$  МОм. Именно эта величина определяет область частот  $f$ , в которой происходит основное изменение емкости между двумя предельными значениями  $C_1$  и  $C_2$ . Смещение данной области к более низким частотам, происходящее при понижении температуры, обусловлено возрастанием сопротивления  $\rho$ . Полученное согласие расчетов с экспериментальными результатами (рис. 1) подтверждает соответствие выбранной эквивалентной схемы эксперименту. Как было показано в работе [20], наличие сильной зависимости емкости от температуры позволяет использовать ее для регистрации изменений температуры образца в результате поглощения микроволнового излучения двумерной электронной системой. Минимальное изменение температуры, регистрируемое в нашем эксперименте, составляет около 2 мК при  $T = 0.5$  К. Отметим, что выбирая величину частоты  $f$ , можно измерять нагрев различных областей ДЭС около края затвора. В работе [20] приведены результаты исследований поглощения излучения плазменными модами, соответствующими стоячим волнам в зазорах шириной  $a$  между затвором и контактами. В данной работе частоты  $f = 13$  Гц при 0.5 К и  $f = 192$  Гц при 1.5 К выбирались таким образом, чтобы величина темновой емкости  $C_d$  при этих двух температурах была одинакова и составляла примерно 3.53 нФ. При этом  $C_d - C_1 \approx 0.09(C_2 - C_1)$  и основной вклад в фотоотклик дают области ДЭС под затвором шириной примерно  $0.045L = 0.15$  мм каждая, расположенные около краев затвора. Часть фотоотклика происходит от не покрытых затвором областей ДЭС.

На рис. 2 приведены зависимости изменения емкости, происходящего в результате микроволнового облучения образца с частотой  $f^{\text{mw}}$ , от величины  $\omega_c/2\pi f^{\text{mw}}$ , пропорциональной магнитному полю ( $\omega_c = eB/m^*c$  – циклотронная частота электронов в магнитном поле  $B$ ,  $m^* = 0.067m_e$  – эффективная масса электронов в GaAs). Положения экстремумов, отмеченные вертикальными штриховыми линиями, не зависят от частоты  $f^{\text{mw}}$  и находятся около ЦР и его гармоник. При этом две левые линии, расположенные около второй и третьей гармоник, проходят через экстремумы на всех приведенных кривых. Пики на кривых 3 и 4 при  $\omega_c/2\pi f^{\text{mw}} > 0.5$  обусловлены возбуждением стоячих плазменных

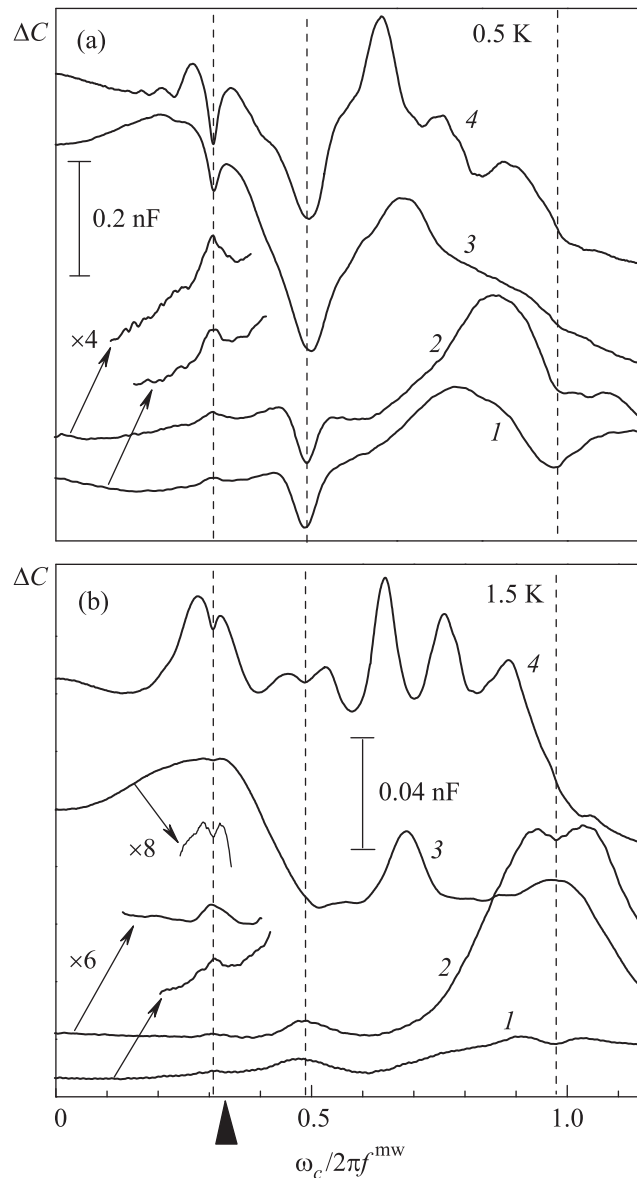


Рис. 2. Фотоотклик в емкости  $\Delta C$  как функция  $\omega_c/2\pi f^{\text{mw}}$  для частот микроволнового излучения  $f^{\text{mw}} = 41, 53, 90$  и  $140$  ГГц (кривые 1, 2, 3, и 4 соответственно) при температуре 0.5 К (а) и 1.5 К (б). Двумя левыми штриховыми линиями отмечено положение экстремумов в поглощении, одинаковое для всех кривых на рисунке. Правая штриховая линия проведена через экстремумы на кривых 1, 2 и 3 на рис. б. Стрелкой на нижней оси показано положение третьей гармоники ЦР

волн в узких полосках ДЭС (шириной  $a$ ) между затвором и омическими контактами. Они были исследованы в работе [20]. Такие пики существуют только при  $f^{\text{mw}} > 60$  ГГц. При температуре 0.5 К (рис. 2а) около положения второй гармоники  $\omega_c/2\pi f^{\text{mw}} = 0.5$  при всех частотах микроволнового

излучения наблюдаются минимумы сигнала, в то время как около третьей гармоники при уменьшении  $f^{\text{mw}}$  минимумы инвертируются в максимумы (кривые 1 и 2 на рис. 2а). При  $T = 1.5$  К подобная инверсия наблюдается и для экстремумов на второй гармонике. Отметим, что для  $f^{\text{mw}} = 53$  ГГц (кривые 2) минимум при  $T = 0.5$  К (рис. 2а) трансформируется в максимум при  $T = 1.5$  К (рис. 2б). Обсудим положение наблюдаемых экстремумов в магнитном поле. Шкала на горизонтальной оси рис. 2 получена с использованием значения эффективной массы электронов в GaAs,  $m^* = 0.067m_e$ . Положение особенности, связываемой со второй гармоникой ЦР, в пределах экспериментальной погрешности измерения магнитного поля (около 2% при  $0.05 \text{ Тл} < B < 0.2 \text{ Тл}$ ) совпадает с рассчитанным положением этой гармоники. В то же время особенность вблизи третьей гармоники оказывается сдвинутой примерно на 7% от положения гармоники в сторону меньших полей. В отличие от второй и третьей гармоник экстремумы вблизи положения ЦР (правая вертикальная прямая) наблюдаются не при всех частотах излучения. Отметим также слабые осцилляции на кривой 4 ( $f^{\text{mw}} = 140$  ГГц) рис. 2а, наблюдаемые при  $\omega_c/2\pi f^{\text{mw}} < 0.3$ . Положения экстремумов, находящихся вблизи ЦР, а также второй и третьей гармоник, для всей исследованной области микроволновых частот приведены на рис. 3. Видно, что они попадают на три прямые, две из которых совпадают с положением ЦР и его второй гармоники, в то время как наклон третьей (штриховой) прямой примерно на 7% превышает величину, ожидаемую для третьей гармоники.

Минимумы поглощения, наблюдаемые около второй и третьей гармоник ЦР, могут быть качественно интерпретированы в терминах бернштейновских мод, характерной чертой которых является наличие щелей в спектре вблизи положений гармоник ЦР, начиная со второй. В нашем случае ДЭС с затвором дисперсия бернштейновских мод  $\omega(k)$  ( $\omega$  – круговая частота моды,  $k$  – волновой вектор) в приближении хаотических фаз и пределе  $\epsilon_F \gg kT \gg \hbar\omega_c$  ( $\epsilon_F$  – энергия Ферми) описывается уравнением

$$1 - \frac{4e^2 m^* d}{\hbar^2 \epsilon} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n^2 J_n^2(kR_c)}{(\omega/\omega_c)^2 - n^2} = 0. \quad (2)$$

Здесь  $J_n$  – функции Бесселя порядка  $n$ ,  $R_c = V_F/\omega_c$  – циклотронный радиус электронов ( $V_F$  – фермиевская скорость),  $d$  – расстояние между ДЭС и затвором. Уравнение (2) может быть получено на основании результатов работ [21, 22] переходом к случаю ДЭС с затвором. Оно справедливо при  $kd \ll 1$ .

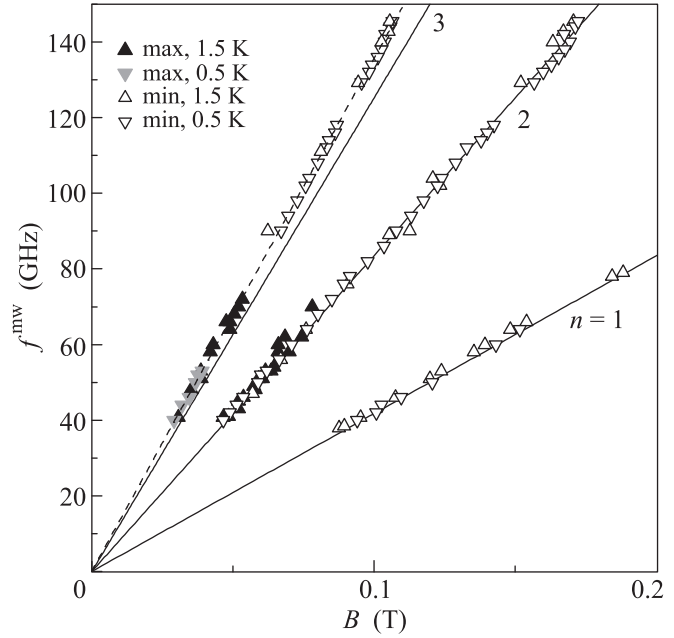


Рис. 3. Положения экстремумов микроволнового поглощения в координатах  $(B, f^{\text{mw}})$  (символы). Сплошные линии  $n = 1, 2, 3$  соответствуют положению ЦР и его гармоник  $2\pi f^{\text{mw}} = n\omega_c$ . Штриховая прямая проведена через экстремумы, расположенные около третьей гармоники ЦР

Очевидно, что описываемый этим уравнением закон дисперсии, будучи представленным в координатах  $(kR_c, \omega/\omega_c)$ , не зависит от величины магнитного поля. Этот факт является особенностью спектра бернштейновских мод в полевых транзисторах. Результаты вычислений закона дисперсии по формуле (2) приведены на рис. 4. Отметим возникновение в полученном спектре щелей при значениях  $\omega$ , чуть меньших значений  $n\omega_c$  ( $n = 2, 3, \dots$ ). Этот эффект обусловлен взаимодействием основной магнетоплазменной моды (в рассматриваемом случае  $\omega_{\text{mpl}} = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2 dk^2}{m^* \epsilon} + \omega_c^2}$ ) с гармониками ЦР. Отметим также быстрое убывание величины щели с увеличением номера  $n$ . Очевидно, что минимумы поглощения вблизи второй и третьей гармоник ЦР могут быть качественно объяснены наличием щелей в спектре коллективных магнетоплазменных возбуждений. Мы полагаем, что существенной особенностью нашего эксперимента является возбуждение магнетоплазменных мод в широкой области волновых векторов  $k < 1/d$  за счет неоднородности микроволнового электрического поля около края затвора. В таких условиях следует ожидать существования минимумов поглощения в широкой области частот излучения, что и наблюдается в эксперименте. Приведенное

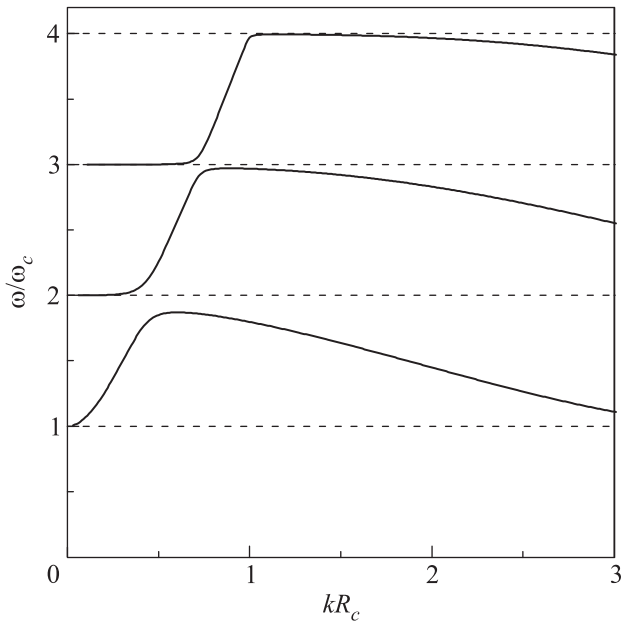


Рис. 4. Дисперсия бернштейнских мод в координатах  $(kR_c, \omega/\omega_c)$ , рассчитанная по формуле (2) с использованием  $m^* = 0.067m_e$ ,  $\epsilon = 12.8$  и экспериментальных значений  $n_s$  и  $d = d_1$

простое рассмотрение не может, однако, объяснить инверсию экстремумов в поглощении вблизи второй и третьей гармоник, наблюдаемую при понижении частоты излучения и при повышении температуры, а также существование минимума при  $2\pi f^{mw}/\omega_c \approx 3.1 > 3$ . Вместе с тем представляется естественным связать инверсию с уменьшением абсолютных значений щелей в спектре, происходящим при понижении частоты микроволнового излучения, а также с температурным размывом этих щелей при повышении температуры. Можно надеяться, что полный расчет поглощения, учитывающий уширение бернштейнских мод и зависимость матричных элементов оптических переходов от волнового вектора, сможет объяснить наблюдаемые эффекты.

На рис. 5 в зависимости от величины  $2\pi f^{mw}/\omega_c$ , обратно пропорциональной магнитному полю, приведены результаты измерений емкости и активной компоненты переменного тока  $I\tilde{~}$  для частоты излучения  $f^{mw} = 140$  ГГц. Помимо уже обсуждавшихся экстремумов около второй и третьей гармоник ЦР, приведенные данные демонстрируют слабые осцилляции поглощения, максимумы которых находятся при  $2\pi f^{mw}/\omega_c \approx 5, 6, 7$ . Возникает вопрос, на который мы пока не можем ответить: имеют эти осцилляции ту же природу, что и рассмотренные выше особенности на гармониках ЦР, или они могут быть интерпретированы как проявление квантовых

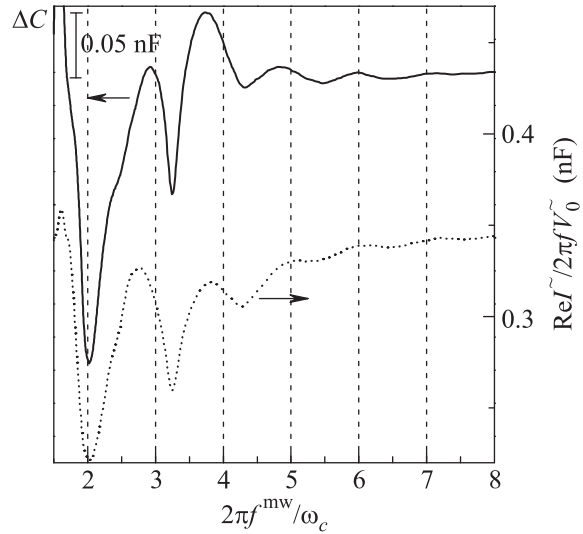


Рис. 5. Фотоотклик в емкости и активной компоненте переменного тока  $I\tilde{~}$ , измеренный на частоте  $f = 13$  Гц при  $T = 0.5$  К под микроволновым облучением частотой  $f^{mw} = 140$  ГГц, в зависимости от величины  $2\pi f^{mw}/\omega_c$ , обратно пропорциональной магнитному полю

осцилляций в поглощении [23, 24], как это было сделано в недавней работе [25]? Такие квантовые осцилляции являются результатом одночастичных переходов между уширенными за счет беспорядка уровнями Ландау и несут информацию о ширине уровней.

Итак, в представленной работе наблюдались особенности поглощения микроволнового излучения двумерной электронной системой вблизи гармоник циклотронного резонанса. Мы связываем минимумы поглощения около второй и третьей гармоник со щелями в спектре бернштейнских магнетоплазменных мод. Объяснение трансформации минимумов в максимумы при понижении частоты излучения и повышении температуры требует более детального теоретического рассмотрения. Задачей дальнейших исследований остается выяснение природы осцилляций поглощения на высоких гармониках.

Авторы благодарны В.А. Волкову и И.В. Кукушкину за полезные обсуждения. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект # 14-12-00599).

1. R. G. Mani, J. H. Smet, K. von Klitzing, V. Narayanamurti, W. B. Jonson, and V. Umansky, *Nature* **420**, 646 (2002).
2. M. A. Zudov, R. R. Du, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 046807 (2003).

3. C. L. Yang, M. A. Zudov, T. A. Knuuttila, R. R. Du, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 096803 (2003).
4. S. I. Dorozhkin, *Письма в ЖЭТФ* **77**, 681 (2003).
5. S. I. Dorozhkin, L. Pfeiffer, K. West, K. von Klitzing, and J. H. Smet, *Nat. Phys.* **7**, 336 (2011).
6. I. A. Dmitriev, A. D. Mirlin, D. G. Polyakov, and M. A. Zudov, *Rev. Mod. Phys.* **84**, 1709 (2012).
7. Ya. Dai, R. R. Du, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 246802 (2010).
8. A. T. Hatke, M. A. Zudov, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. B* **83**, 121301(R) (2011).
9. Ya. Dai, K. Stone, I. Knez, C. Zhang, R. R. Du, C. Yang, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. B* **84**, 241303(R) (2011).
10. A. T. Hatke, M. A. Zudov, L. N. Pfeiffer, and K. W. West, *Phys. Rev. B* **83**, 201301(R) (2011).
11. V. A. Volkov and A. A. Zabolotnykh, *Phys. Rev. B* **89**, 121410(R) (2014).
12. I. B. Bernstein, *Phys. Rev.* **109**, 10 (1958).
13. E. Batke, D. Heitmann, J. P. Kotthaus, and K. Ploog, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2367 (1985).
14. I. V. Kukushkin and V. A. Volkov, in *Quantum Hall Effects*, ed. by Z. F. Ezawa, 3rd ed., World Scientific, Singapore (2013), p. 705.
15. S. J. Allen, Jr., D. C. Tsui, and R. A. Logan, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 980 (1977).
16. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. W. Scarola, V. Umansky, and K. von Klitzing, *Science* **324**, 1044 (2009).
17. K.-J. Friedland, R. Hey, H. Kostial, R. Klann, and K. Ploog, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 4616 (1996).
18. V. Umansky and M. Heiblum, *Molecular Beam Epitaxy*, ed. by M. Henini, Elsevier (2012), ch. 6.
19. M. J. Manfra, *Ann. Rev. Cond. Matt. Phys.* **5**, 347 (2014).
20. S. I. Dorozhkin, D. V. Sychev, and A. A. Kapustin, *J. Appl. Phys.* **116**, 203702 (2014).
21. G. R. Aizin and G. Gumbs, *Phys. Rev. B* **52**, 1890 (1995).
22. В. А. Волков, Э. Е. Тахтамиров, *ЖЭТФ* **131**, 681 (2007).
23. T. Ando, *J. Phys. Soc. Jpn.* **38**, 989 (1975).
24. I. A. Dmitriev, A. D. Mirlin, and D. G. Polyakov, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 226802 (2003).
25. O. M. Fedorych, M. Potemski, S. A. Studenikin, J. A. Gupta, Z. R. Wasilewski, and I. A. Dmitriev, *Phys. Rev. B* **81**, 201302(R) (2010).