

Плазменные возбуждения в SiGe/Si квантовых ямах

А. Р. Хисамеева¹⁾, А. В. Щепетильников^{1)*}, Г. А. Николаев¹⁾⁺, С. А. Лопатина^{1)*+}, Я. В. Федотова¹⁾⁺,
И. В. Кукушкин⁺

⁺Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черногловка, Россия

^{*}Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, 101000 Москва, Россия

Поступила в редакцию 28 апреля 2023 г.

После переработки 1 июня 2023 г.

Принята к публикации 1 июня 2023 г.

Было проведено подробное исследование плазменных и магнитоплазменных возбуждений в высококачественных нелегированных двумерных системах на основе SiGe/Si квантовых ям. Двумерная электронная система формировалась при приложении напряжения к верхнему затвору, частично прозрачно для субтерагерцового излучения в частотном диапазоне 20–160 ГГц. Для сравнения также приведены результаты для SiGe/Si квантовых ям с δ -слоем легирования Sb. Были непосредственно определены транспортные и квантовые времена рассеяния для обеих структур. Было установлено, что величина эффективной массы электронов практически не зависит от плотности двумерных электронов в широком диапазоне значений.

DOI: 10.31857/S1234567823130116, EDN: gcfgrp

Последовательное освоение диапазона частот электромагнитного излучения, лежащего в области от 0.1 до 1.0 ТГц, является ключевым направлением современной физики, техники и приборостроения. Например, в данном частотном диапазоне возможно создание систем радиовидения, которые способны решать целый спектр различных прикладных задач в области промышленного неразрушающего контроля качества [1–4], в сельском хозяйстве [5] и в сфере безопасности [6–11]. Более того, именно в субтерагерцовом частотном диапазоне предполагается построение телекоммуникационных сетей следующего поколения [12–14]. С другой стороны, развитие субтерагерцовых технологий позволит значительно продвинуться и в фундаментальной науке, особенно в физике конденсированного состояния [15–20], биомедицине [21–26] и астрофизике [27].

Для успешного развития и широкомасштабного применения субтерагерцовых технологий на практике необходимо создание дешевых и эффективных детекторов электромагнитного излучения, которые при этом характеризовались бы достаточно высоким быстродействием. Всем перечисленным требованиям удовлетворяют детекторы, работающие по принципу выпрямления переменного поля плазменных волн, возбуждаемых в двумерном канале падающей электромагнитной волной, на искусственном дефекте, сформированном в электронной систе-

ме [28–31]. Основные параметры детектора, такие как чувствительность и быстродействие, определяются свойствами спектра плазменных волн, а значит, изучение свойств таких коллективных колебаний зарядовой плотности является крайне важной научной задачей.

В рамках данной работы были подробно исследованы свойства плазменных возбуждений в высококачественных двумерных системах, формирующихся в SiGe/Si квантовых ямах. Такие полупроводниковые гетероструктуры имеют целый ряд уникальных характеристик, в том числе и с точки зрения использования их как основы для детекторов субтерагерцового излучения. В первую очередь, рассматриваемые структуры характеризуются высокой чистотой и качеством, так, низкотемпературная подвижность в них достигает значений 2×10^6 см²/Вс, а транспортные времена рассеяния сравнимы с временами рассеяния в GaAs гетероструктурах. С другой стороны, SiGe/Si структуры полностью совместимы со стандартными кремниевыми технологиями, что в перспективе обеспечит низкую себестоимость детекторов и возможность крупносерийного производства. Например, омические контакты можно изготавливать путем ионной имплантации с последующей активацией [32]. С фундаментальной точки зрения, в подобных гетероструктурах эффективная масса двумерных электронов достаточно велика, что обеспечивает доминирование характерной энергии электрон-электронного взаимодействия над ки-

¹⁾e-mail: akhismeeva@issp.ac.ru

нетической энергией. В таких условиях электрон-электронные корреляции существенно модифицируют основные свойства такой материальной системы [33]. Как следствие, изучение спектра плазменных колебаний в SiGe/Si полупроводниковых гетероструктурах представляет собой крайне важную задачу.

Свойства коллективных плазменных мод уже частично были исследованы в SiGe/Si квантовых ямах ранее в [34, 35]. В указанных работах эксперименты проводились на легированных ямах с характерными низкотемпературными подвижностями $\mu \sim 10^5 \text{ см}^2/\text{Вс}$. Ключевым отличием наших исследований является тот факт, что плазменные возбуждения изучались в структуре, не имеющей слоя дополнительного легирования. При этом двумерная электронная система (ДЭС) в яме формировалась при приложении напряжения к верхнему затвору [36]. В таких системах подвижность электронов увеличивается более чем на порядок и достигает рекордных значений в $2 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{Вс}$. Отметим, что в подобных структурах спектр плазменных возбуждений изучался впервые. Во многом это связано с необходимостью нанесения на образец верхнего затвора, в качестве которого, как правило, используется достаточно толстый сплошной слой золота, полностью отражающего падающее излучение и, как следствие, плазменные возбуждения в рассматриваемых структурах крайне сложно возбудить. Мы же использовали специальные тонкие слои хрома, характерное сопротивление на квадрат которых превышало импеданс вакуума. Как следствие, существенная часть излучения проходила сквозь слой металлизации. Аналогичный подход, например, с успехом применялся при изучении электронного парамагнитного резонанса в GaN/AlGaIn гетеропереходах [37].

Исследования проводились на нелегированной высококачественной структуре SiGe/Si, выращенной методом сверхвысоковакуумного химического осаждения из газовой фазы (UHVCVD) [36]. Квантовая яма с шириной $w = 15 \text{ нм}$ была сформирована между барьерными слоями $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ ($x = 0.14$). Образцы представляли собой стандартные холловские мостики шириной $W = 120 \text{ мкм}$ с омическими контактами, сформированными напылением AuSb с последующим термическим отжигом. На поверхность образца посредством напыления был сформирован слой диэлектрика SiO (200 нм). Для формирования двумерной электронной системы и последующих исследований при помощи микроволновой спектроскопии была отработана и применена методика нанесения частично прозрачного для сверхвы-

сокочастотного (СВЧ) излучения затвора в частотном диапазоне 20–160 ГГц путем термического напыления 7 нм пленки хрома на поверхность слоя диэлектрика. Характерное сопротивление при такой толщине затвора составляло 1 кОм, что превосходит импеданс свободного пространства 377 Ом. Вариация плотности двумерных электронов в широком диапазоне $n_s = 1.6\text{--}2.5 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ производилась посредством приложения напряжения на затвор V_g , типичные низкотемпературные подвижности μ были порядка $150\text{--}1000 \times 10^3 \text{ см}^2/\text{Вс}$. Схематичное изображение архитектуры образца показано на рис. 1d. Для сравнения были проведены аналогич-

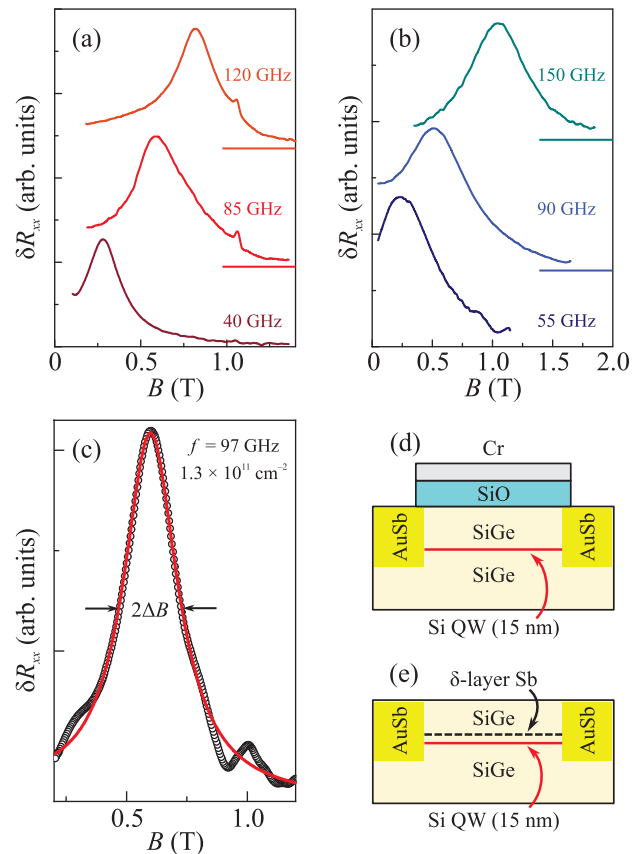


Рис. 1. (Цветной онлайн) Зависимость добавки к продольному сопротивлению ΔR_{xx} от магнитного поля B для серии микроволновых частот в случае (a) – нелегированной структуры SiGe/Si с затвором при $n_s = 1.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ($V_g = 0.8 \text{ В}$) и (b) – легированной структуры SiGe/Si при $n_s = 3.3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Прямые линии отмечены уровни сигнала без микроволнового излучения; (c) – пример теоретической подгонки согласно формуле (1) для нелегированной структуры SiGe/Si с затвором $n_s = 1.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ($V_g = 0.8 \text{ В}$) при частоте $f = 97 \text{ ГГц}$; схематическое изображение архитектуры образцов для (d) – нелегированной структуры SiGe/Si с затвором (e) легированной структуры SiGe/Si

ные измерения на структурах SiGe/Si, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МВЕ) с δ -слоем легирования Sb и квантовой ямой с шириной $w = 15$ нм и барьерными слоями $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ с $x = 0.18$ (рис. 1е). Также методом стандартной фотолитографии на образце был сформирован холловский мостик шириной $W = 100$ мкм, омический контакт создавался посредством термического напыления AuSb с последующим отжигом. Плотность двумерных электронов составляла $n_s = 3.3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ с соответствующей низкотемпературной подвижностью $\mu = 47 \times 10^3 \text{ см}^2/\text{Вс}$. Измерения проводились при температуре $T = 0.5\text{--}1.5$ К, в магнитном поле до 10 Тл, ориентированном перпендикулярно плоскости двумерной электронной системы. Для обеих структур при росте квантовых ям Si в направлении [001] самыми низкими по энергии оказываются 2 долины, имеющие изотропную эффективную массу электронов $m = 0.2m_0$ в плоскости квантовой ямы.

Экспериментальная методика детектирования основывалась на чрезвычайной чувствительности продольного магнитосопротивления R_{xx} к разогреву ДЭС вследствие возбуждения плазменной волны в системе микроволновым излучением [38]. К исследуемому образцу микроволновое излучение подводилось по сверхразмерному волноводному с прямоугольным сечением $7.0 \times 3.5 \text{ мм}^2$ (WR 28) и частотой отсечки $f \approx 15$ ГГц. Измерения проводились в диапазоне СВЧ-излучения $f = 20\text{--}160$ ГГц, обеспечиваемом серией генераторов с сопряженными блоками умножения частоты. Более подробно об экспериментальной технике можно прочитать в наших предыдущих работах [39, 40]. На эксперименте с целью улучшения соотношения сигнал-шум использовалась схема двойного синхронного детектирования. По образцу пропускался переменный ток (с амплитудой $I = 0.1\text{--}1$ мкА с частотой $f = 2$ кГц), напряжение V_{xx} снималось с двух потенциометрических контактов посредством первого синхронного детектора. Сигнал с выхода первого синхронного детектора поступал на вход второго, настроенного на частоту амплитудной модуляции СВЧ-излучения f_{mod} , падающего на образец. Таким образом, на эксперименте измерялась добавка к продольному сопротивлению образца δR_{xx} . Так как механизмы рассеяния электронов сильно восприимчивы к температуре, это приводит к увеличению сопротивления образца R_{xx} , и на эксперименте магнитоплазменные возбуждения проявлялись как максимум при развертке магнитного поля B и фиксированной частоте (рис. 1а и б).

Типичная зависимость добавки к продольному сопротивлению ΔR_{xx} от магнитного поля B для се-

рии микроволновых частот $f = 40, 85, 120$ ГГц для случая нелегированной структуры SiGe/Si с затвором с плотностью двумерных электронов $n = 1.3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ($V_g = 0.8$ В) показана на рис. 1а. Максимумы соответствуют возбуждению плазмона в системе, прямыми линиями отмечены уровни сигнала без микроволнового излучения. Каждая кривая демонстрирует выраженный резонанс, который с увеличением частоты СВЧ-излучения f сдвигается в сторону больших значений магнитного поля B , что соответствует возбуждению поперечной магнитоплазменной моды в системе. На рисунке 1б также приведены показательные зависимости для легированной структуры SiGe/Si без затвора ($n_s = 3.3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$) для $f = 55, 90, 155$ ГГц, которые тоже демонстрируют характерную для циклотронного магнитоплазменного возбуждения зависимость.

Для определения положения и ширины ΔB резонанса экспериментальные данные подгонялись теоретической зависимостью (рис. 1с). Форма резонанса связана с диссипативной частью продольной проводимости $\delta R_{xx} \propto \text{Re}\sigma_{xx}$, которая в свою очередь с хорошей точностью описывается лоренцевой зависимостью, предсказанной в рамках модели Друде:

$$\text{Re}\sigma_{xx}(\omega, B) = \frac{\sigma_0}{2\tau^2} \sum_{\pm} \frac{1}{(\omega \pm \omega_{\text{mp}}(B))^2 + 1/\tau^2}, \quad (1)$$

в которой σ_0 представляет собой друдевскую проводимость, τ – транспортное время рассеяния, а $\omega_{\text{mp}}(B)$ – дисперсия объемной магнитоплазменной моды в ДЭС, которая определяется следующим выражением [41]:

$$\omega_{\text{mp}}(B)^2 = \omega_p^2 + \omega_c^2, \quad (2)$$

где ω_c – циклотронная частота, ω_p – плазменная частота в нулевом магнитном поле $B = 0$ Тл, подчиняющаяся дисперсии двумерных плазмонов [42]:

$$\omega_p = 2\pi f_p = \sqrt{\frac{n_s \epsilon^2}{2m_p \epsilon_0 \epsilon^*}} q, \quad (3)$$

в которой $\epsilon^* = (\epsilon_{\text{Si}} + 1)/2$ – эффективная диэлектрическая проницаемость. Волновой вектор q для ДЭС в форме полоски с шириной W принимает значения $q = \pi N/W$ ($N = 1, 2, \dots$). Более точные вычисления для $N = 1$ дают $\omega_p = 0.85(2\pi f_p)$ [43].

По полученным экспериментальным данным в диапазоне частот $f = 20\text{--}160$ ГГц были построены зависимости положения магнитоплазменных резонансов по магнитному полю от частоты для нелегированной структуры SiGe/Si с затвором при $n_s =$

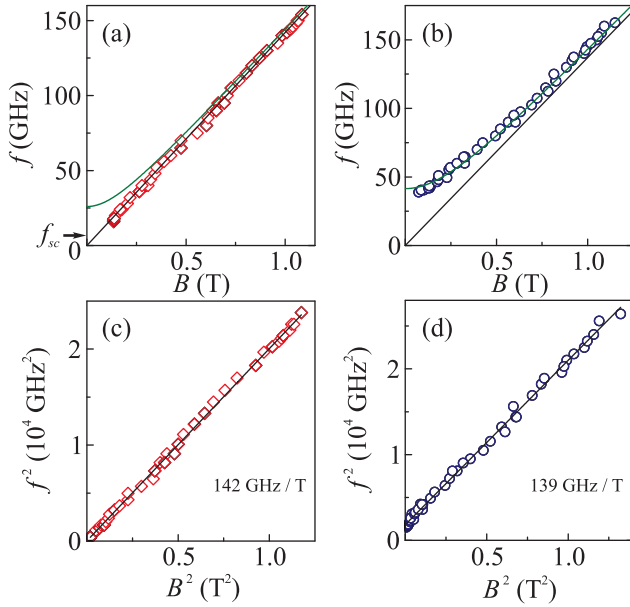


Рис. 2. (Цветной онлайн) Магнитодисперсия плазменных возбуждений для: (a) – нелегированной структуры SiGe/Si с затвором при $n_s = 1.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ($V_g = 0.8 \text{ В}$) и (b) – легированной структуры SiGe/Si при $n_s = 3.3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Зелеными линиями показана теоретическая подгонка согласно формуле (2). Прямыми черными линиями отмечены положения циклотронного резонанса для массы $m = 0.2m_0$. Зависимость квадрата частоты магнитоплазменного возбуждения от квадрата величины магнитного поля для: (c) – нелегированной структуры SiGe/Si с затвором при $n_s = 1.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ($V_g = 0.8 \text{ В}$) и (d) – легированной структуры SiGe/Si при $n_s = 3.3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

$1.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $V_g = 0.8 \text{ В}$ (рис. 2a) и легированной структуры SiGe/Si при $n_s = 3.3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (рис. 2b). На графиках сплошной черной линией отмечены положения циклотронного резонанса $\omega_c = eB/m_c$ для массы $m = 0.2m_0$. На рисунках 2a и 2b зелеными сплошными линиями показаны теоретические подгонки согласно формуле (2). Для легированной структуры SiGe/Si без затвора (рис. 1b) положения резонансов по магнитному полю следуют линии циклотронного резонанса ω_c с отклонением в низкочастотной области из-за деполяризационного плазменного сдвига. Теоретическая подгонка, согласно формуле (2), позволила определить $f_p = \omega_p/2\pi = 41 \text{ ГГц}$ и соответствующее значение эффективной массы $m_p = (0.26 \pm 0.01)m_0$. Получившееся значение заметно отличается от величины циклотронной массы, при этом разница между ними превышает экспериментальную погрешность. По всей видимости, данное явление связано с наличием сильно электрон-электронного взаимодействия в системе.

Действительно, аналогичное различие наблюдалось, например, в узких AlAs квантовых ямах [39, 44], в которых большая величина эффективной массы обеспечивает доминирование характерной энергии электрон-электронного взаимодействия над кинетической энергией.

Однако для структуры с затвором (рис. 2a) магнитоплазменный резонанс строго следует линии циклотронного резонанса в исследуемом диапазоне частот. Для наглядности также была построена теоретическая магнитодисперсия согласно формуле (2) с $\omega_p = 27 \text{ ГГц}$, рассчитанной для соответствующих значений концентрации n_s и ширине W структуры. Из графика на рис. 2a видно, что экспериментальные данные не выходят на эту частоту, что однозначно указывает на то, что плазменные колебания возбуждаются в ДЭС, частично экранированной металлическим затвором.

В работе [45] для системы с металлическим затвором и бесконечно большой проводимостью, плазменная частота в пределе $qd \ll 1$ определяется следующим выражением:

$$\omega_{sc} = \sqrt{\frac{n_s e^2 d}{\epsilon_0 \epsilon^* m^*}} q. \quad (4)$$

В нашем случае, когда проводимость затвора имеет конечное значение, данная формула не вполне правомерна, но дает возможность провести качественную оценку величины частоты экранированного плазмона. При расстоянии от ДЭС до металлического затвора $d = 700 \text{ нм}$, $n_s = 1.6 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, а волновой вектор q , в силу слабой пространственной неоднородности внешнего электромагнитного поля, связан с шириной полосы $W = 120 \text{ мкм}$ соотношением $q \approx \pi/W$, оценка плазменной частоты дает $f_{sc} = \omega_{sc}/2\pi = 5 \text{ ГГц}$ (положение отмечено на рис. 2a), что лежит вне исследуемого нами частотного диапазона, вследствие частоты отсечки волновода в 15 ГГц .

Также были определены значения эффективных циклотронных масс из наклона прямой зависимости квадрата резонансного магнитного поля от квадрата микроволнового излучения, как показано на рис. 2c и 2d. Значения для обеих структур совпадали с хорошей точностью и составляли $m_c = (0.20 \pm 0.01)m_0$.

Полная экспериментальная зависимость эффективной циклотронной массы m_c электронов от плотности двумерных электронов n_s показана на рис. 3. На графике собраны результаты для серии образцов: красные ромбы – для образца SiGe/Si с затвором при различных напряжениях на V_g и соответствующих n_s ; синий круг – для легированной структуры SiGe/Si; зеленый квадрат – результат, полу-

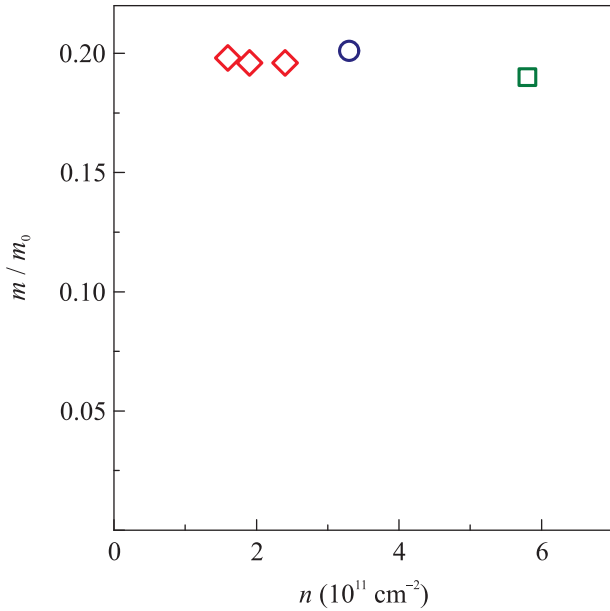


Рис. 3. (Цветной онлайн) Экспериментальная зависимость эффективной циклотронной массы электронов от плотности двумерных электронов n_s . Красные ромбы соответствуют данным, полученным для образца SiGe/Si при различных напряжениях V_g на затворе, синий круг – результат для легированной структуры SiGe/Si. Зеленый квадрат демонстрирует результат, полученный в работе [35]

ченный для легированной структуры Si/SiGe в работе [35]. Согласно полученным результатам, циклотронная масса $m_c = (0.2 \pm 0.01) m_0$ практически не зависит от концентрации электронов n_s . Ранее в работах по исследованию магнитоплазменных резонансов в двумерных системах на основе гетеропереходов ZnO/MgZnO ($m = 0.33m_0$) [46] наблюдалось заметное возрастание эффективной массы с увеличением электронной плотности и связывалось это с непараболичностью зоны в условиях сильного кулоновского взаимодействия. Схожая картина наблюдалась в узких квантовых ямах AlAs ($m = 0.2m_0$) [39, 44]. Вследствие этого, тот факт, что циклотронная масса не зависит от концентрации двумерных электронов в SiGe/Si, где масса сравнима с величинами в гетеропереходах ZnO/MgZnO и узких квантовых ямах AlAs, является важным экспериментальным наблюдением.

Перейдем теперь к анализу ширины линии магнитоплазменного резонанса. Подчеркнем, что данная характеристика имеет исключительную важность с точки зрения использования SiGe/Si гетероструктур в качестве плазменных детекторов излучения субтерагерцового частотного диапазона. Малый латеральный размер мезы (около 100 микрон) в исследованных образцах в сравнении с длиной волны воз-

буждающего электромагнитного излучения обеспечивает пренебрежимо малый радиационный вклад в ширину линии [47, 48]. При этом ширина резонанса определяется исключительно квантовым временем рассеяния $\tau_q \sim \int W_{kk'} dk'$ (здесь $W_{kk'}$ – вероятность рассеяния электрона вблизи поверхности Ферми) и может существенно отличаться от транспортного времени рассеяния $\tau_{tr} \sim \int W_{kk'} (1 - \cos \theta) dk'$, θ – угол рассеяния, таким образом $\tau_q \approx \tau_{cr}$, где $\tau_{cr} = 1/2\pi\Delta f$. Как правило, квантовое время рассеяния не превышает транспортное, однако при определенных условиях (например, в условиях сильной локализации) τ_q становится больше τ_{tr} , как показано в работе [48]. Характерные значения транспортного времени рассеяния, вычисленного по значению продольного магнитосопротивления в нулевом магнитном поле, а также характерного времени τ_{cr} , определяемого по ширине линии резонанса, приведены в табл. 1. Несмотря на то, что τ_{tr} различаются в легированном образце и структуре с затвором на порядок, разница в ширине плазменных линий не настолько существенна, что отлично видно на рис. 4. Отметим также, что для структуры с затвором отношение τ_{tr}/τ_{cr} заметно больше 1, а для легированной структуры квантовое и транспортное времена одного порядка. Это может указывать на существенно большую неоднородность электронной системы в легированной SiGe/Si гетероструктуре.

Таблица 1. Времена релаксации в исследуемых структурах SiGe/Si

Структура	τ_{tr} (пс)	τ_{cr} (пс)
Gated SiGe/Si	50	9
Doped SiGe/Si	6	4

В заключение, впервые было проведено подробное исследование плазменных и магнитоплазменных возбуждений в высококачественных нелегированных двумерных системах на основе SiGe/Si квантовых ям. Двумерная электронная система формировалась при приложении напряжения к верхнему затвору, частично прозрачного для СВЧ излучения в частотном диапазоне 20–160 ГГц. Для сравнения также приведены результаты для SiGe/Si квантовых ям с δ -слоем легирования Sb. Были непосредственно опеределены времена транспортной и циклотронной релаксации для обеих структур. Было установлено, что величина эффективной массы электронов крайне слабо зависит от плотности двумерных электронов в широком диапазоне значений.

Работа была выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (грант # 22-72-00135).

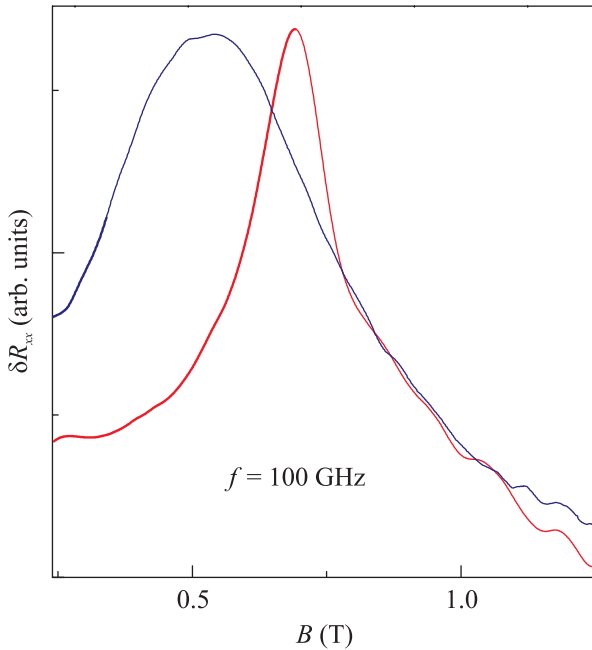


Рис. 4. (Цветной онлайн) Сравнение зависимостей добавок к продольному сопротивлению ΔR_{xx} от магнитного поля B для нелегированной структуры SiGe/Si, с соответствующими $n_s = 2.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ($V_g = 1.3 \text{ В}$) и $\tau_t = 50 \text{ пс}$ (красная линия) и легированной структуры SiGe/Si (синяя линия) с $n_s = 3.3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $\tau_t = 6 \text{ пс}$ при частоте микроволнового излучения $f = 100 \text{ ГГц}$

Авторы благодарны Новикову Алексею Витальевичу и Институту физики микроструктур РАН за предоставленные для исследования легированные гетероструктуры SiGe/Si.

1. S. Wietzke, C. Jansen, C. Jördens, N. Krumbholz, N. Vieweg, M. Scheller, M. K. Shakfa, D. Romeike, T. Hochrein, M. Mikulics, and M. Koch, Proceedings of SPIE – The International Society for Optical Engineering **738506** (2009).
2. I. Amenabar, F. Lopez and A. Mendikute, J. Infrared Millim. Terahertz Waves **34**(2), 152 (2013).
3. T. Pfeiffer, S. Weber, J. Klier, S. Bachtler, D. Molter, J. Jonuscheit, and G. Von Freymann, Opt. Express **26**, 12558 (2018).
4. A. V. Shchepetilnikov, P. A. Gusikhin, V. M. Muravev, B. D. Kaysin, G. E. Tsydynzhapov, A. A. Dremin, and I. V. Kukushkin, Appl. Opt. **60**(33), 10448 (2021).
5. A. V. Shchepetilnikov, A. M. Zarezin, V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, and I. V. Kukushkin, Opt. Eng. **59**(6), 061617 (2020).
6. D. M. Sheen, D. L. McMakin, and T. E. Hall, IEEE Trans. Microw. Theory Techn. **49**(9), 1581 (2001).
7. Y. C. Shen, T. Lo, P. F. Taday, B. E. Cole, W. R. Tribe, and M. C. Kemp, Appl. Phys. Lett. **86**, 241116 (2005).

8. D. Creeden, J. C. McCarthy, P. A. Ketteridge, P. G. Schunemann, T. Southward, J. J. Komiak, and E. P. Chicklis, Opt. Express **15**, 6478 (2007).
9. K. Murate, and K. Kawase, J. Appl. Phys. **124**, 160901 (2018).
10. G. Tsydynzhapov, P. Gusikhin, V. Muravev, A. Dremin, Yu. Nefyodov, and I. Kukushkin, J. Infrared Millim. Terahertz Waves **41**, 632 (2020).
11. A. V. Shchepetilnikov, P. A. Gusikhin, V. M. Muravev, G. Tsydynzhapov, Yu. Nefyodov, A. Dremin, and I. Kukushkin, J. Infrared Millim. Terahertz Waves **41**, 655 (2020).
12. J. Federici and L. Moeller, J. Appl. Phys. **107**, 111101 (2010).
13. H.-J. Song and T. Nagatsuma, IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. **1**, 256 (2011).
14. S. Koenig, D. Lopez-Diaz, J. Antes et al. (Collaboration), Nat. Photonics **7**, 977 (2013).
15. А. С. Казаков, А. В. Галева, А. В. Иконников, Д. Е. Долженко, Л. И. Рябова, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, М. И. Банников, С. Н. Данилов, Д. Р. Хохлов, Письма в ЖЭТФ **113**, 548 (2021).
16. Д. В. Козлов, В. В. Румянцев, А. М. Кадыков, М. А. Фадеев, Н. С. Куликов, В. В. Уточкин, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, В. И. Гавриленко, Х.-В. Хюберс, Ф. Теппе, С. В. Морозов, Письма в ЖЭТФ **109**, 679 (2019).
17. С. С. Криштопенко, С. Руффенах, Ф. Гонзалез-Посада, К. Консежо, В. Десра, Б. Жуо, В. Кнап, М. А. Фадеев, А. М. Кадыков, В. В. Румянцев, С. В. Морозов, Г. Буасье, Э. Турнье, В. И. Гавриленко, Ф. Тепп, Письма в ЖЭТФ **109**, 91 (2019).
18. М. Л. Савченко, З. Д. Квон, С. Кандуссио, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, С. Д. Ганичев, Письма в ЖЭТФ **108**, 253 (2018).
19. З. Д. Квон, К.-М. Дантчер, М.-Т. Шерр, А. С. Ярошевич, Н. Н. Михайлов, Письма в ЖЭТФ **104**(10), 729 (2016).
20. В. В. Еналдиев, В. А. Волков, Письма в ЖЭТФ **104**(9), 646 (2016).
21. T. Loeffler, T. Bauer, K. Siebert, H. G. Roskos, A. Fitzgerald, and S. Czausch, Opt. Express **9**(12), 616 (2001).
22. P. Knobloch, C. Schildknecht, T. Kleine-Ostmann, M. Koch, S. Hoffmann, M. Hofmann, E. Rehberg, M. Sperling, K. Donhuijsen, G. Hein, and K. Pierz, Phys. Med. Biol. **47**(21), 3875 (2002).
23. W. Xu, L. Xie, Z. Ye, W. Gao, Ya. Yao, M. Chen, J. Qin, and Y. Ying, Sci. Rep. **5**, 11115 (2015).
24. B. B. Hu and M. C. Nuss, Opt. Lett. **20**(16), 1716 (1995).
25. O. A. Smolyanskaya, N. V. Chernomyrdin, A. A. Konovko et al. (Collaboration), Progress in Quantum Electronics **62**, 1 (2018).

26. K. I. Zaytsev, K. G. Kudrin, V. E. Karasik, I. V. Reshetov, and S. O. Yurchenko, *Appl. Phys. Lett.* **106**, 053702 (2015).
27. P. H. Siegel, *IEEE Trans. Antennas Propag.* **55**, 2957 (2007).
28. V. M. Muravev, P. A. Gusikhin, A. M. Zarezin, I. V. Andreev, S. I. Gubarev, and I. V. Kukushkin, *Phys. Rev. B* **99**, 241406(R) (2019).
29. V. M. Muravev and I. V. Kukushkin, *Appl. Phys. Lett.* **100**, 082102 (2012).
30. V. M. Muravev, V. V. Solov'ev, A. A. Fortunatov, G. E. Tsydynzhapov, and I. V. Kukushkin, *JETP Lett.* **103**(12), 792 (2012).
31. A. V. Shchepetilnikov, B. D. Kaysin, P. A. Gusikhin, V. M. Muravev, G. E. Tsydynzhapov, Yu. A. Nefyodov, A. A. Dremin, and I. V. Kukushkin, *Opt. Quantum Electron.* **51**, 376 (2019).
32. K.-Yu Chou, N.-W. Hsu, Y.-H. Su, Ch.-T. Chou, P.-Y. Chiu, Y. Chuang, and J.-Y. Li, *Appl. Phys. Lett.* **112**, 083502 (2018).
33. M. Yu. Melnikov, A. A. Shashkin, V. T. Dolgoplov, Amy Y. X. Zhu, S. V. Kravchenko, S.-H. Huang, and C. W. Liu, *Phys. Rev. B* **99**, 081106(R) (2019).
34. R. Masutomi, K. Sasaki, I. Yasuda, A. Sekine, K. Sawano, Y. Shiraki, and T. Okamoto, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 196404 (2011).
35. S. Sassine, Yu. Krupko, E. B. Olshanetsky, Z. D. Kvon, J. C. Portal, J. M. Hartmann, and J. Zhang, *Solid State Commun.* **142**, 631 (2007).
36. T. M. Lu, D. C. Tsui, C.-H. Lee, and C. W. Liu, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 182102 (2009).
37. A. V. Shchepetilnikov, A. R. Khisameeva, V. V. Solovyev, A. Großer, T. Mikolajick, S. Schmult, and I. V. Kukushkin, *Phys. Rev. Appl.* **18**, 024037 (2022).
38. E. Vasiliadou, G. Müller, D. Heitmann, D. Weiss, K. v. Klitzing, H. Nickel, W. Schlapp, and R. Lösch, *Phys. Rev. B* **48**, 17145 (1993).
39. A. R. Khisameeva, A. V. Shchepetilnikov, V. M. Muravev, S. I. Gubarev, D. D. Frolov, Yu. A. Nefyodov, I. V. Kukushkin, C. Reichl, L. Tiemann, W. Dietsche, and W. Wegscheider, *Phys. Rev. B* **97**, 115308 (2018).
40. A. V. Shchepetilnikov, D. D. Frolov, Y. A. Nefyodov, I. V. Kukushkin, L. Tiemann, C. Reichl, W. Dietsche, and W. Wegscheider, *JETP Lett.* **108**, 481 (2018).
41. A. V. Chaplik, *ZhETF* **62**, 746 (1972).
42. F. Stern, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 546 (1967).
43. S. A. Mikhailov and N. A. Savostianova, *Phys. Rev. B* **71**, 035320 (2005).
44. A. R. Khisameeva, A. V. Shchepetilnikov, V. M. Muravev, S. I. Gubarev, D. D. Frolov, Yu. A. Nefyodov, I. V. Kukushkin, C. Reichl, W. Dietsche, and W. Wegscheider, *J. Appl. Phys.* **125**, 154501 (2019).
45. V. M. Muravev, C. Jiang, I. V. Kukushkin, J. H. Smet, V. Umansky, and K. von Klitzing, *Phys. Rev. B* **75**, 193307 (2007).
46. 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).
47. S. A. Mikhailov, *Phys. Rev. B* **54**, 10335 (1996).
48. I. V. Andreev, V. M. Muravev, V. N. Belyanin, and I. V. Kukushkin, *Appl. Phys. Lett.* **105**, 202106 (2014).