

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук и
федеральное государственное автономное образовательное
учреждение высшего образования
«Санкт-Петербургский Политехнический Университет Петра Великого»

На правах рукописи

Васильева Галина Юрьевна

ОСОБЕННОСТИ МАГНЕТОСОПРОТИВЛЕНИЯ И ТЕРАГЕРЦОВОЙ ФОТОПРОВОДИМОСТИ В ГРАФЕНЕ

01.04.10 – физика полупроводников

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук,
Иванов Ю. Л.

Санкт-Петербург – 2015

Оглавление

Введение.....	3
Глава 1. Введение в физику графена.....	8
1.1 Монослойный графен.....	9
1.2 Двухслойный графен.....	13
1.3 Экспериментальные исследования зонной структуры графена.....	16
1.4 Основные транспортные свойства графена.....	18
1.5 Уровни Ландау и квантовый эффект Холла.....	26
1.6 Оптические свойства графена в высокочастотной области.....	30
Глава 2. Изготовление образцов графена и экспериментальная установка	34
2.1 Получение графена методом «скотча».....	35
2.2 Структурирование и изготовление контактов.....	40
2.3 Бондинг (микросварка).....	43
2.4 Отжиг и очистка атомно-силовым микроскопом.....	44
2.5 Графен, полученный методом сублимации	46
2.6 Установка для транспортных измерений.....	46
2.7 Установка для измерения фотопроводимости графена.....	51
Глава 3. Особенности магнетосопротивления двухслойного графена вдали от точки электронейтральности, а также сильнолегированного двухслойного графена	54
Глава 4. Корневое магнетосопротивление в монослойном графене.....	75
Глава 5. Линейное магнетосопротивление в двухслойном графене в точке электронейтральности.....	91
Глава 6. Терагерцовая фотопроводимость в графене.....	111
Основные результаты работы.....	130
Список используемой литературы.....	134

Введение.

Актуальность проблемы.

Графен – аллотропная модификация углерода, представляет собой одноатомный слой графита. Первая экспериментальная работа, вызвавшая колоссальный интерес к этому материалу, была опубликована в 2004 году [1]. Она инициировала огромное количество как экспериментальных, так и теоретических исследований, обнаруживших уникальные свойства графена. Важность этих исследований была быстро оценена научным сообществом, и уже в 2010 году двое соавторов пионерской работы были удостоены Нобелевской премии. О значимости этого материала свидетельствует и то, что теперь ни одна крупная международная конференция по физике низкоразмерных структур не обходится без докладов о графене. Причина такого интереса связана с тем, что в графене можно изучать эффекты, которые невозможно наблюдать в обычных полупроводниковых системах. Например, квантовый эффект холла наблюдается в графене даже при комнатной температуре. Важным является тот факт, что носители заряда в графене подчиняются линейному закону дисперсии и являются дираковскими безмассовыми фермионами. Кроме того, графен, как углеродный материал, рассматривается в качестве базового элемента для развития коммерческой электроники и предсказывается появление различных приборов на его основе в ближайшем будущем.

Несмотря на большое количество работ в этой области, многие эффекты остаются непонятыми и требуют дальнейшего изучения. В частности, до конца не развита теория магнетосопротивления в графене, отсутствует понимание асимметрии свойств электронов и дырок, проявляющейся в магнетотранспорте, практически отсутствуют публикации по терагерцовой фотопроводимости в графене. Исследования, проведенные в рамках данной диссертационной работы, привели к обнаружению новых особенностей магнетосопротивления монослойного и двухслойного графена, а исследования терагерцовой фотопроводимости в графене могут быть полезными для разработки новых оптоэлектронных приборов на основе графена.

Основная цель работы: Исследовать проводимость образцов монослойного и двухслойного графена различной степени легирования в широком диапазоне магнитных полей, и изучить возможности получения сигнала терагерцовой фотопроводимости в образцах графена.

Задачи работы:

1. Изготовить образцы графена, в которых можно регулировать концентрацию носителей заряда меняя напряжение на затворе.
2. Исследовать магнетосопротивление однослойного и двухслойного графена в широком интервале температур и концентраций носителей.
3. Исследовать магнетосопротивление монослойного графена с разными типами рассеивающего потенциала.
4. Изучить влияние размерных и краевых эффектов на магнетосопротивление графена.
5. Изучить терагерцовую фотопроводимость в графене.

Научная новизна работы состоит в следующем:

1. В монослойном графене экспериментально обнаружено, что сопротивление может зависеть корневым образом от магнитного поля в слабых магнитных полях. Подобный тип магнетосопротивления в слабых магнитных полях ранее не наблюдался. Экспериментально установлено, что такое магнетосопротивление связано с рассеянием на короткодействующем потенциале.

2. Впервые получены результаты, демонстрирующие проявление нетривиальной спектральной зависимости (типа «Мексиканской шляпы») в двухслойном графене в транспортных измерениях.

3. Обнаружено положительное магнетосопротивление в двухслойном графене при высокой концентрации дырок, не чувствительное к размерам и степени легирования образцов. Такое магнетосопротивление не меняется при повышении

концентрации и изменении температуры. В этом смысле оно является универсальным.

4. Получен сильный сигнал терагерцовой фотопроводимости в образцах графена в форме меандра изготовленных методом сублимации SiC. Показано, что механизм фотопроводимости обусловлен болометрическим эффектом.

5. Обнаружено, что в p-n переходе в графене имеет место усиление болометрической фотопроводимости. Предположительно такое усиление связано с резонансом на частоте плазмонов.

Научная и практическая значимость работы.

Исследования в монослойных образцах графена вблизи точки электронейтральности показали, что характер зависимости сопротивления от магнитного поля определяется типом рассеивающего потенциала, в частности, в образцах графена с короткодействующим потенциалом, сопротивление растет как квадратный корень с увеличением магнитного поля.

Анализ положительного магнетосопротивления, связанного с двухканальной проводимостью в двухслойном графене, позволил определить эффективные массы, концентрации и времена релаксации носителей в каждом канале.

Результаты исследования линейного магнетосопротивления в точке электронейтральности в двухслойном графене могут быть использованы для создания датчиков магнитного поля.

Результаты экспериментального исследования магнетосопротивления в узких образцах двухслойного графена в точке электронейтральности и ее окрестностях, подтвердили теоретические представления о магнетосопротивлении систем с двумя типами носителей. Из анализа экспериментальных данных магнетосопротивления были найдены длина электронно-дырочной рекомбинации и подвижность в зависимости от концентрации носителей заряда.

На образцах графена, выполненных в форме меандра, получен сильный сигнал терагерцовой фотопроводимости, обусловленный болометрическим эффектом.

Эти результаты указывают на возможность создания новых компактных детекторов в терагерцовом диапазоне спектра.

Положения, выносимые на защиту:

1. Искривление дна зоны проводимости (типа «мексиканская шляпа») двухслойного графена проявляется в транспортных измерениях в виде положительного магнетосопротивления, которое описывается формулой Друде для двух типов носителей.
2. Магнетосопротивление монослойного графена с короткодействующими рассеивателями пропорционально квадратному корню из магнитного поля в широкой области классически слабых магнитных полей.
3. В двухслойном графене с одинаковыми концентрациями электронов и дырок, магнетосопротивление является линейным в классически сильных магнитных полях, в определенном интервале ширин образца.
4. В монослойном графене с сильным междолинным рассеянием под действием терагерцового излучения возникает фотопроводимость, обусловленная болометрическим эффектом.

Абробация работы. Результаты работы обсуждались на ряде семинаров и докладывались на международных и всероссийских конференциях. В том числе: на конкурсе работ ФТИ (Санкт-Петербург, 2014 г.), на семинаре лаборатории физики полупроводниковых приборов (Санкт-Петербург, 2013 г., 2015г.), на 18-ой Международной зимней школе по твердотельной физике (Австрия, Маутендорф, 2014 г.), на XI Российской конференции по физике полупроводников в качестве приглашенного доклада (Санкт-Петербург, 2013 г.), на 20-ой Международной конференции по физике электронный свойств двумерных систем (EP2DS.20/MSS.16) (Вроцлав, Польша, 2013 г.), на 21-ой Международной конференции по физике электронный свойств двумерных систем (EP2DS.21/MSS.17) (Сендай, Япония, 2015 г.), на XII Российской конференции по физике полупроводников (Москва, 2015 г.), на 21, 22, 23 Международном

симпозиуме “NANOSTRUCTURES: PHYSICS AND TECHNOLOGY”, Санкт-Петербург, 2013-2015г.г.

Личный вклад автора заключается в проведении экспериментов и обработке полученных данных. Образцы графена на подложке Si/SiO₂, были изготовлены автором при поддержке группы профессора Рольфа Хауга (Ляйбницкий Университет города Ганновера, Институт твердотельной физики, группа наноструктур). Анализ экспериментальных данных (объяснение результатов и сравнение экспериментальных данных с имеющимися теоретическими представлениями) был проведен в сотрудничестве с теоретиками из ФТИ им. Иоффе.

Структура и объем диссертации: диссертация состоит из введения, шести глав, заключения и списка литературы. Работа изложена на 150 страницах и содержит 59 рисунков и 1 таблицу. Список литературы включает в себя 147 наименований.

Глава 1. Введение в физику графена.

Углерод – химический элемент главной подгруппы четвёртой группы периодической таблицы элементов Менделеева. В виде угля, копоти и сажи он известен человечеству с незапамятных времен; около 100 тыс. лет назад, когда наши предки овладели огнем, они ежедневно имели дело с углем и сажей. Давно известны и такие модификации углерода, как алмаз и графит. Тем удивительнее, что во второй половине XX века удалось открыть еще две аллотропные модификации – фуллерены и нанотрубки. В 1985 году группа исследователей — Роберт Керл, Харолд Крото, Ричард Смолли, Хис и О’Брайен — исследовали масс-спектры паров графита, полученных при лазерном облучении (абляции) твёрдого образца [1] и обнаружили пики с максимальной амплитудой, соответствующие кластерам, состоящим из 60 и 70 атомов углерода. Наиболее распространённая молекула C_{60} получила название бакминстерфуллерена, по имени американского архитектора Бакминстера Фуллера, применявшего для постройки куполов своих зданий пяти- и шестиугольники, являющиеся основными структурными элементами молекулярных каркасов всех фуллеренов. Приоритет открытия нанотрубок является более спорным вопросом. Общеизвестным является факт наблюдения структуры многостенных нанотрубок Ииджимой в 1991 г. [2] в статье «Винтовая микротрубочка графитоподобного углерода» (Helical microtubules of graphitic carbon). Его интересовали структуры, состоящие из графитовых листов. Для этого он испарял графит методом дугового разряда. Иглы росли на электроде, и электронная микроскопия показала, что каждая игла состоит из коаксиальных труб графитовых листов, количество которых варьировалось от 2 до 50. На каждой трубке шестиугольные атомы углерода располагались в винтовой последовательности около оси иглы. Иглы получались в диаметре от нескольких единиц до нескольких десятков нанометров. Однако если углубиться в изучение этого вопроса, то можно обнаружить, что существуют более ранние свидетельства открытия углеродных нанотрубок.

Таким образом, к 2000 году были известны 3D, 1D и 0D структуры, состоящие из углерода. Все эти материалы можно получить из одноатомного листа графита сворачивая его или составляя из него стопку, поэтому он выступал в качестве исходной точки для их теоретического описания. Считалось, что настоящий 2D кристалл не может существовать в свободном виде. Тем не менее, получали его уже с 1565 года, когда был изобретен графитовый карандаш, т.к. в черте, оставленной карандашом, можно найти микроскопические кусочки одного слоя графита. Первые экспериментальные данные, принятые общественностью, были опубликованы 22 октября 2004 года в журнале Science, и за атомарно тонким слоем графита закрепилось название графена [3]. Группе авторов под руководством Гейма удалось показать уникальность свойств этого материала и возможность его получения простым способом. Таким образом, эта работа дала мощный толчок развитию экспериментального и теоретического изучения графена, что было высоко оценено, и принесло Андрею Гейму и Константину Новоселову Нобелевскую премию по физике в 2010 году. Чтобы понять всю уникальность этого материала, надо рассмотреть его кристаллическую решетку и свойства, вытекающие из этого.

1.1 Монослойный графен.

Кристаллическая решётка графена является двумерной гексагональной периодической решёткой, состоящей из атомов углерода с 4 валентными электронами. Каждый атом имеет трёх ближайших соседей, которые расположены под углом 120° и находятся в состоянии sp^2 -гибридизации за счет взаимодействия $2S$ и $2p_x$, $2p_y$ орбиталей. Таким образом, три электронных облака каждого атома углерода образуют три ковалентные σ -связи с другими атомами в одной плоскости. Четвертый электрон каждого атома углерода находится на $2p_z$ орбитали, перпендикулярной к плоскости графена, и образует с такими же электронами соседних атомов π -связь (именно эти четвертые электроны играют основную роль в транспортных свойствах графена, что будет показано далее).

Элементарная ячейка гексагональной кристаллической решетки графена имеет два атома. Каждый из этих атомов при сдвиге на вектор трансляции образует подрешётку из эквивалентных ему атомов. Таким образом, решетка графена может быть описана с помощью двух эквивалентных подрешеток А и В [4]. Основные трансляционные вектора \mathbf{a}_1 и \mathbf{a}_2 удобно выбрать следующим образом:

$$\mathbf{a}_1 = a \left(\frac{1}{2}, \frac{\sqrt{3}}{2} \right), \quad \mathbf{a}_2 = a \left(\frac{1}{2}, -\frac{\sqrt{3}}{2} \right), \quad (1.1)$$

а вектора обратной решетки:

$$\mathbf{b}_1 = \frac{2\pi}{a} \left(1, \frac{1}{\sqrt{3}} \right), \quad \mathbf{b}_2 = \frac{2\pi}{a} \left(1, -\frac{1}{\sqrt{3}} \right). \quad (1.2)$$

Здесь $a = \sqrt{3}a_0 = 2.46 \text{ \AA}$ – постоянная решётки, т.е. расстояние между элементарными ячейками, в то время как атомы расположены на расстоянии $a_0 = 1.42 \text{ \AA}$.

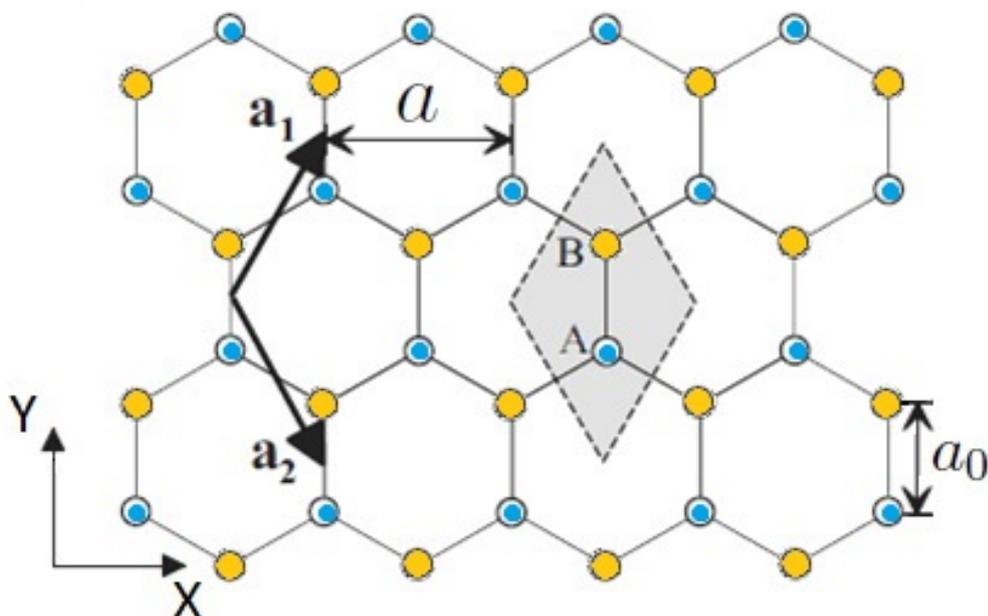


Рис.1.1 кристаллическая решетка монослойного графена. Темным цветом выделена элементарная ячейка, состоящая из атомов А и В. a - постоянная решетки, a_0 - расстояние между атомами, \mathbf{a}_1 и \mathbf{a}_2 – трансляционные вектора (измененный рис. из [42])

Для расчета зонной структуры электронов в графене можно использовать метод сильной связи. В этом случае полную волновую функцию всех электронов можно записать в виде суммы волновых функций только тех электронов, которые

соединены π -связью, т. е. можно учитывать только один электрон каждого атома. Впервые это свойство для расчета зонной структуры в приближении сильной связи использовал Уоллес [5]. Найденный таким образом гамильтониан равен:

$$\hat{H} = \gamma_0 \sum_{\langle i,j \rangle, \sigma} (\hat{a}_{i,\sigma}^+ \hat{b}_{j,\sigma}) - \gamma'_0 \sum_{\langle\langle i,j \rangle\rangle, \sigma} (\hat{a}_{i,\sigma}^+ \hat{a}_{i,\sigma} + \hat{b}_{j,\sigma}^+ \hat{b}_{j,\sigma}), \quad (1.3)$$

где \hat{a}_i^+ (\hat{a}_i) и \hat{b}_i^+ (\hat{b}_i) операторы рождения (уничтожения) электронов в подрешетках

A и B соответственно. $\gamma_0 \sim 2.7\text{eV}$ и $\gamma'_0 \sim 0.2\gamma_0$ энергия перехода к предыдущему или следующему ближайшему соседнему атому [4]. Надо принять во внимание векторы, соединяющие ближайших соседей

$$\vec{\delta}_1 = \frac{a}{2} \left(1, \frac{1}{\sqrt{3}} \right) \quad \vec{\delta}_2 = \frac{a}{2} \left(1, -\frac{1}{\sqrt{3}} \right) \quad \vec{\delta}_3 = \frac{a}{2} \left(0, \frac{2}{\sqrt{3}} \right). \quad (1.4)$$

Тогда гамильтониан для произвольного импульса \vec{k} в зоне Бриллюэна будет иметь такой вид:

$$\hat{H} = \gamma_0 \begin{pmatrix} 0 & \sum_j e^{i\vec{k} \cdot \vec{\delta}_j} \\ \sum_j e^{-i\vec{k} \cdot \vec{\delta}_j} & 0 \end{pmatrix}. \quad (1.5)$$

Собственные значения энергии получаются:

$$\varepsilon_{\pm}(\vec{k}) = \pm \gamma_0 \sqrt{3 + 4 \cos\left(\frac{\sqrt{3}ak_x}{2}\right) \cos\left(\frac{ak_y}{2}\right) + 2 \cos(ak_y)}, \quad (1.6)$$

k_x и k_y координаты в импульсном пространстве.

Зонная структура однослойного графена, рассчитанная по формуле (1.6), изображена на рисунке 1.2. В середине первой зоны Брлюлиена находится Γ -точка, а на краях неэквивалентные K и K'. Эти точки представляют большой интерес при изучении электронных свойств графена, т.к. в них происходит пересечение валентной зоны и зоны проводимости, т.е. $\varepsilon_{\pm}(K) = 0$. Одна из точек K соответствует подрешетке A, а другая подрешетке B. Между ними возможны

перебросы или междолинное рассеяние. Для такого рассеяния требуется, чтобы характерные размеры флуктуации внешнего потенциала были сопоставимы с

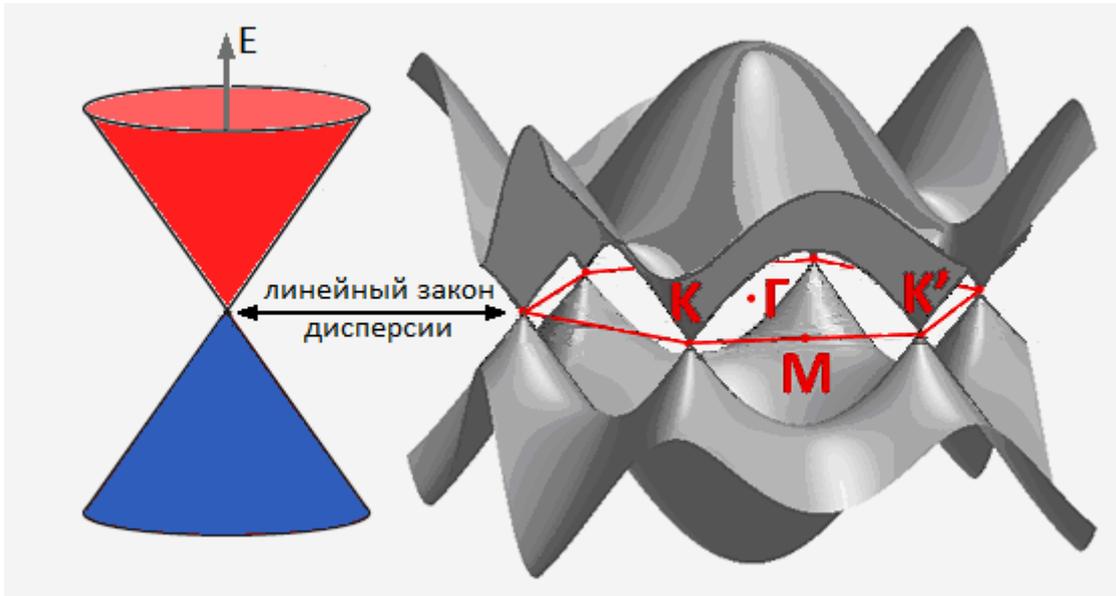


Рис 1.2. Зонная структура однослойного графена, рассчитанная в приближении сильной связи и отмеченная на ней первая зона Бриллюэна.

межатомным расстоянием. Если потенциал плавный и любой беспорядок много больше межатомного расстояния, то рассеяние слабое, и о существовании второй долины можно забыть. В связи с этим будем рассматривать только одну точку, например, К. Чтобы изучить область вокруг К (или К') более подробно, введем $\vec{p} = \vec{k} - K$, тогда уравнение (1.6) примет вид $-\frac{\sqrt{3}a}{2}\gamma_0 e^{-iK_x a/\sqrt{3}}(ip_x - p_y) + O(p^2)$, и получается:

$$E(\vec{p}) = \hbar v_F \vec{p}, \quad (1.7)$$

а гамильтониан будет выглядеть так:

$$\hat{H} = \hbar v_F \hat{\sigma} \cdot \vec{p}, \quad (1.8)$$

где v_F – скорость Ферми и σ – матрица Паули. Получилось, что носители заряда подчиняются линейному закону дисперсии, как и фотоны, а скорость Ферми в графене $v_F = \frac{\sqrt{3}\gamma_0 a}{2} \approx 10^6$ м/с, что составляет 1/300 скорости света. Таким образом,

уравнением Дирака для безмассовых фермионов можно описать носители заряда в графене (их также называются Дираковскими фермионами), и, следовательно, их эффективная масса равна нулю.

Другая особенность носителей заряда в графене – хиральность. Дело в том, что каждую подрешетку графена можно рассматривать в качестве ответственной за одну ветвь дисперсии. Эти дисперсионные ветви очень слабо взаимодействуют друг с другом. Такая независимость называется хиральностью из-за невозможности преобразовать один тип дисперсии в другой. Хиральный эффект указывает на существование псевдоспина – квантового числа для носителей заряда. Это квантовое число аналогично спину, но полностью зависит от реального спина. Псевдоспин позволяет различать вклад каждой из подрешеток. Типичным примером хиральности служит то, что невозможно превратить правую руку в левую, используя только перенос и вращение.

1.2 Двухслойный графен.

Если взять не один лист графена, а два, расположенных один над другим и взаимодействующих между собой, то свойства такого материала будут отличаться от рассмотренных выше. Такой графен называется двухслойный. Если друг над другом лежат два отдельных листа или один лист сложен пополам, то такой графен, в свою очередь, отличается от двухслойного и называется сложенным или двойным (в данной работе использовался только двухслойный графен, поэтому свойства сложенного графена здесь рассматриваться не будут). Двухслойный графен имеет разные конфигурации в зависимости от того, как располагаются относительно друг друга слои. Элементарная ячейка состоит из четырех атомов: A1 и B1 из нижнего слоя, и A2 и B2 – из верхнего. Если слои расположены таким образом, что два атома, B1 и A2, находятся непосредственно друг над другом, в то время как другие два атома, A1 и B2 разнесены (рис. 1.3), то такая конфигурация называется конфигурация Бернулли [6-8]. Она является наиболее распространенной, поэтому свойства такого двухслойного графена здесь и будут

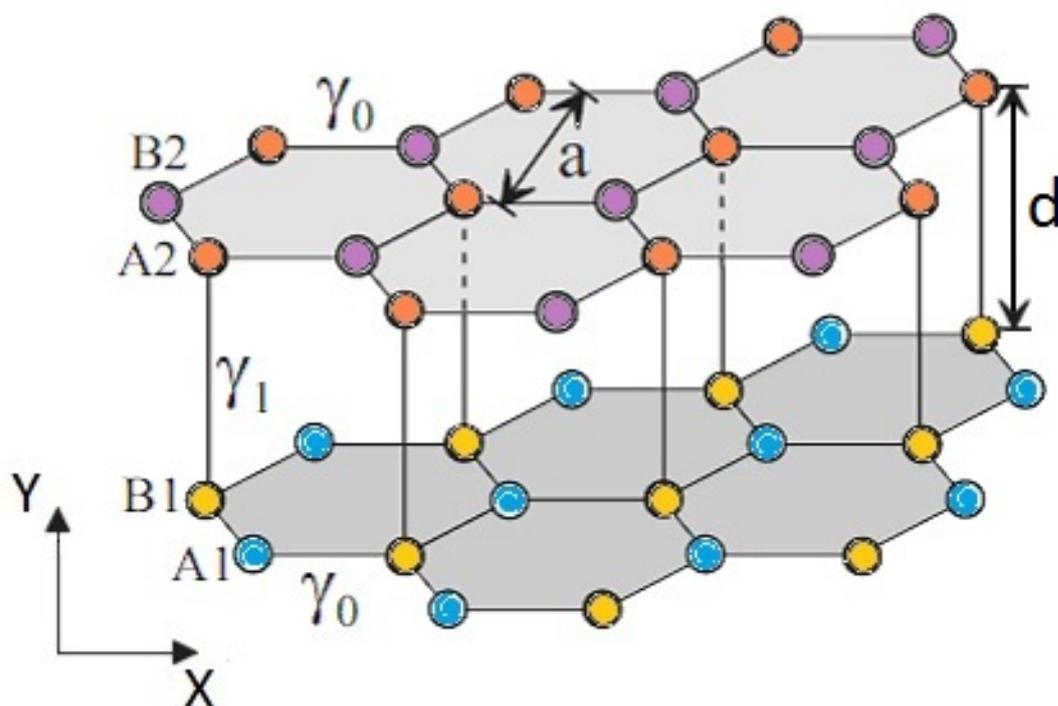


Рис.1.3 Схематическое изображение кристаллической решетки двухслойного графена. d – расстояние между слоями, a – постоянная решетки. γ_1 – интеграл перескока между слоями, γ_0 – энергия перескоков внутри слоя (измененный рис. из [42]).

рассмотрены. Базисные вектора решетки \mathbf{a}_1 и \mathbf{a}_2 совпадают с векторами монослойного графена. Таким образом, обратная решетка и первая зона Бриллюэна такие же, как в монослойном графене. Расстояние между слоями в двухслойном графене – $d=3.35\text{\AA}$. Элементарная ячейка двухслойного графена содержит четыре атома. Если опять использовать модель сильной связи и учитывать электроны на p_z – орбиталях, то будет четыре полосы в районе нулевой энергии вместо двух полос в монослойном графене. Следующее отличие состоит в том, что помимо γ_0 – энергии взаимодействия между соседними атомами А и В, в двухслойном графене нужно учитывать еще и γ_1 – энергию взаимодействия между атомами в соседних слоях А1и В2. Кроме того вводят параметр межслоевой асимметрии Δ для учета существования подложки и электрических полей [7,9]. Это делается потому, что подрешетки пространственно разделены и симметрия может быть нарушена путем подачи электрического поля,

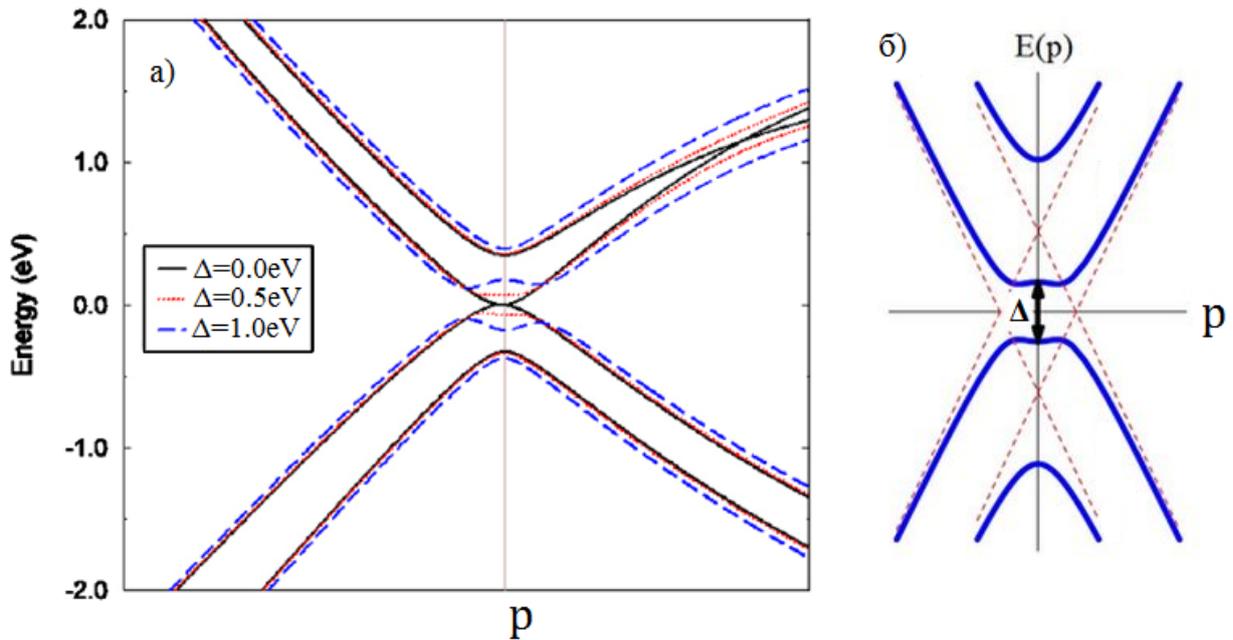


Рис. 1.4 Рассчитанная зонная структура двухслойного графена. а) Щель закрыта, когда $\Delta=0.0\text{eV}$, и начинает открываться и искривляться, когда $\Delta>0$ [9], б) Схематическое пояснение, что щель приобретает такую форму за счет сдвига двух спектров монослойного графена, принадлежащих каждому из слоев двухслойного графена.

перпендикулярного плоскости графена. Поскольку значительно возрастает количество параметров, то расчет зонной структуры двухслойного графена проводить сложнее, чем для монослойного. Тем не менее, при высоких энергиях дисперсия является линейной, как и для монослойного графена. А вот при низких энергиях прыжки между слоями и параметр асимметрии Δ сильно изменяют зонную структуру, она становится параболической с шириной запрещенной зоны, зависящей от Δ . Важно отметить, что при приложении напряжения щель не просто открывается, но и приобретает форму “мексиканской шляпы” (рис. 1.4 а,б). Таким образом, двухслойный графен имеет параболическую зонную структуру, и носители заряда в нем имеют эффективную массу $m_{\text{BG}}^*=0.037m_0$ [10]. Уравнение для собственной энергии двухслойного графена, рассчитанной из приближения сильной связи, будет выглядеть так [7,11,9]:

$$E^2 = \frac{\gamma_1^2}{2} + \frac{\Delta^2}{4} + v_F^2 \vec{p}^2 + \sqrt{\gamma_1^4 / 4 + (\gamma_1^2 + \Delta^2) v_F^2 \vec{p}^2} . \quad (1.9)$$

1.3 Экспериментальные исследования зонной структуры графена.

Теоретические расчеты зонной структуры графена подтвердились в ходе экспериментальных исследований. Есть различные методики экспериментального определения зонной структуры материалов. Однако, большинство методов измерения зонной структуры чувствительны к объему материала, а не к поверхности, поэтому графен накладывает строгие ограничения на доступные методы. Для его исследования нужны методы, которые очень чувствительны к поверхности. Фотоэлектронная спектроскопия с угловым разрешением (ARPES) является наиболее популярным методом для измерения зонной структуры графена. Этот метод позволяет сканировать на глубину материала порядка 5 \AA , таким образом, большая часть сигнала получается от нескольких первых атомных слоев исследуемой поверхности. При этом используются поток электронов с энергией 20-100 эВ [12], что достаточно, чтобы при взаимодействии с электроном выбить его из материала. Если электрону будет передано достаточно энергии для преодоления работы выхода материала, то будучи свободным, он имеет шансы попасть в детектор ARPES. Детектор ориентирован так, что измеряет угол эмиссии электронов. У угла есть две степени свободы - Π и θ . Используя их вместе, можно указать любое направление. Детектор также может точно измерить энергию E уходящего электрона. Таким образом, можно наметить соответствие между энергией и импульсом в материале с высоким разрешением. На рисунке 1.5а) приведена зонная структура монослойного графена на SiC, полученная экспериментально [12]. Другой группой исследователей также были проведены исследования графена с помощью ARPES, которые показали аналогичные результаты [13]. И в том и в другом случае наблюдалась щель, противоречащая теоретическим расчетам. Эта щель становилась меньше при увеличении числа слоев от одного до четырех. Считается, что наблюдаемая запрещенная зона обусловлена взаимодействием с подложкой, что вызывает нарушение симметрии π -связи графена [14].

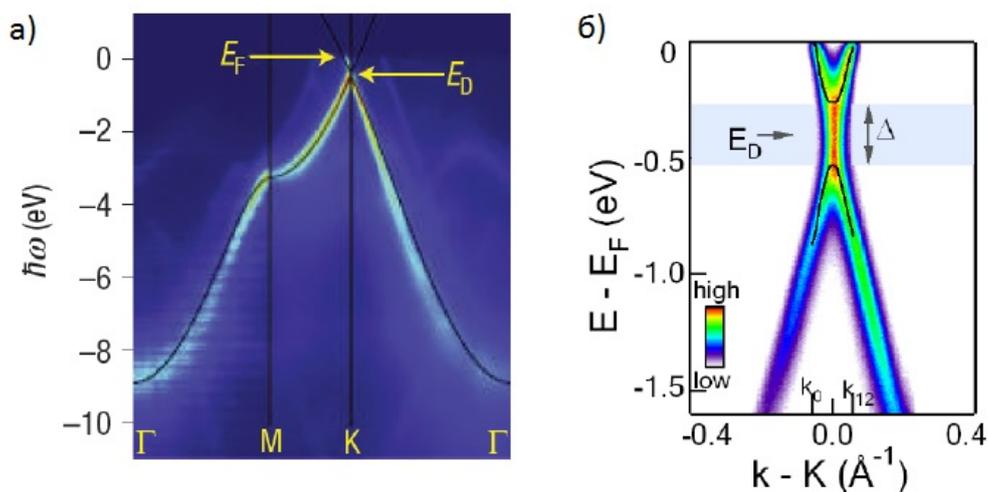


Рис. 1.5 Зонная структура монослойного графена, полученная методом ARPES. а) из работы [12] E_F –уровень ферми, E_D – точка Дирака, б) из работы [13] Δ – наблюдаемая щель.

Зонная структура двухслойного графена была также измерена методом ARPES [15-17]. В эксперименте использовался двухслойный графен, выращенный сублимационным методом на подложке SiC [16]. Образцы изначально уже имели примеси n-типа, и в спектре присутствовала щель. Для нейтрализации использовалось легирование поверхностного слоя, которое компенсировало имеющиеся примеси, при этом щель в спектре захлопывалась (рис 1.6(a)). Последующее увеличение числа легируемых примесей создает дисбаланс суммарного заряда, тем самым щель опять открывается (рис 12 (б)) [16]. На

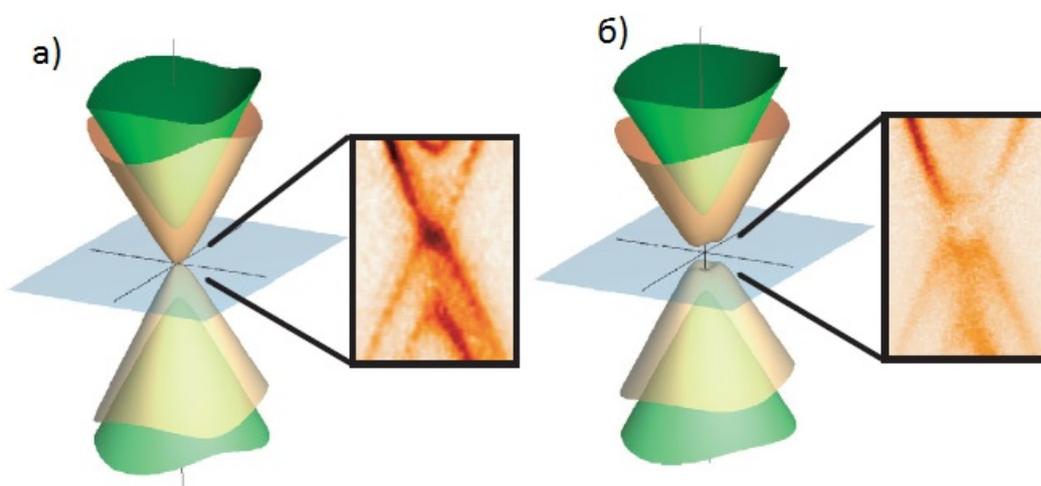


Рис. 1.6 Спектры двухслойного графена на карбиде кремния, полученные ARPES методом а) бесщелевой, когда все примеси уравновешены б) с градиентом поля, энергетическая щель открыта. Рисунок из [15].

рисунке 1.6 видно, что при появлении щели дно зонной структуры искривляется и принимает форму «мексиканской шляпы».

1.4 Основные транспортные свойства графена.

Теперь, когда мы знаем о том, как выглядит кристаллическая решетка графена и его зонная структура, можно рассмотреть, как это влияет на его транспортные свойства. Начнем с самого первого получившего большую известность эксперимента, в котором наблюдался гигантский амбиполярный эффект электрического поля [3]. До этого не было ни одного устройства, демонстрирующего значительный (более 1%) полевой эффект [18]. Этот эффект заключается в том, что при приложении перпендикулярного электрического поля сдвигается уровень Ферми. В графене этот эффект очень большой [19], причем

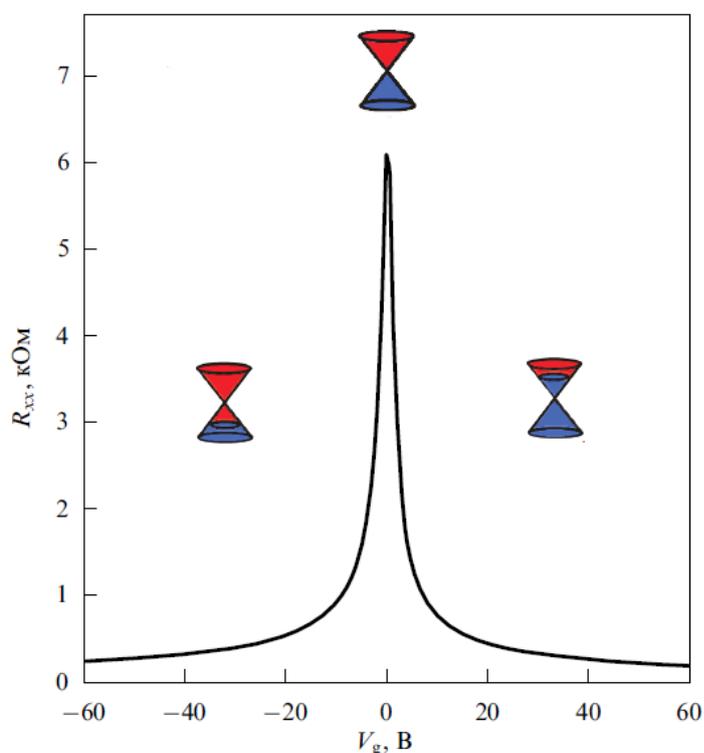


Рис.1.7 Полевой амбиполярный эффект электрического поля в монослойном графене (измененный рис. из [84]).

можно заполнять либо валентную зону, либо зону проводимости, переходя при этом через точку электронейтральности (ТЭН). Для монослойного графена ТЭН является и Дираковской точкой, т. к. спектр линейен. Экспериментально это наблюдается как сильное изменение сопротивления в зависимости от приложенного затворного напряжения. При этом сопротивление имеет максимум при напряжении соответствующем ТЭН, и спадает как $1/x$ при последующем повышении (или понижении) напряжения на затворе, т.е. при отдалении от ТЭН. Полевой эффект для монослойного графена показан на рисунке 1.7 вместе со схематическим изображением спектра и уровня Ферми. Такая зависимость дает много информации об исследуемом образце – можно определить концентрацию примесей, подвижность носителей и даже тип рассеивающих примесей. Надо отметить, что это все возможно для образцов на кремниевой подложке с пленкой оксида кремния. Если образец получен сублимационным методом, то в качестве подложки выступает SiC, при этом нижний затвор значительно менее эффективен из-за большой толщины SiC и поэтому требуется подавать большие напряжения на затвор. Из максимума сопротивления легко определить, какому значению напряжения соответствует ТЭН, после этого можно рассчитать концентрацию носителей в графене из представления о плоском конденсаторе [3]. В этом случае

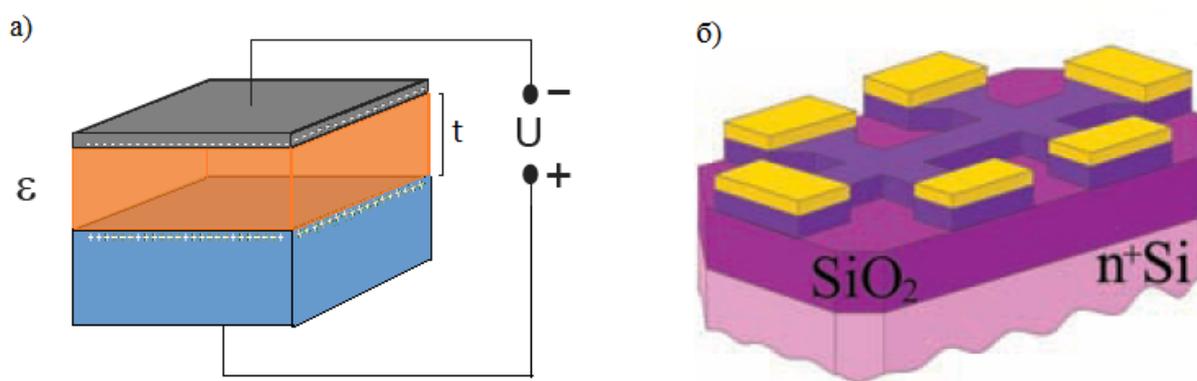


Рис. 1.8. а) схематическое изображение графена на поверхности Si/SiO₂, как конденсатора. б) схематическое изображение первых образцов графена из статьи [3]

графен и легированный Si выступают в роли обкладок конденсатора, а оксид кремния – в роли диэлектрика между ними (рис.1.8). Ёмкость такого плоского конденсатора, состоящего из параллельных пластин площадью S каждая,

расположенных на расстоянии t друг от друга, выражается формулой:

$$C = \frac{neS}{U} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{t}, \text{ где } U \text{ – напряжение между пластинами, } e \text{ – заряд электрона, } \varepsilon \text{ —}$$

диэлектрическая проницаемость диэлектрика, в данном случае оксида кремния, а ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума $8,8542 \cdot 10^{-12}$ Ф/м. Отсюда получается концентрация носителей:

$$n = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 (U_{bg} - U_0)}{et} = \alpha (U_{bg} - U_0) \quad (1.10)$$

здесь U_{bg} – напряжение, подаваемое на нижний затвор, U_0 – напряжение, которое нужно подать, чтобы переместиться в точку электронейтральности. Так как величины, стоящие перед разностью напряжений, постоянные или зависят только от свойств диэлектрика, то для удобства их можно заменить на коэффициент пропорциональности α . Для кремниевой подложки толщиной 330 нм коэффициент α получается равным $6,53 \cdot 10^{14} \text{ В}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$. Как видно из формулы, в точке электронейтральности концентрация носителей n должна равняться нулю, однако термически генерируемые носители обеспечивают наличие ненулевой плотности заряда [20].

Когда известна концентрация носителей, просто найти подвижность. В пионерской работе [3] подвижность для разных образцов составляла от 3000 до 10000 $\text{см}^2/\text{Вс}$. Образец имел форму холловского мостика (рис. 1.8 б). Измерения проводились четырехзондовым методом, через контакты 1-4 пропускался ток (I_{14}), а падение напряжения снималось с контактов 2-3 (U_{23}). Удельное сопротивление определялось по формуле $\rho = \frac{W U_{23}}{L I_{14}}$, где W - ширина графена, а L - его длина. Из

этих измерений была определена подвижность $\mu = \frac{1}{\rho en}$. Так же измерялось

холловское напряжение, из которого подвижность определялась как $\mu = \frac{R_H}{\rho}$, что

дало такие же значения, как и при расчете из продольного сопротивления. При этом подвижность практически не зависела от температуры, что указывает на доминирующую роль рассеяния на дефектах. Последующие исследования графена на SiO_2 также подтвердили этот факт. Так, например, в работе [21] были

исследованы несколько образцов графена на Si/SiO₂. График из этой работы приведен на рис 1.9. На нем отмечены точками экспериментально полученные значения подвижности для двух образцов при $n=10^{12}$ см⁻² в зависимости от температуры. Теоретические расчеты подвижности за счет рассеяния на различных дефектах отмечены линиями. Горизонтальные пунктирные линии (красная и синяя) соответствуют предельной подвижности за счет рассеяния на заряженных примесях и дефектах. Этот механизм не зависит от температуры. Как видно из графика, при температурах ниже 100К поведение подвижности действительно совпадает с этими расчетами. При более высоких температурах главную роль начинают играть два других типа рассеяния: на продольных акустических фононах (темно-красная сплошная линия) и на поверхностных фононах (зеленым пунктиром). Как можно видеть, подвижность, действительно, становится меньше, хотя и не совпадает по значению с расчетами, но напоминает их по форме. Работы по изучению влияния рассеяния на подвижность проводились и другими группами исследователей. Например, было показано, что

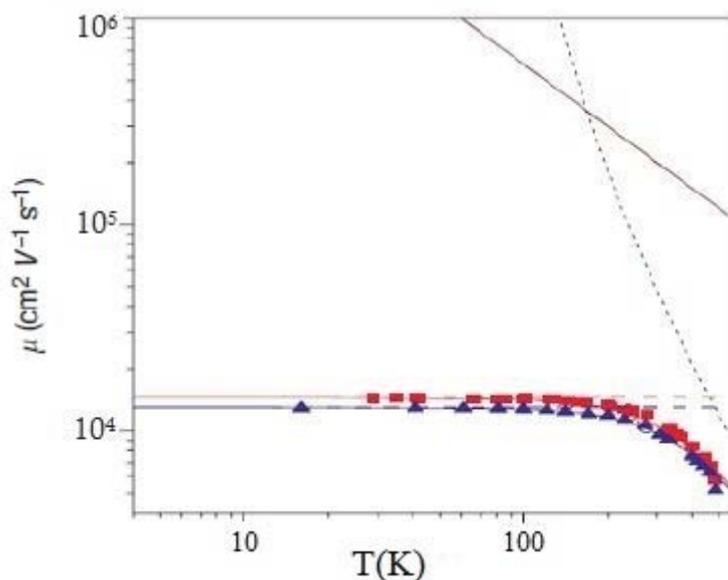


Рис.1.9 Температурная зависимость подвижности графена [21]. Точками отмечены экспериментальные данные, а линиям соответствуют теоретические расчеты ограничения за счет рассеяния на заряженных примесях (пунктирная красная и синяя линии), на продольных акустических фононах (темно-красная сплошная) и на поверхностных фононах (мелкий пунктир).

подвижность может ограничиваться за счет волнистости слоя графена или шероховатости подложки [22], флуктуациями за счет неравномерного

распределения примесей [23, 24] или за счет образования электрон-дырочных луж или пар [25] (об этом ниже будет написано подробнее). Также считается, что важную роль в рассеивании играют примеси, находящиеся в подложке SiO_2 [26]. Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что оксид кремния, на котором размещается графен, значительно снижает подвижность носителей. Так характерные максимальные значения подвижности в графене на SiO_2 составляют от $10000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ до $15000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Для графена, полученного таким же методом «скотча», но перенесенного на подложку нитрид бора, подвижность заметно выше: при комнатной температуре достигает $40000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, а при температуре 2К – $80000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ [27]. Для того чтобы еще увеличить подвижность, нужно исключить взаимодействие графена с подложкой. Это достигается путем вытравливания SiO_2 из-под графена таким образом, чтобы только его края лежали на подложке. Такой графен называется подвешенным. Подвижность, измеренная в таких образцах, достигает $200\,000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ и даже $1\,000\,000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ [28-30]. Также в работе [28] было показано влияние отжига на подвешенный

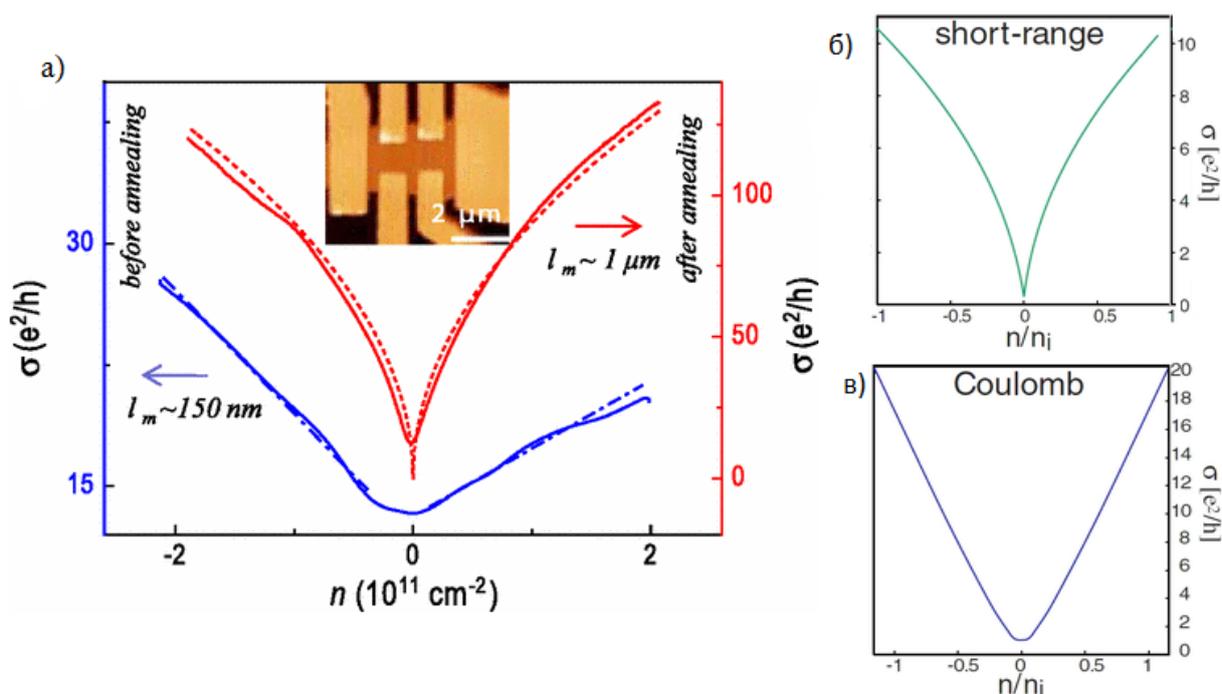


Рис 1.10. а) зависимость проводимости от концентрации подвешенного графена до (синяя линия) и после (красная линия) отжига [28]. Численные расчеты зависимости проводимости от концентрации при рассеянии на короткодействующем б) и кулоновском потенциале в).

графен через зависимость проводимости от напряжения на затворе (рис. 1.10 а). Эти результаты приводят нас к следующему важному пункту анализа данных, полученных при измерении полевого эффекта – определение типа рассеяния из зависимости проводимости от напряжения на затворе. В работе [31] были проведены численные исследования проводимости дираковских фермионов. Характер проводимости при рассеянии на короткодействующем потенциале (рис. 1.10 б) и при рассеянии на случайно распределенном кулоновском потенциале (рис. 1.10 в) заметно различаются. В первом случае это сублинейная зависимость, а во втором – линейная. Интересно сравнить эти зависимости с данными из работы [28]. До отжига на поверхности образца находилось большое количество примесей, осевших из воздуха или оставшихся после процесса изготовления образца. Такие примеси являются кулоновскими рассеивателями. Зависимость проводимости от концентрации при этом совпадает с зависимостью на рис. 1.10 в). После отжига и пропускания тока заряженные примеси с поверхности графена были удалены, и остались только источники короткодействующего

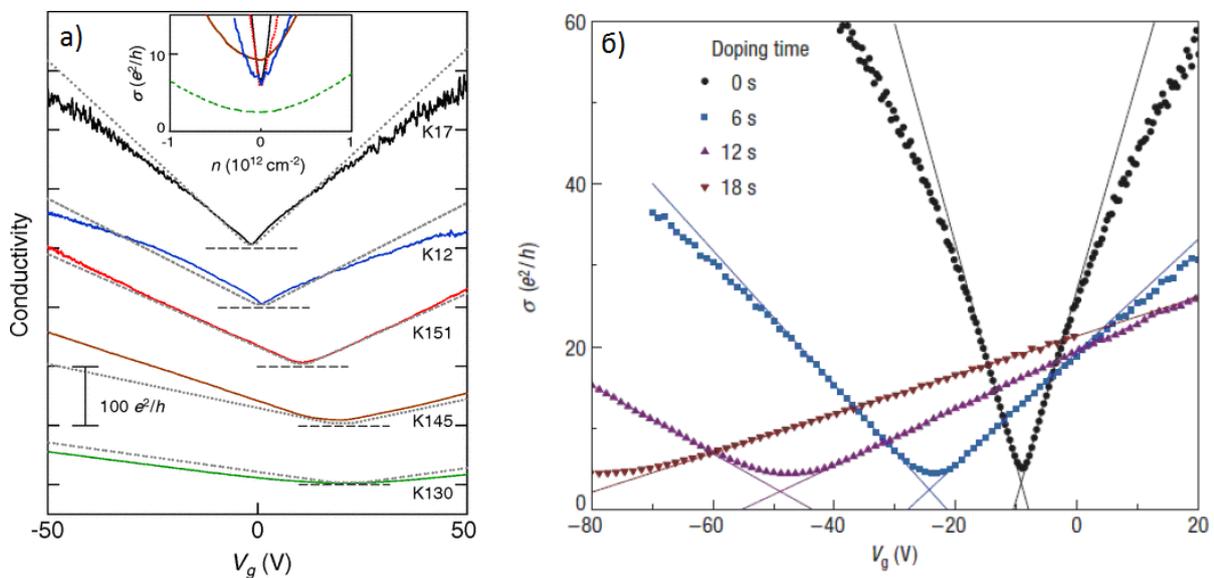


Рис. 1.11. Зависимости проводимости от напряжения на затворе. Для разных образцов из [32] а) и одного и того же образца без и при осаждении атомов калия на его поверхность б).

рассеяния. При этом форма зависимости изменилась на предсказанную для короткодействующего потенциала, как показано на рис. 1.10 б). В другой работе [33] исследовалось влияние легирования на проводимость. Для этого была

измерена проводимость чистого образца, а затем проводимость после осаждения атомов калия в ультравысоком вакууме. Чем дольше было время воздействия, тем более линейной и более широкой становилась зависимость. При этом значение минимума проводимости не менялось. В работе [32] у различных образцов помимо формы было проведено сравнение значений в минимумах проводимости. Для большинства образцов это значение порядка нескольких единиц e^2/h . Это еще одно удивительное свойство графена: проводимость остается конечной даже, когда концентрация носителей стремится к нулю. Как показывают теоретические расчеты, минимум проводимости, как у монослойного, так и у двухслойного графена, должен быть порядка кванта проводимости $4e^2/h$. Считается, что это является следствием хиральности [34].

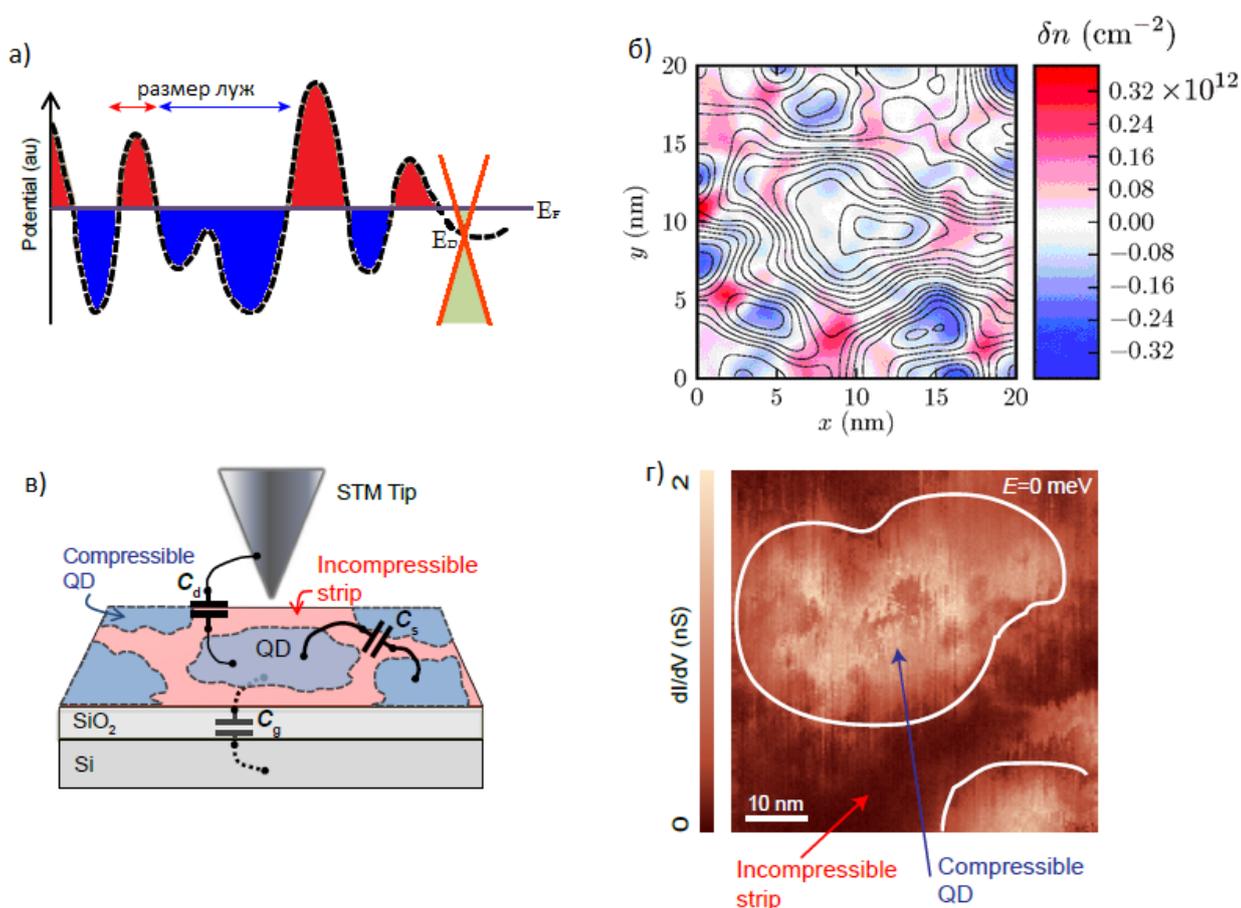


Рис 1. 12. а) схематическое изображение хаотического потенциала. б) результат расчетов образования электронно-дырочных луж из работы [36], черными линиями изображен рельеф образца. в) распад двумерного электронного газа на взаимодействующие квантовые точки (сжатый участок), разделенные изолирующей полосой (несжатый участок), и г) экспериментальные данные при 8Тл на уровне ферми [37].

Но это еще не все, что можно извлечь из зависимости полевого эффекта. По его температурной зависимости можно различить монослойный графен от двухслойного. Дело в том, что, как показали исследования, для двухслойного графена характерно увеличение сопротивления в точке электронейтральности с понижением температуры, при этом сопротивление участков при более высокой концентрации не изменяется. Для монослойных образцов дело обстоит иначе. При низких температурах, когда тепловая энергия меньше энергии хаотического потенциала, сопротивление остается неизменным. По этой особенности можно оценить величину этого потенциала. Для двухслойного графена также можно рассчитать вклад хаотического потенциала по температурной зависимости, как было сделано в работе [35]. Величина такого потенциала получилась ~ 20 мэВ. Эта работа появилась не случайно, дело в том, что в монослойном и двухслойном графене существует хаотический потенциал (схематически изображен на рис.1.12), под действием которого электроны и дырки собираются в лужи. Его природа точно не ясна. Считается, что он вызван дефектами в подложке, но, как показали расчеты в работе [36], волнистостей (ряби) самого графена достаточно для образования электрон-дырочных луж. Такие лужи наблюдаются экспериментально. В транспортных измерениях это проявляется в том, что в ТЭН наблюдается положительное магнетосопротивление. В экспериментах по сканированию поверхности получают карту распределения электронов и дырок, из которой видно, что даже при некотором отклонении от ТЭН существуют участки как с дырочной, так и с электронной проводимостью. В работе [37] были проведены исследования графена в магнитном поле с помощью сканирующего туннельного микроскопа. Оказалось, что в сильных магнитных полях двумерный электронный газ распадается на сеть взаимодействующих квантовых точек, формирующихся в максимумах и минимумах хаотического потенциала, что необходимо принимать во внимание при анализе экспериментальных результатов. В идеальном графене тип проводимости должен меняться непосредственно в ТЭН, при переходе через нулевую плотность состояний. В реальных же образцах беспорядок приводит к пространственной вариации электростатического

потенциала, который изменяет относительное положение ТЭН по отношению к уровню Ферми. Также в работе [38] наличие электронно-дырочных луж рассматривается как основная причина наличия минимума проводимости в графене.

1.5 Уровни Ландау и квантовый эффект Холла.

Раз мы упомянули о влиянии магнитного поля на хаотический потенциал, то обязательно надо рассмотреть, как магнитное поле влияет на графен, ведь основная часть измерений, представленных в этой работе, проводилась при приложении к образцу магнитного поля. Уравнения, описывающие носители заряда в графене в магнитном поле, отличаются от обычных, и уникальные свойства графена при этом проявляются еще сильнее. Характерный пример - квантовый эффект Холла для безмассовых дираковских фермионов. Впервые задача для безмассовых фермионов была решена в 1956 году [39]. При ее решении был получен неэквидистантный спектр и нулевой уровень Ландау. Чтобы получить эти результаты, надо ввести потенциал и сделать замену $\vec{p} = \vec{p} - \frac{e}{c} \vec{A}$, где \vec{A} - вектор-потенциал (будем рассматривать магнитное поле, перпендикулярное к плоскости образца, в этом случае $\vec{A} = (0, -\vec{B}x, 0)$). Подставляя это в гамильтониан и решая уравнения, находим новые значения собственной энергии для монослойного графена [40, 41]:

$$E_{\ell, \pm} = \pm \frac{\hbar v_F \sqrt{2\ell}}{\ell_B} = \sqrt{2\hbar v_F^2 \ell eB}, \quad (1.10)$$

и для двухслойного [7, 8]

$$E_{\ell, \pm} = \pm \frac{\hbar^2 \sqrt{\ell(\ell-1)}}{m \ell_B^2} = \omega_c \hbar \sqrt{\ell(\ell-1)}, \quad (1.11)$$

где $\ell_B = \sqrt{\frac{\hbar}{eB}}$ магнитная длина, а $\omega_c = \frac{eB}{m_*}$ - циклотронная частота.

Как видно из уравнений, при $\ell=0$, как для монослойного, так и для двухслойного графена $E=0$ и имеется нулевой уровень Ландау (УЛ), принадлежащий одновременно и электронам, и дыркам, что является следствием симметрии между ними.

В обычных полупроводниках наблюдается целочисленный эффект Холла и отсутствует нулевой УЛ. Проводимость $\sigma_{xy} = Ng \frac{e^2}{h}$, т. е. изменяется на $g \frac{e^2}{h}$, где g - степень вырождения. Каждый шаг σ_{xy} совпадает с пересечением уровнем Ландау оси плотности. Поскольку максимальная плотность носителей в уровне Ландау gB/φ_0 , где $\varphi_0=h/e$ – квант потока, то расстояние между шагами σ_{xy} на оси плотности равно gB/φ_0 .

В монослойном графене уровни Ландау четырехкратно вырождены (по спине и долине). Холловская проводимость σ_{xy} проходит через ноль в точке электронейтральности и состоит из непрерывных эквидистантных ступенек, разделенных шагом $\frac{4e^2}{h}$ как и в обычных полупроводниках, но сдвинутых на $1/2$ относительно них. Т.е. в графене имеет место полуцелый квантовый эффект холла и проводимость выражается в виде:

$$\sigma_{xy} = \left(N + \frac{1}{2}\right) \frac{4e^2}{h} \quad (1.12)$$

Этот сдвиг можно объяснить тем, что в монослойном графене нулевой УЛ четырехкратно вырожден и при этом фиксирован при нулевой энергии, т. е. находится на границе между электронами и дыркам, которые заполняют его в равных частях. При этом получается шаг $\frac{4e^2}{h}$ при нулевой плотности, т. е. происходит отклонение на $\frac{1}{2} \frac{4e^2}{h}$ в ту и другую сторону. Ширина всех плато одинаковая и равняется $4B/\varphi_0$.

В двухслойном графене холловская проводимость σ_{xy} (рис. 1,13 б)) показывает серию квантованных плато, как и в обычных полупроводниках, с целочисленными значениями $\frac{4e^2}{h}$, т.к. уровни четырехкратно вырождены по

спину и долинам. Однако, вырождение для уровня соответствующего $E=0$, удваивается из-за орбитального вырождения и σ_{xy} изменяется на $\frac{8e^2}{h}$ при нулевой плотности [7, 8]. В двухслойном графене при нулевой плотности, так же как и в однослойном, существует нулевой УЛ, но ввиду удвоенного вырождения по сравнению с другими уровнями (из-за орбитального вырождения), он требует в два раза больше носителей для заполнения. Таким образом, переход между соответствующими плато в два раза выше, но из-за деления пополам отклонение и в ту и в другую сторону оказывается одинаковым $\frac{1}{2} \frac{8e^2}{h}$ и не отличается от других. Ширина же первых плато удваивается и равняется $8V/\phi_0$, а последующих $4V/\phi_0$ [42]. Можно отметить, что при $\ell \gg 1$ УЛ расположены почти эквидистантно как в случае двумерного электронного газа.

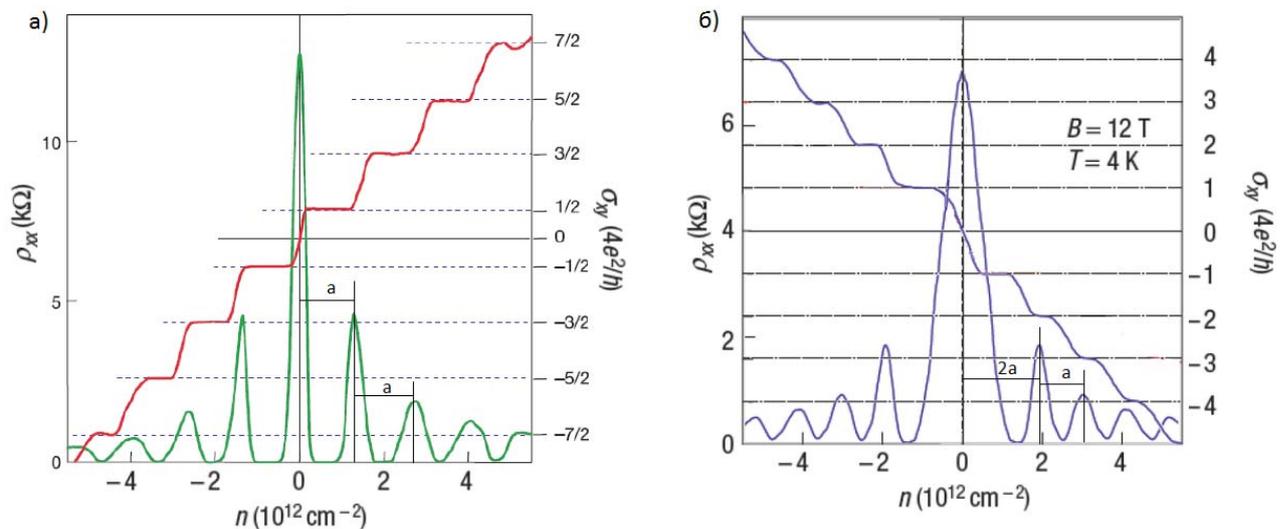


Рис.1.13. Квантовый эффект Холла в монослойном а) и в двухслойном б) графене.

Экспериментально различия в образовании УЛ можно видеть в измерениях осцилляций Шубникова-де-Гааза (ШдГ) продольного удельного сопротивления ρ_{xx} и в холловской проводимости σ_{xy} . По каждому из этих двух измерений очень легко отличить двухслойный графен от монослойного. Из значений проводимости соответствующих плато, можно найти фактор заполнения ν , который показывает, сколько уровней Ландау заполнено (т.е. общее количество уровней ниже энергии

Ферми) $\nu = \frac{\sigma_{xy}}{e^2/h}$. Для монослойного графена $\nu = \pm 2, \pm 6, \pm 10, \dots$, для двухслойного графена $\nu = \pm 4, \pm 8, \pm 12, \pm 16, \dots$. Фактор заполнения – отрицательный, если уровень Ферми находится в валентной зоне, и положительный, если уровень Ферми находится в зоне проводимости. Осцилляции ШдГ являются проявлением квантования УЛ и наблюдаются при тех же условиях, что и КЭХ, т. е. в сильных квантующих полях, когда квант циклотронной энергии много больше, чем $k_B T$. Осцилляции ШдГ были впервые обнаружены Шубниковым и де Гаазом в 1930 году [43]. При этом продольное удельное сопротивление осциллирует, и минимум этих колебаний совпадает с плато КЭХ. Как уже говорилось выше, ширина первого плато в двухслойном графене в два раза больше, чем остальных, поэтому если измерять ρ_{xx} как функцию от концентрации носителей (описывается косинусом), то расстояние между максимумами первой (соответствует точке электронейтральности) и второй осцилляций в два раза больше, чем между последующими. Это является следствием дополнительной фазы в графене, так называемой фазы Берри, для монослойного графена она равна π [44], а для двухслойного – 2π [8].

Есть другой, более распространенный вариант изучать осцилляции ШдГ, когда уровень Ферми не меняется, а меняется магнитное поле. Если измеренное таким образом сопротивление построить как функцию от обратного магнитного поля (B^{-1}), то осцилляции будут периодичны и из их периода $\Delta(1/B)$ можно определить концентрацию носителей:

$$n = \frac{2e}{h} \left(\Delta \left(\frac{1}{B} \right) \right)^{-1} \quad (1.13)$$

Амплитуда осцилляций Ш-деГ зависит от температуры, циклотронной частоты и квантового времени рассеяния и её можно описать через гиперболический косеканс [45]:

$$A_{ShdH} = \exp\left(-\frac{\pi}{\omega_c \tau_q}\right) \frac{2\pi^2 k_B T}{\hbar \omega_c} \operatorname{csc} h\left(\frac{2\pi^2 k_B T}{\hbar \omega_c}\right), \quad (1.14)$$

где k_B – постоянная Больцмана, T – температура, ω_c - циклотронная частота и τ_q - квантовое время рассеяния. Экспериментально эти эффекты в графене были измерены во многих работах, одной из первых была работа [50].

В магнитном поле в графене наблюдаются такие эффекты, как слабая локализация и антилокализация [46, 47], электрон-электронное взаимодействие [48] и отрицательное магнетосопротивление из-за сильного беспорядка, обусловленного облучением ионами Ga [49]. Результаты этих работ, использовались при анализе наших экспериментальных данных.

1.6 Оптические свойства графена в высокочастотной области.

Благодаря своим уникальным свойствам, графен является очень перспективным материалом для создания приемников и излучателей различной частоты. В том числе в малоосвоенном терагерцовом (ТГц) диапазоне, где классические волны (в области СВЧ) «становятся» квантово-механическими фотонами (в оптическом режиме). На сегодняшний день существуют различные источники излучения и детекторы, работающие в ТГц диапазоне, но все они либо не достаточно мощные, либо не достаточно компактные. При этом ТГц излучение имеет очень широкую область применения - от медицины до астрофизики [51-54]. Таким образом, графен представляет особый интерес для создания новых и эффективных детекторов и источников излучения в этом диапазоне электромагнитного спектра. Более того, можно ожидать появления на его основе компактных, перестраиваемых по частоте приборов, работающих при комнатной температуре.

В работах [71, 58] были экспериментально изучены фотоприемники на основе монослойного и многослойного графена, которые могут работать вплоть до комнатной температуры. В таких устройствах генерирование фототока объясняется разделением зарядов из-за внутренних электрических полей, которые

возникают на границе графена и металлических контактов [55], а также благодаря фото-термо-электрическому эффекту. ТГц болометры на горячих электронах, работающие при криогенных температурах, были изготовлены из монослойного [59] и двухслойного графена [60, 61]. Как уже отмечалось, двухслойный графен является бесщелевым полупроводником с параболической дисперсией, но при приложении электрического поля между слоями появляется запрещенная зона между валентной зоной и зоной проводимости. Это свойство было использовано для создания болометрических приемников, которые работают на ТГц частотах [60, 61]. Оптический пробой квантового эффекта Холла был использован для создания детекторов, которые работают на длине волны 10 мкм при температуре жидкого азота [62]. Ряд замечательных результатов был получен с помощью импульсного ТГц лазера с оптической накачкой. Среди них можно отметить наблюдение динамического эффекта Холла и хиральных краевых токов, возбуждаемых ТГц излучением в графене [63], обнаружение явления храповика в магнитном поле [64], а также исследование ТГц детекторов на базе графена при комнатной температуре, в которых улучшение поглощения было достигнуто с помощью антенны [58].

Один из главных недостатков графеновых фотодетекторов является их низкая чувствительность. Эта проблема имеет фундаментальный характер, поскольку свободная графеновая пленка поглощает всего 2,3% падающего света, что является препятствием к созданию на основе графена устройств с высокой эффективностью. Считалось, что более чувствительные приборы могут быть созданы, используя р-п переходы на основе графена, в которых происходит разделения фотовозбужденных носителей заряда. Однако, оказалось, что такая конструкция не приводит к желаемому результату, поскольку задействована только узкая область р-п перехода. Тем не менее, поглощение может быть повышено до 100%, при применении плазмонных наноструктур [56, 57]), в которых свет поглощается поверхностными плазмонными модами. Измерения плазмонных наноструктур подтвердили их эффективность для увеличения чувствительности фотоприемников [65]. Кроме того, плазмонные наноструктуры

могут резонансно поглощать на определенной длине волны, что «открывает дверь» в новый класс графеновых устройств с селективной чувствительностью по длине волны и выделенной поляризацией поглощаемого света.

Таким образом, как для технологических, так и для научных целей плазмоны в графене представляют большой интерес. Их свойства изучаются как теоретически [66-68, 83], так и экспериментально [70, 72, 75]. Поверхностный плазмон является когерентными колебаниями плотности заряда в проводящей среде, ограниченной границей между двумя материалами, чьи действительные части диэлектрической проницаемости отличаются знаками. Для оптического возбуждения плазмонных мод требуется выполнения закона сохранения энергии и импульса. Однако, в общем случае, импульс поверхностного плазмона в плоскости значительно превышает импульс фотона, и поэтому падающее излучение не может поглощаться на плоской поверхности. Хорошо известны способы, как можно решить эту проблему. Например, использовать модуляцию оптической проводимости графена, что обеспечивает оптическую связь для поверхностных плазмонов [76]. Также можно использовать для этих целей периодичность специальных графеновых структур, таких как массивы нанолент [68] или дисков [56].

Особенность графена состоит в том, что в нем одновременно могут сосуществовать как поперечные магнитные, так и поперечные электрические [66] плазмонные моды в ТГц диапазоне, чего нет в обычных 2D-системах с параболической дисперсией электронов. Графеновые наноленты содержат и краевые, и волноводные ТГц поверхностные плазмонные моды, число которых определяется шириной ленты и частотой плазмонов [77]. Параметры плазмонов можно менять с помощью электронных затворов [66, 69, 72], а также путем подбора окружающей диэлектрической среды. Время жизни плазмонов можно продлевать за счет увеличения уровня легирования [67]. Плазмоны могут распространяться вдоль p-n переходов [69]. Эти уникальные свойства привели к появлению ряда новых предложений различных устройств, в том числе волноводов, выключателей и других устройств контроля, датчиков,

перестраиваемых фильтров и генераторов ТГц излучения [78-82]. Было разработано несколько схем по изготовлению антенн на основе графена, использующих режим плазмонных мод [73, 74]. Такие устройства могут иметь миниатюрные размеры вплоть до нанометровых.

Здесь представлена только часть свойств графена, которая будет важна для анализа представленных в этой работе результатов. Упомянуть все последние достижения в этой области не представляется возможным, поскольку на сегодняшний день существует огромное количество работ, как оптических, так и транспортных, посвященных графену.

Глава 2. Изготовление образцов графена и экспериментальная установка.

В этой главе будут рассмотрены методы изготовления графена. Подробно будет описано изготовление образцов графена методом микромеханического отшелушивания натурального графита.

Существует несколько способов изготовления (получения) графена. Три из них наиболее распространены: это метод, с помощью которого первый раз получили графен – микромеханическое отшелушивание, второй – газофазная эпитаксия, и третий – высокотемпературная сублимация графена на поверхности карбида кремния. Последние два способа могут использоваться для изготовления графена в промышленных масштабах. Они позволяют получать образцы достаточно большого размера, порядка нескольких сантиметров, однако графен, получаемый таким образом, имеет неоднородную структуру и подвижность носителей в нем значительно хуже, чем в графене, полученном микромеханическим отслоением. Более того, эти способы требуют дорогостоящего оборудования. Метод микромеханического отшелушивания позволяет получить образцы размерами до 1 мм [88]. Из нашего опыта следует, что размер образцов может достигать 50 мкм, но обычно получают чешуйки длиной около 10 мкм и шириной 2-3 мкм, что достаточно для проведения транспортных измерений. Полученные таким способом образцы позволяют изготовить нижний затвор и контролировать концентрацию носителей, что очень важно для изучения транспортных свойств электронов и дырок. Более того, этот метод не требует затрат и легко реализуется в лабораторных условиях. Поэтому этот метод был выбран нами для изготовления образцов для транспортных измерений. Однако наши эксперименты с целью получить терагерцовую фотопроводимость в таких образцах оказались неудачными. Мы считаем, что в таких экспериментах следует использовать образцы больших размеров. Кроме того, как мы показали, для получения сильного сигнала фотопроводимости образцы должны быть структурированы. В экспериментах по терагерцовой

фотопроводимости нами использовались образцы, полученные методом сублимации графена на карбиде кремния, которым придавалась специальная форма. Отметим, что наличие дефектов и низкая подвижность носителей являются существенными недостатками полученных таким способом образцов.

2.1 Получение графена «методом скотча».

Для получения графена микромеханическим расщеплением нужны скотч, графит, подложка и микроскоп. Этот процесс можно разбить на несколько основных последовательных этапов: подготовка подложки, подготовка графита, соединение подложки с графитом, и, наконец, отбор подходящих образцов с помощью микроскопа.

В качестве подложки использовался легированный кремний с пленкой оксида кремния толщиной 330нм, толщина всей структуры составляла 1мм. Выбор такой подложки обусловлен удобством изготовления нижнего (используется также термин «обратный») затвора. Если толщина изолирующего слоя будет слишком тонкой, то при приложении больших напряжений будет происходить пробой. А если толщина будет, наоборот, слишком большой, то для изменения концентрации придется прикладывать слишком большие напряжения, что так же не всегда удобно. Кремний поставляется в лабораторию в виде больших шайб. В начале эти шайбы раскалывают на квадраты размером 4x4 мм, чтобы потом готовый образец можно было вставить в держатель для образцов. Раскалывание шайб производится до нанесения на них графена, т.к. в противном случае это может привести к его повреждению. Прежде чем наносить на подложку графен, её нужно тщательно очистить. Начиная с этого момента, вся работа должна проводиться в чистых комнатах и в специальной одежде, которая предотвращает попадание пыли и других загрязнений с одежды на образцы (фотография такого помещения приведена на рис. 2.1). Для очистки поверхности, нарезанные нужной формой куски подложки Si/SiO₂ помещаются в лабораторный

стакан с ацетоном и устанавливаются в ультразвуковую установку на 5 минут, при этом температура воды в установке может варьироваться. Это позволяет избавиться от основных загрязнений. Затем кремний промывается ацетоном, потом изопропанолом и высушивается в потоке сжатого азота. Следующий этап подготовки подложки – травление в плазме кислорода для изготовления пленки оксида кремния. Для данных экспериментов использовалась система 100-E Plasmasystem, фирмы TePla. В такой установке подложки выдерживаются 300 секунд при мощности 200Вт. Внешний вид установки приведен на рис 2.2. После



Рис. 2.1. Установка в чистой комнате для изготовления графена методом «скотча».



Рис. 2.2. Установка для плазменного травления.

этого горячую подложку надо сразу привести во взаимодействие с графеном. Поэтому к моменту извлечения подложки из установки плазменного травления графит должен быть уже подготовлен.

В рамках этих исследований для изготовления графена использовался натуральный графит фирмы NGS Naturegraphit, размером порядка 8мм и толщиной 1мм (на рис 2.3 а видны образцы графита рядом со скотчем). Как понятно из названия метода, графит механическим образом расщепляется до толщины в несколько атомарных слоев. Для этого он с помощью пинцета с тефлоновыми наконечником помещается на полоске скотча на липкую поверхность и слегка прижимается. Т. к. графит обладает совершенной спайностью по плоскости (0001), то при отрывании его от липкой ленты на её поверхности остаются тонкие слои. Для дальнейшего утоньшения этих слоев лента складывается несколько раз, до тех пор, пока слои не станут совсем тонкими (рис 2.3 б). Если графен уже распределен по всей поверхности, но его толщина неудовлетворительна, то берется второй кусок ленты и приклеивается сверху, затем она отрывается. Часть графита останется на ней. Затем её так же складывают несколько раз. Когда достигнуто нужное распределение слоёв по поверхности ленты, на них сверху помещают и прижимают непосредственно перед этим протравленную горячую кремниевую подложку, окисленной стороной к графиту. Если через некоторое время аккуратно отсоединить подложку и

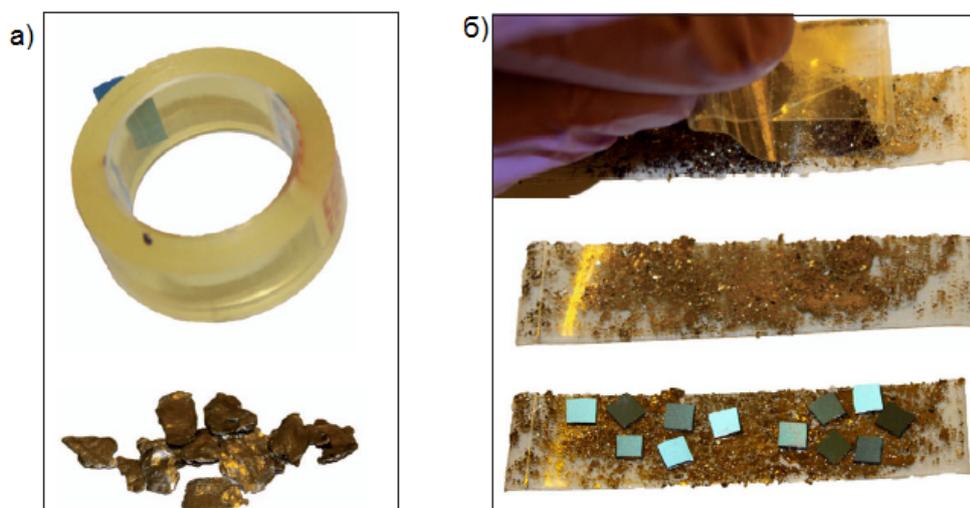


Рис. 2.3 а) внешний вид кусков натурального графита и скотча. б) процедура отшелушивания графена и его перенос на подложку (рис. из [91]).

поместить ее под микроскоп, то на поверхности подложки можно наблюдать микроскопические кусочки многослойного графита, в том числе и однослойные. Как показал опыт, если Si/SiO₂ отсоединить через сутки, то вероятность обнаружения графена большого размера на их поверхности выше, чем при отсоединении через час или два.

Использование такого простого метода для получения графена возможно благодаря тому, что его легко обнаружить на поверхности Si/SiO₂ с помощью оптического микроскопа. Конечно, другие методы, такие как сканирующий атомно-силовой микроскоп и Рамановская спектроскопия [85], также подходят для обнаружения слоев графена. Однако сканирование подложки через оптический микроскоп менее затратный метод, как в отношении времени, так и в отношении финансов, и к тому же более производительный. Чтобы этот процесс был наиболее легким, используют различные световые фильтры. Контрастность графена зависит от толщины слоя оксида [86] и от угла падения света [87]. Она определяется как отношение разности интенсивностей отраженного света от подложки без графена (I_0) и с ним (I_G) к интенсивности отраженного света без него: $K = \frac{I_0 - I_G}{I_0}$. Для достижения оптимальной контрастности используют

подсветку определенной длины волны. На рисунке 2.4 приведена зависимость

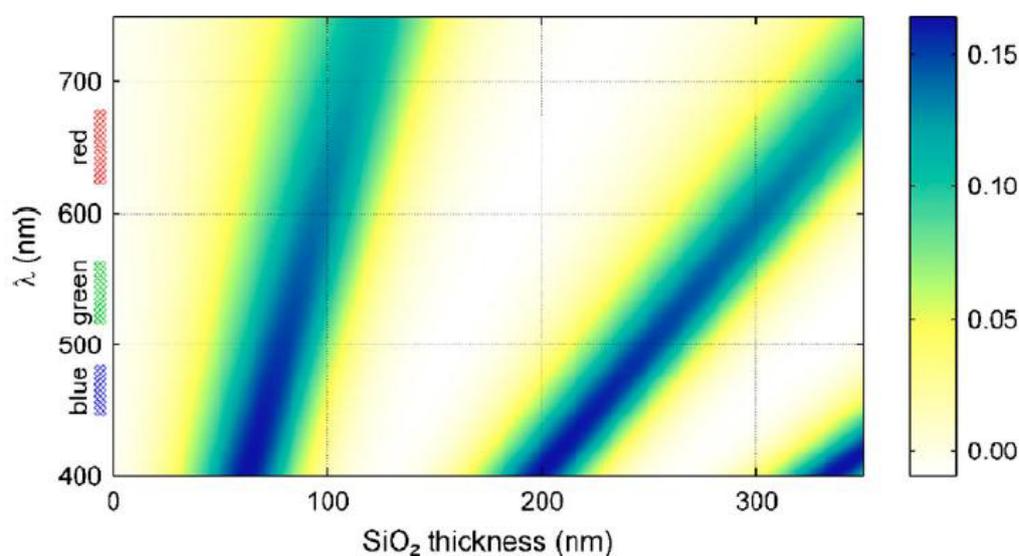


Рис. 2.4 . Зависимость интенсивности видимости монослойного графена в зависимости от длины волны и толщины слоя оксида кремния[86].

интенсивности видимости монослойного графена при различных длинах волн в зависимости от толщины оксида [86]. Основываясь на результатах этих исследований и исходя из имеющегося оборудования, для нашей подложки с толщиной SiO_2 пленки 330нм наиболее оптимальным является красный свет. Мы использовали оптический микроскоп Leica DM L и красный фильтр. Максимальное увеличение этого микроскопа в 1000 раз. Когда найден нужный образец, делается несколько его фотографий при различной величине увеличения: 1000, 500, 200 и 50. Это делается с одной стороны для фиксации расположения образца на подложке относительно других более крупных и легко находимых кусков графита, а с другой, изображение используется для дальнейшего структурирования образца и при изготовлении контактов. Также фотографии

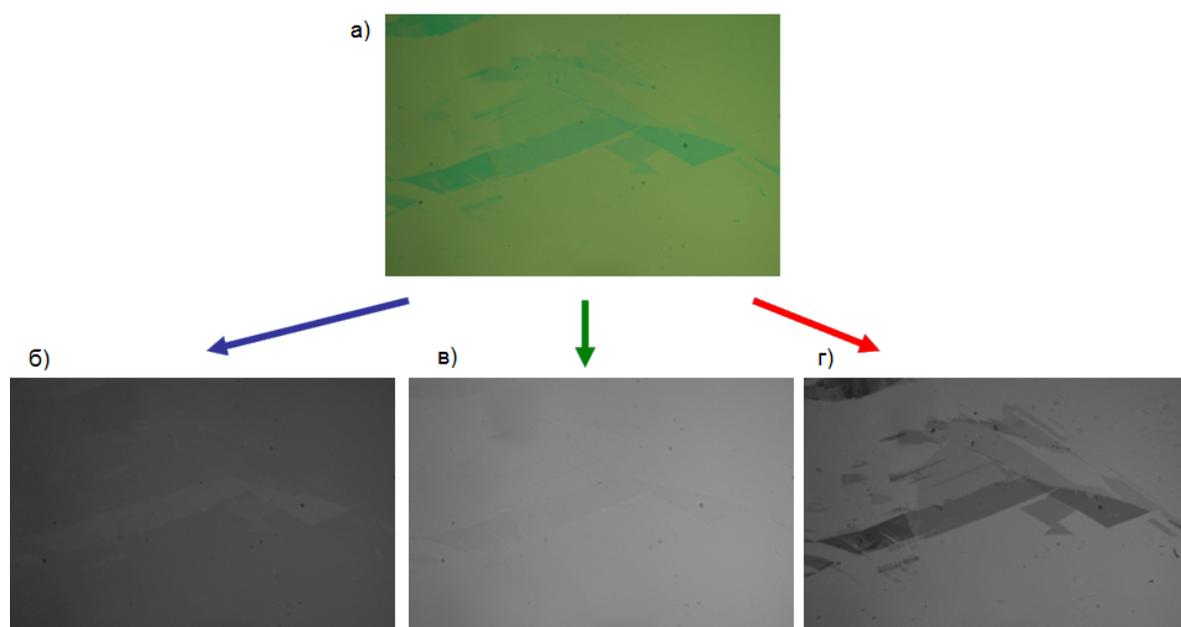


Рис. 2.5. а) фотография отслоенного графена на подложке Si/SiO_2 , сделанная через оптический микроскоп, и разложение её по спектрам: б) синий, в) зеленый, г) красный.

используются для проверки количества слоев в нем. Фотографии делаются при белом свете, без фильтра, а потом с помощью графического редактора (использовался редактор «ImagJ») раскладывается на 3 составляющие: синий, зеленый и красный. Как уже отмечалось выше, при красном свете контрастность максимальна. На рисунке 2.5 приведен пример оптического изображения и разложение его на компоненты. Представленный на этой фотографии образец

имеет участки с различным количеством слоев, и на этом изображении можно различить монослойный, двухслойный, трехслойный и многослойный графен.

2.2 Структурирование и изготовление контактов.

Перенос графена на кремниевую подложку является первым этапом процесса изготовления образца. Далее начинается более сложная часть – структурирование и изготовление контактов. Это делается методом электронно-лучевой литографии. Для этого используется сканирующий электронный микроскоп (СЭМ). Т.к. графен не виден через СЭМ, то вначале необходимо нанести маркеры. Обычно маркеры представляют собой несколько пронумерованных треугольников, расположенных на расстоянии порядка $2a$, где a - это размер образца (в нашем случае типичное расстояние между маркерами составляет 80 мкм). Первый этап нанесения маркеров такой же, как для изготовления контактов и структурирования. Вначале наносятся последовательно два лака – полиметилметакрилат (PMMA) в этиллактате (200К 4%), затем PMMA в анизоле (950К 2%). Суммарная толщина слоя лаков должна быть 175нм, поэтому для равномерного тонкого распределения используется центрифуга. Образец в центрифуге удерживается при помощи вакуума и раскручивается со скоростью 4000 об/мин в течение 60 секунд. После нанесения каждого слоя лака, для его правильного высыхания подложка нагревается в течение 10 минут при температуре 185 °С. Затем точно при таких же условиях наносится второй слой лака.

Когда оба лака нанесены и высушены, на них можно наносить нужные фигуры электронным пучком в СЭМ. Действия СЭМ контролируются программой «elphy (raith)». Для рисования контактов или структурирования образца используется ускоряющее напряжение 30кВ. За счет взаимодействия с электронами лак меняет свои свойства. Те участки лака, которые подверглись воздействию, легко растворяются в специальном проявителе, основой которого

является метилизобутилкетон. В проявителе образец выдерживается 30 секунд. Затем результат травления проверяется через оптический микроскоп и делается снимок. Если все детали получились четкими и располагаются на нужном месте, то можно приступать к следующему этапу. Если нет, то лак смывается ацетоном и процедура повторяется. При изготовлении маркеров почти никогда не требуется повторного нанесения лака и его травления, т.к. их размеры и форма не представляют сложности для изготовления. Поэтому после проявления маркеров можно напылять слой хрома 8 нм и золота 60 нм. Тонкий слой металлов наносится на всю поверхность, образец помещают в ацетон примерно на сутки, и лак легко удаляется вместе с лишним золотом.

После того как нанесены маркеры, можно начинать структурирование. Точно так же, как было описано выше, наносятся два слоя лака. Чтобы нарисовать маску, делается фотография через оптический микроскоп в максимально возможном увеличении, но так, чтобы были видны 4 маркера рядом с контактируемым слоем графена. Это количество маркеров оптимально, чтобы задать в СЭМ точное расположение графена на подложке с минимальным

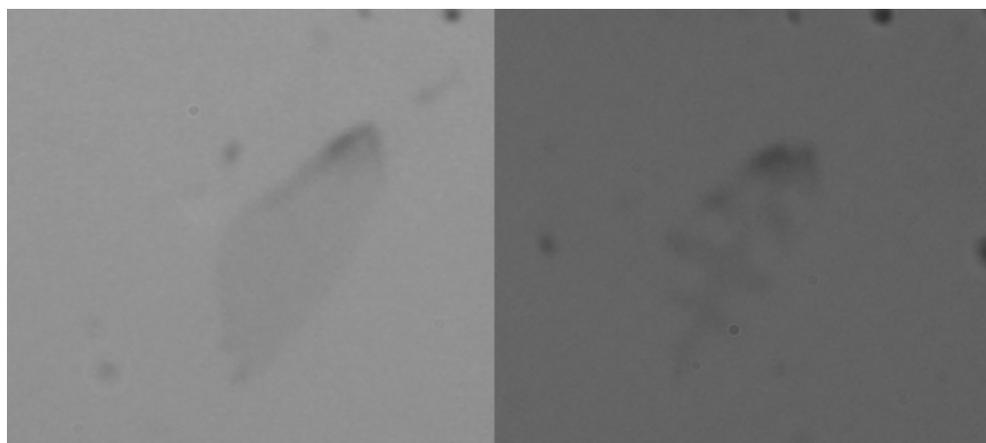


Рис. 2.6. Фотография образца до нанесения маски, и после травления.

расхождением в углах и размере. Маска рисуется в негативной форме. Для травления маски в СЭМ задаются такие же значения апертуры и напряжения, как для маркеров. Также полностью повторяется и процесс проявления. После проявления, подложку с графеном нагревают при температуре 95°C в течение 5 мин. Затем помещают в плазму на 120 сек при мощности 100 Вт. Поскольку маска наносится в негативной форме, то необходимо убрать те участки образца, которые

будут не покрыты лаком. На рисунке 2.6 приведены фотографии образца до нанесения маски и результат после травления. Если структурируется двухслойный графен, процедуру иногда приходится повторять, т. к. два слоя

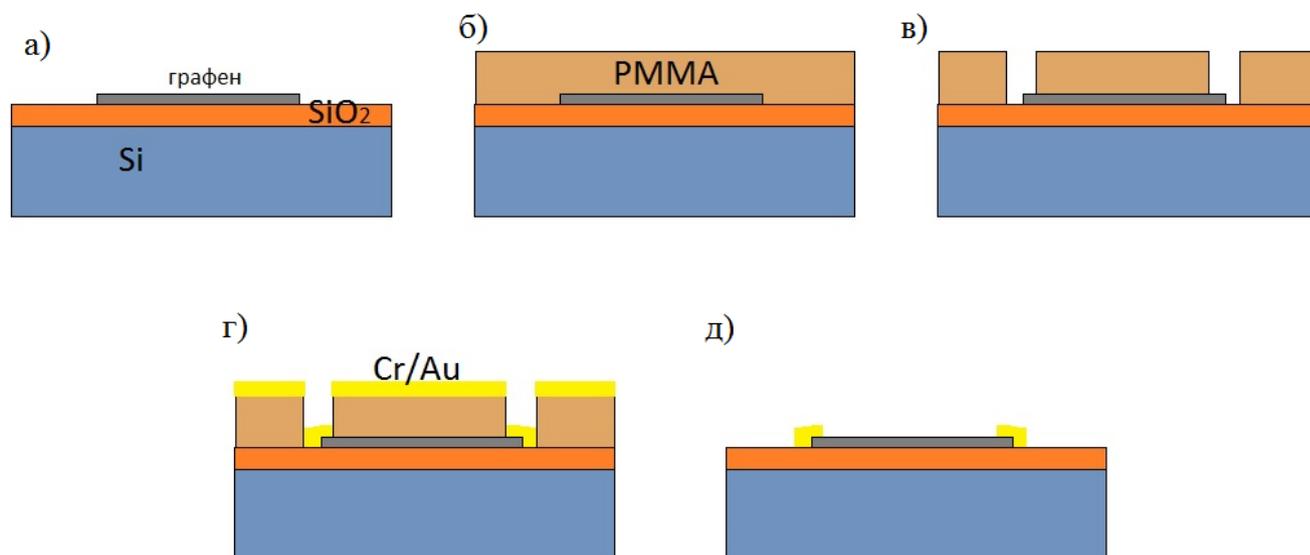


Рис. 2.7 Схема нанесения контактов. а) графен на подложке, б) под слоем лака, в) проявленный лак после воздействия сканирующего электронного микроскопа, г) с нанесенным слоем металла для контактов, д) после снятия лака с готовыми контактами.

стравливаются медленнее, чем слой лака. Четыре и более слоя при таких условиях протравить не удастся, и если они мешают, то контакты стараются проложить в обход их.

Когда все структурировано, наносят контакты. Для этого применяется та же самая схема, как и для маркеров. Процесс усложняется тем, что нужно точно указать точку отсчета, поскольку ошибка в 1 мкм может привести к нестыковке контактов и графена. Вначале прописывают более мелкие части, затем более крупные, последними – контактные площадки, размер которых 100x100 мкм. Для них интенсивность пучка увеличивают, для этого изменяют апертуру с 30 на 120 мкм. Это делается лишь из соображения экономии времени. Затем проводится стандартный процесс проявки. После этого, как и после каждого этапа, результат контролируют через оптический микроскоп, если все прошло успешно, то затем наносится золото. Схематически описанный процесс изображен на рисунке 2.7.

2.3 Бондинг (микросварка).

Одним из последних этапов подготовки образца является бондинг (микросварка от английского слова bonding). На этом же этапе наносится нижний затвор. Для удобства крепления образца в установке и для фиксации контактов подложку приклеивают в специальный керамический держатель (рис 2.8)

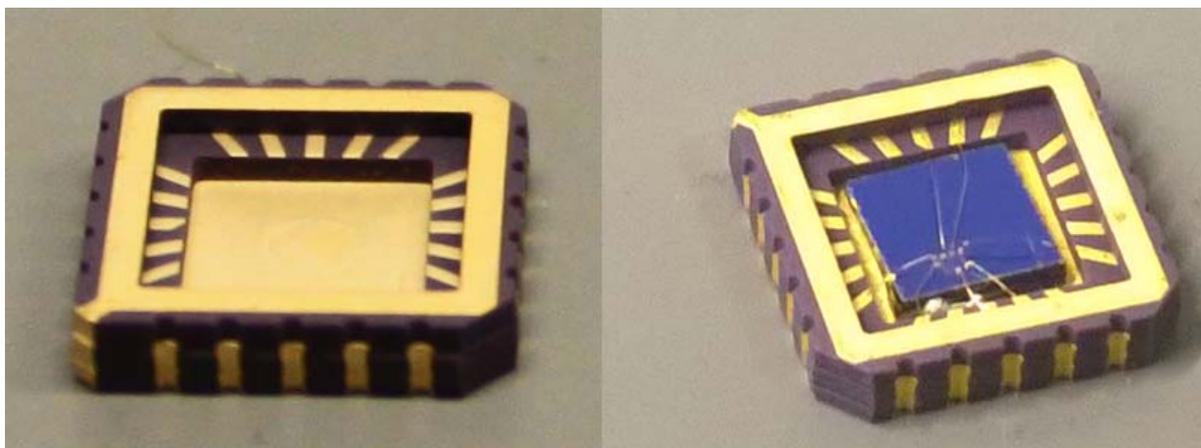


Рис. 2.8 фотографии держателей для графена с контактной площадкой для нижнего затвора без образца и с полностью контактированным образцом. (В увеличенном виде)

серебряным проводящим клеем. Как видно из рисунка, дно держателя покрыто золотом. Оно соединено с контактом, через который можно подавать напряжение на легированный кремний. Таким образом создается нижний затвор, с помощью которого можно управлять концентрацией носителей. После того как подложка надежно закреплена, можно приступать к бондингу. Золотой проволокой соединяются контакты образца с контактами на держателе. Предварительно все контакты закорачиваются между собой, чтобы избежать повреждения образца из-за протекания электростатического заряда через него. Т.е. соединяют все площадки 1 с площадками 2 (рис. 2.9), при этом вначале ставят конец проволоки на площадку 1, а затем тянут к площадке 2, как это схематически изображено на рисунке 2.9. Затем золотой проволокой соединяют контактные площадки кп2 с площадками 1. Важно начинать соединение именно в такой последовательности (с кп2 на 1), а не в обратной, т.к. аппарат первый раз подплавляет проволоку и образовавшаяся капля припаивается к контактной площадке, а второй конец проволоки разогреваясь протягивается по контактной площадке и вдавливается в

нее. Чтобы не повредить изолятор, припой делается не на площадку пк1, а на пк2. Дело в том, что иногда проволока отрывается вместе с тонким слоем контактной площадки, при этом может быть захвачен и слой диэлектрика, и может возникнуть закоротка контакта с затвором. После того как все

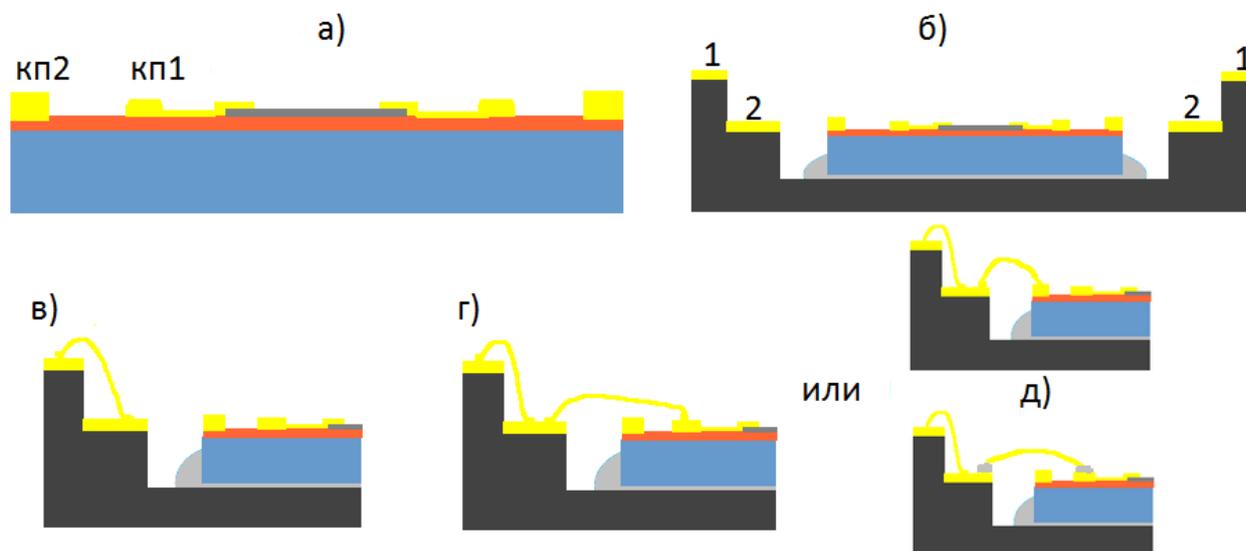


Рис. 2.9. Схематическое изображение последовательности проведения микросварки.

контактные площадки на подложке соединены с контактными площадками держателя, соединяют пк2 и пк1 (рис.2.9 д). Это делается серебряным клеем при помощи специальных игл, которые регулируются винтами. Вначале их конец опускается в клей, затем образовавшаяся капля переносится на контакты. В последнее время технология бондинга улучшилась, что позволило сразу соединять контакты 2 с пк1(рис.2.9г). На этом этап изготовления контактов завершается.

2.4 Отжиг и очистка атомно-силовым микроскопом.

Следующая процедура предназначена для улучшения качества образца – это отжиг или сканирование атомно-силовым микроскопом (АСМ). Выбор того или иного метода зависит от конкретного образца.

Во время структурирования и изготовления контактов, на подложку с графеном наносится лак РММА, который даже после удаления ацетоном в некотором количестве остается на поверхности и выступает в качестве легирующего вещества. Также графен легко адсорбирует на свою поверхность из атмосферы различные газы, которые дополнительно легируют его. Отжиг позволяет испарить большую часть этих веществ с поверхности, при этом шероховатости остаются. Т.е. после отжига вероятность получить чистый образец графена, в котором основную роль будет играть рассеяние на короткодействующем потенциале, достаточно велика. Отжиг производится непосредственно перед началом измерений. Температура, время нагревания и длительность нагревания выбираются для каждого образца индивидуально, в зависимости от его исходных данных. Однако, обычно нагревают не выше 300 °С, и не быстрее чем 2 градуса в минуту, в качестве атмосферы используют He, при давлении 150-300 млБар. Процесс отжига длится в среднем 4 часа и состоит из нескольких режимов. Вначале быстрый нагрев до температуры 300 °С, затем отжиг при этой температуре, и, наконец, медленное охлаждение до комнатной температуры.

Можно также использовать АСМ для очистки графена. Если поместить образец в АСМ и некоторое время его сканировать, то подвижность такого образца значительно возрастает. Дело в том, что игла АСМ, сканируя образец, разглаживает его и сдвигает примеси к краям. Оптимальная продолжительность воздействия – 10-15 минут. При увеличении времени возрастает вероятность повредить образец, а при менее длительном воздействии не будет достигнута нужная чистота. Стоит отметить, что при такой очистке повышается подвижность носителей, но концентрация остаточных примесей не обязательно уменьшается до нуля. Таким образом, получаются образцы, в которых основное рассеяние происходит на кулоновских примесях.

2.5 Графен, полученный методом сублимации.

Эксперименты по терагерцовой фотопроводимости проводились на монослойном графене, полученном методом высокотемпературной сублимации на поверхности полуизолирующего 4H-SiC. Для проведения экспериментов по исследованию терагерцовой фотопроводимости были изготовлены образцы в форме меандра [89] шириной 100 мкм и длиной 63 мм. Для этих целей использовалось травление в аргонно-кислородной плазме. К образцу было сделано несколько контактов, позволяющих измерять сопротивление всего образца, либо его отдельных участков. Эти контакты были изготовлены методом электронно-лучевой литографии. На поверхность наносились титан 5нм и золото 50нм. Эти образцы выващивались в университете Аалто (Финляндия) и предоставлялись уже в полностью готовом виде. Поэтому процесс их получения, травления, а также изготовления контактов здесь не приводится.

2.6. Установка для транспортных измерений.

Большая часть транспортных измерений проводилась на установке в университете Ганновера (Германия) в лаборатории проф. Р. Хауга. Общий вид установки показан на фотографии (рис.2.10).

Для измерений использовался криостат с He^4 со встроенным сверхпроводящим магнитом. Криостат состоит из двух отделений: внешнего и внутреннего, между собой они соединены вентилем. Такое двухкамерное устройство криостата позволяет экономнее расходовать гелий, что дает возможность увеличить время измерений между заливками гелия. Во внешний отсек (на рис отмечено цифрой 1) сливается жидкий гелий, и в нем же находится магнит. Внутренний отсек – рабочий, в нем находится образец. Гелий поступает в него из первого отсека через вентиль, находящийся в его нижней части. Уровень открытости (степень перекрытия) вентиля в процентах можно регулировать с

помощью компьютера. Помимо этого к внутреннему отсеку подсоединен насос. Таким образом, откачивая пары гелия, можно достичь температуры ниже 4 К.



Рис. 2.10. Фотография установки для магнетотранспортных измерений. Список основных составляющих приведен сбоку от рисунка.

Давление в криостате регулируется вручную, путем открытия или закрытия вентиля, один из которых стоит между насосом и криостатом, другой – между криостатом и баллоном с гелием. Минимальная рабочая температура для таких измерений составляет 1.5 К. Также во внутреннем отсеке находится нагревательный элемент, что позволяет повышать температуру образца до 270 К (не изменяя температуры в первом отсеке), при этом магнит остается в гелии. Управление температурой производится посредством компьютера с помощью той же программы, которая регулирует положение вентиля. Сверхпроводящий магнит позволяет получить магнитное поле до 17 Тл, но рабочий диапазон для данных

измерений был до 13 Тл. Скорость развертки магнита максимум 1 Тл/мин, но обычно использовалась скорость 0.07 Тл/мин.

Образец опускается в криостат на специальной вставке (рис.2.11). Длина вставки такова, чтобы образец оказался посередине магнитов, т. е. чтобы магнитное поле (линии магнитного поля) не было искажено. Образец

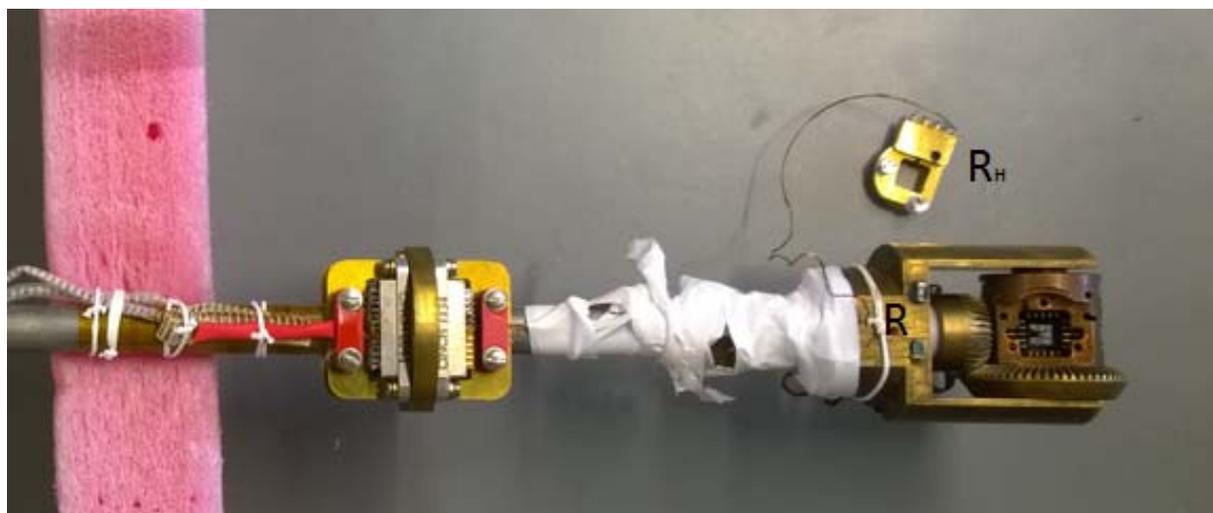


Рис.2.11 Фотография вставки-держателя в криостат, который позволяет менять угол наклона образца. Буквами обозначены : R – сопротивления для определения температуры. R_н – нагреватель.

закрепляется рамкой, на которой находятся два сопротивления. Одно из них обозначено на рисунке R_н – нагревательный элемент, другое – R – по нему определяют температуру. Также терморезистор (R2) находится на самой вставке. Лента проводов соединяет контакты держателя образца с разъемами в верхней части вставки, через которые можно подключать измерительные приборы. Чтобы избежать прохождения через образец тока за счет электростатического напряжения, при присоединении приборов все контакты должны быть заземлены. Поэтому приборы подсоединяются не напрямую, а через ключ. На образец подавался переменный ток. В качестве источника тока использовался Keithly 6221. Сигнал снимался через синхронный усилитель. Используемая частота переменного тока была равна 17.7 Гц. На затвор подавалось постоянное напряжение с Keithly 2400. Т. к. изолятор легко пробить, то величина подаваемого напряжения не превышала 110 В. Измерительный процесс автоматизирован. Передача и запись данных между приборами и компьютером осуществляется при

помощи программ, написанных на «labview». От измерения к измерению программа модифицировалась с учетом особенностей измерений каждого образца. Однако схема и алгоритм всех измерений был примерно одинаковый: с компьютера на источник напряжения для магнита(2) и на Keithly2400 (3), который подает напряжение на затвор, поступает сигнал о начальном значении, о шаге изменения значения и о количестве шагов. Каждый раз после изменения напряжения информация с измерительных приборов (5) передается на компьютер и записывается в файл вместе с соответствующими значениями магнитного поля и напряжения на затворе. Используемая модель усилителей имеет несколько различных диапазонов измерений. При изменении условий измерений, таких как смена контактов или изменение температуры, диапазон приходилось проверять и при необходимости изменять пределы измерений. Это делалось для достижения наименьших шумов и наибольшей точности измерений. Если задать слишком большой предел, то шум будет минимальным, но при этом также упадет точность измерений низких значений. Если выбрать чересчур низкий предел, то максимальные значения будут недостижимы для измерения прибора. Разница между предельными значениями напряжения (при развертке напряжения на затворе или при развертке магнитного поля) достигала нескольких порядков. Выбор предела производился следующим образом: вручную быстро изменялось напряжение, подаваемое на затвор, и определялось максимальное значение. Исходя из этого значения напряжения, выбирался предел. С каждой пары контактов напряжение снималось отдельным прибором, т. е. не было переключения при помощи реле с одного на другой, поэтому для каждого усилителя можно было задавать свой предел.

Большинство образцов имели форму холловских мостиков, и измерения проводились четырехзондовым методом. Через контакты 1-2 пропускался ток, напряжение снималось с контактов 3-4, 5-6 для продольного сопротивления R_{xx} , а с контактов 3-5, 4-6 – для холловского.

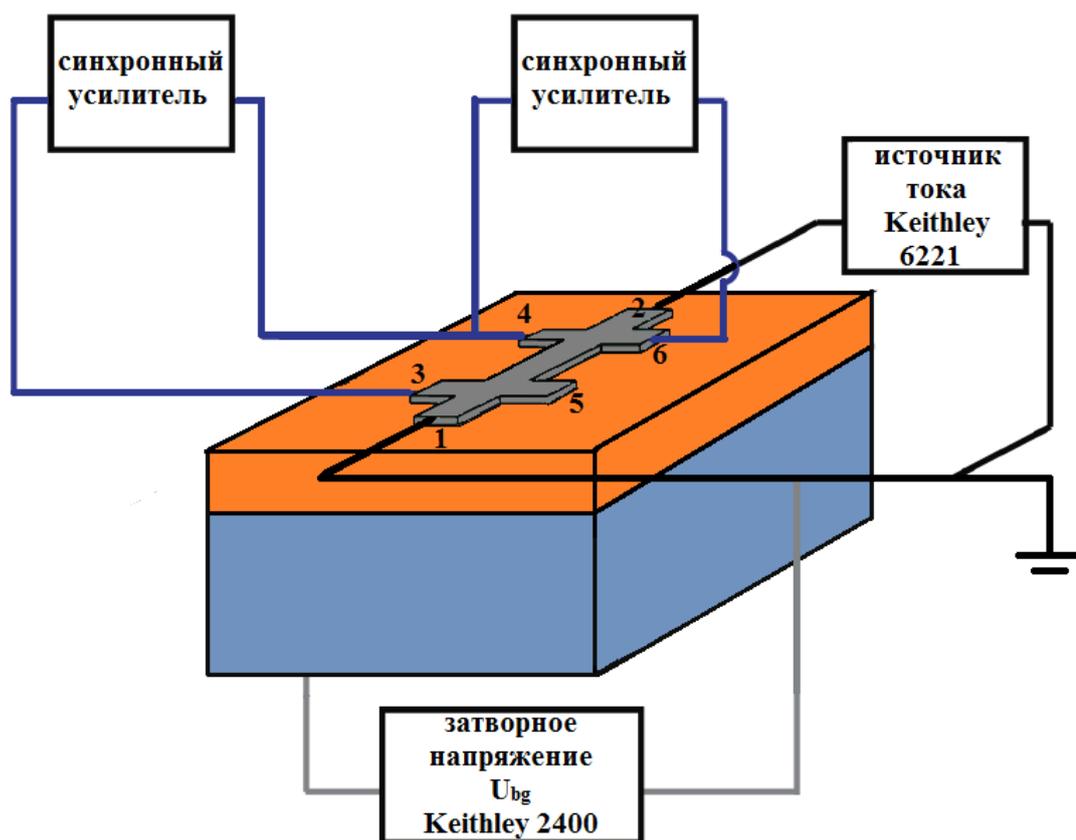


Рис. 2.12 Схематическое изображение транспортных измерений. Образец графена в виде мостиков холла и подсоединенные с нему измерительные приборы.

При изготовлении образцов следует делать как можно больше контактов, т. к. на образцах часто появляются трещины при охлаждении или при отжиге, и рабочей остается только часть образца. Для проверки целостности графена нельзя измерять его сопротивление, т. к. это приводит к его поломке. Проверять работоспособность образца нужно, подавая ток (при проверке подавался постоянный ток, величиной 100нА), а на интересующих контактах смотреть наличие напряжения при помощи вольтметра (использовался прибор Keithly 2400). Т. к. поломка образца чаще всего происходит в период от его изготовления до опускания его в криостат, то проверку целостности проводят непосредственно после опускания в криостат. Охлаждают образец медленно, со скоростью примерно 20 К/час, т. о. обнаружение неисправности образца до охлаждения до низких температур экономит много времени. Иногда некоторые трещины проявляются только при низких температурах, поэтому во время охлаждения ведутся контрольные измерения полевого эффекта. Делать температурные

измерения на моменте охлаждения, когда еще ничего не известно о свойствах образца, следует еще и потому, что по температурной зависимости полевого эффекта можно отличить монослойный графен от двухслойного.

2.7. Установка для измерения фотопроводимости графена.

Вторая важная часть работы состояла в измерении терагерцовой фотопроводимости графена. Для таких измерений нужна совершенно другая установка и схема измерений. Эти эксперименты проводились в Университете Регенсбурга, в лаборатории профессора Ганичева. Для этих измерений использовался терагерцовый высокомощный импульсный лазер NH_3 с накачкой CO_2 лазером. Это лазер с перестраиваемой длиной волны. Для данных экспериментов использовались следующие длины волн: 90.5 мкм (максимальная интенсивность 5000 кВт/см^2) чему соответствует частота 3.32 ТГц, 148 мкм (4500 кВт/см^2) – 2.03 ТГц, и 280 мкм (1000 кВт/см^2) – 1.07 ТГц. Лазер испускает одиночный импульс продолжительностью 100 нс. Измерения с помощью пироэлектрической камеры показали, что лазерный пучок является гауссовым с диаметром пятна порядка 1.5 мм [90].

Фотография измерительной установки приведена на рисунке 2.13. Принцип действия следующий. Импульс, испускаемый CO_2 лазером, (1) проходит через трубку с NH_3 (2), на торцах которой закреплен резонатор, а также полупрозрачное зеркало с одной стороны, что позволяет генерировать импульс нужной частоты. После чего луч, при необходимости, можно пропустить через поляризационные пластины или сразу направить на поворотное зеркало (3), которое направляет его в окошко криостата (4), через которое лазерный луч уже попадает на исследуемый образец под прямым углом. Сигнал с образца поступает на осциллограф (5). Сигнал триггера для запуска осциллографа подается с детектора мощности излучения (6).

Опыты проводились при температурах от 3 до 100 К, поэтому образец помещался в криостат со сверхпроводящим магнитом. Криостат двухкамерный:

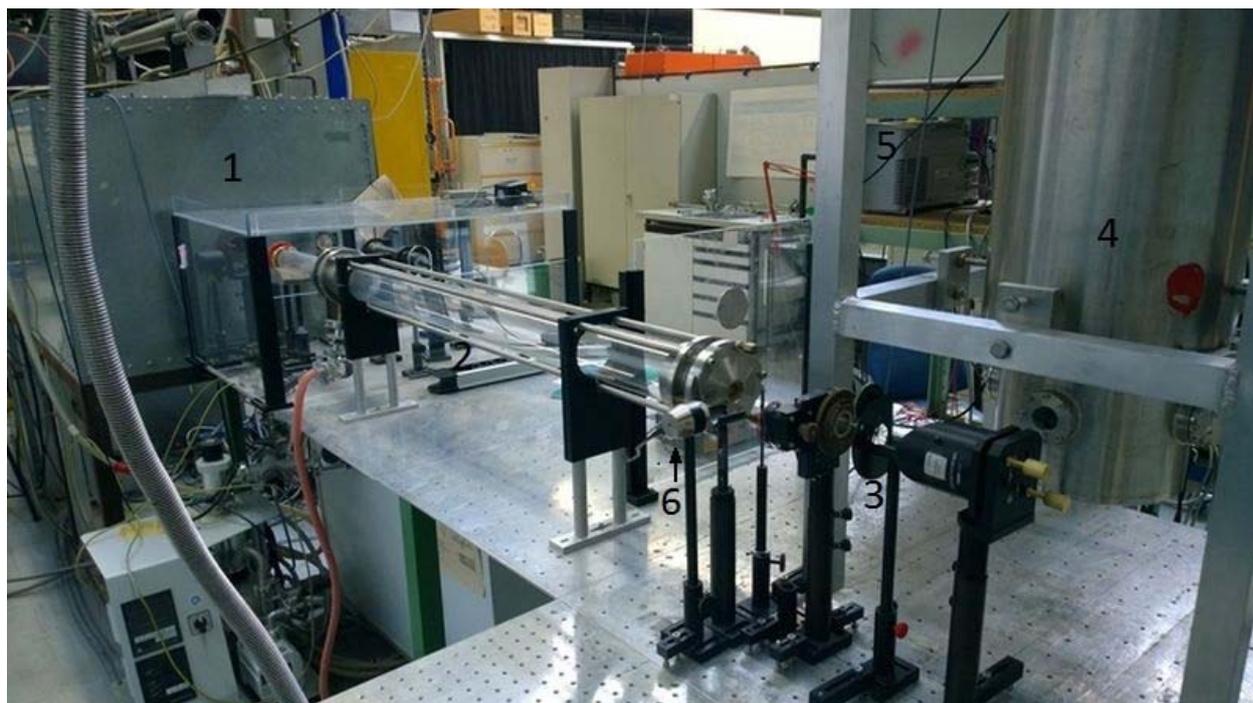


Рис.2.13. Фотография установки с терагерцовым лазером с накачкой атмосферного давления поперечного возбуждения CO_2 .

во внешнюю камеру заливается жидкий азот, во вторую, рабочую камеру, сливается жидкий гелий, в эту камеру помещается образец. Как показано на рис.2.13, криостат имеет защищенное стеклом отверстие, через которое проходит излучение. Такие окошки располагаются с двух сторон. Через них также можно проверять предварительное расположение образца, подсвечивая либо красным лазером, луч которого повторяет ход луча терагерцового лазера, либо просто подсвечивая светодиодом, как показано на рис. 2.14г). Чтобы более точно отрегулировать образец, смотрят по осциллографу, когда сигнал будет максимальным. Сверху на вставке есть разъемы, через которые можно подсоединять приборы к контактам образца. Графен, полученный сублимационным методом, более устойчив к повреждениям, поэтому приборы можно подсоединять к нему напрямую, а не через ключ с заземлением. При необходимости можно использовать усилитель. Однако получаемый сигнал был достаточно мощный и не требовал усиления. В большинстве случаев, на контакты подавалось смещающее напряжение, источником которого являлись батарейки. Максимально подавалось 27В. Такая конструкция обеспечивает измерения в

режиме постоянного тока. Измерения проводились вручную. С осциллографа записывались два значения: уровень сигнала и значение экстремума (максимум или минимум). Разность этих двух значений составляет амплитуду сигнала, что и было отложено на графиках в данной работе.

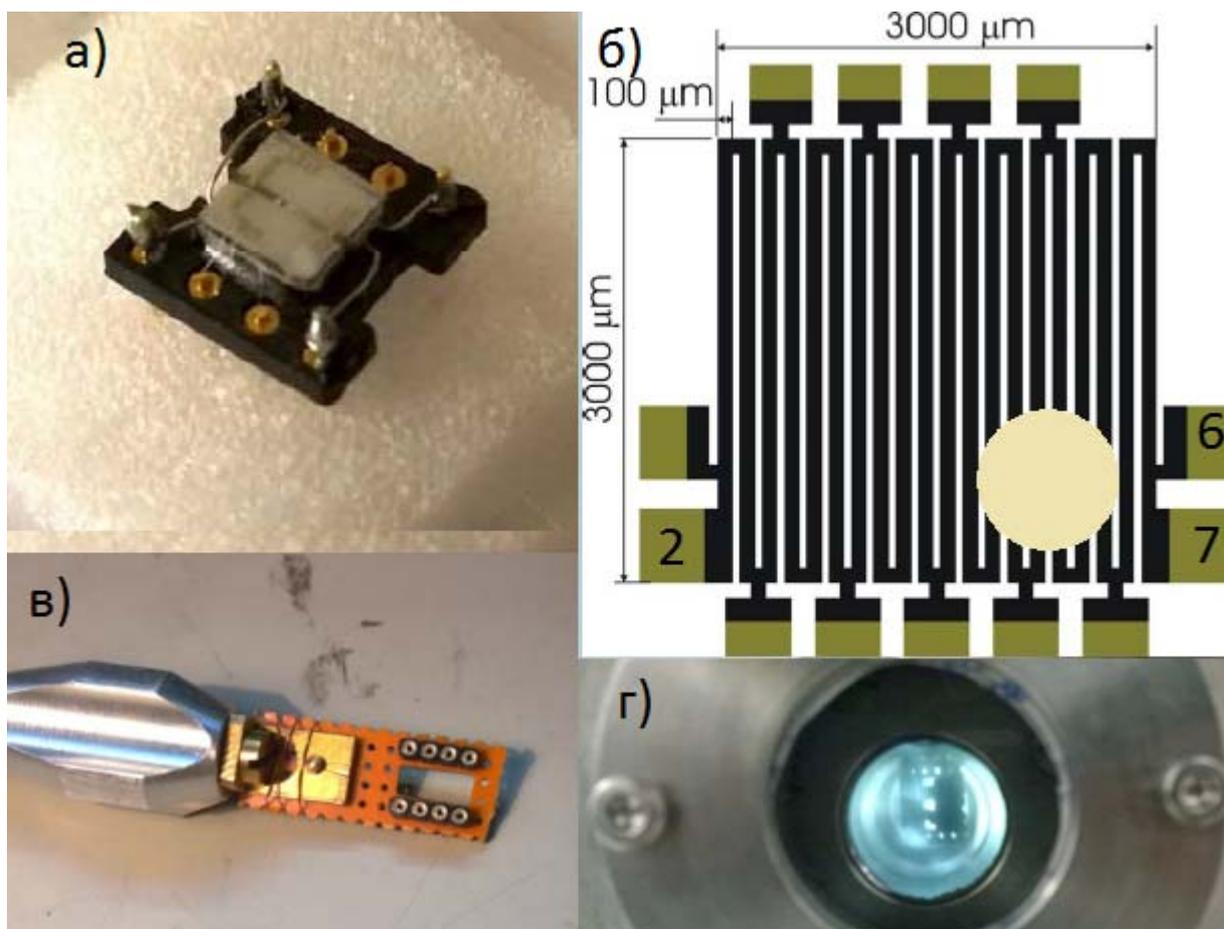


Рис. 2.14. а) фотография образца измеряемого графена на полуизолирующей подложке 4H-SiC. б) схематическое изображение образца с пятном, падающим на него излучением. в) держатель-вставка в криостат для образца г) вид образца через окошко в криостате, подсвеченного светодиодом с обратной стороны.

Глава 3. Особенности магнетосопротивления двухслойного графена вдали от точки электронейтральности, а также сильнолегированного двухслойного графена.

В этой главе будут представлены результаты исследований двухслойного графена на SiO_2 при разных температурах и затворных напряжениях. Особое внимание в этих измерениях уделяется случаю, когда уровень Ферми находится вблизи дна зоны проводимости. Результаты наших измерений для сильнолегированного образца впервые показали проявление необычного закона дисперсии таких систем.

Двухслойный графен имеет параболическую зонную структуру с нулевой запрещенной зоной, но при приложении перпендикулярного электрического поля щель открывается и растет с увеличением поля, при этом может достигать нескольких десятков миллиэлектронвольт. Из теоретических расчетов следует, что вблизи щели искривляются дно зоны проводимости и потолок валентной зоны. Этот изгиб имеет сложную структуру и напоминает по форме мексиканскую шляпу, поэтому такое название закрепилось в литературе. Наличие «мексиканской шляпы» наблюдалось при сканировании методом APRS (более подробно см. в первой главе п.1.3). В измерениях оптического поглощения и температурных исследованиях проводимости были проведены оценки щели, которые, однако, дали различные результаты [92-95]. Тем не менее, в транспортных экспериментах влияние «мексиканской шляпы» до сих пор не наблюдалось. В результате проведенных нами исследований сопротивления двухслойного графена в магнитном поле были получены новые данные – было обнаружено положительное магнетосопротивление, описываемое формулой Друде для двух типов носителей. Это можно объяснить наличием «шляпы», т.к. одной из важных особенностей такой зонной структуры является одновременное сосуществование двух типов носителей, когда уровень Ферми находится внутри «мексиканской шляпы». В этом случае, поверхность Ферми имеет форму кольца

(бублика), состоящего из двух кругов. Носители заряда, расположенные на внутреннем и внешнем радиусе кольца, имеют разный знак эффективной массы, что приводит к двухканальной проводимости и является причиной появления положительного магнетосопротивления. Например, когда уровень Ферми лежит в зоне проводимости, внешний круг будет заполнен электронами с положительными массами, а внутренний круг – с отрицательными (рис 3.1 правая панель).

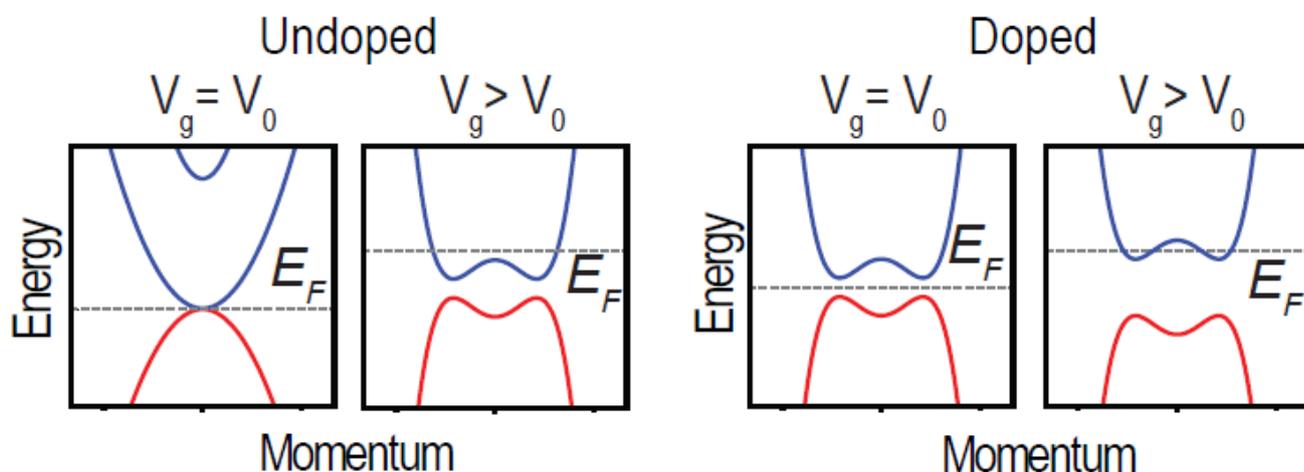


Рис. 3.1 Схематическое изображение дна зон двухслойного графена и уровня Ферми. а) для чистого образца без внешнего поля (V_0 близко к 0). б) для чистого образца во внешнем электрическом поле, уровень Ферми выше изгиба зон. в) в сильнолегированном образце, в ТЭН (V_0 далеко от 0). г) при повышении приложенного внешнего электрического поля, уровень Ферми в сильно легированном образце будет пересекать «мексиканскую шляпу».

Чтобы в транспортных измерениях наблюдать влияние «МШ», надо чтобы уровень Ферми находился внутри нее, что требует специальных условий эксперимента. Во-первых, графен должен иметь берналиевскую (см. гл.1(1.2)) структуру, т.к. только в этом случае при приложении напряжения открывается щель [8]. Во-вторых, образец должен иметь заряженные примеси, т. е. точка электронейтральности должна быть сдвинута относительно нулевого напряжения на затворе. Это легко понять, если обратиться к рисунку 3.1, на котором изображены зонные структуры чистого (sl1) и сильно легированного (sl2) двухслойного графена, без приложения электрического поля и в его присутствии. В чистом образце ТЭН находится вблизи 0, напряжение либо не надо прикладывать вовсе, либо столь незначительное, что дно зон искривляться не

будет. При увеличении напряжения щель начинает открываться, и начинает расти уровень Ферми. При этом уровень Ферми растет быстрее, чем открывается щель, и условия, когда он пересекает «МШ», не выполняются. В легированном же образце, чтобы попасть в ТЭН, надо приложить значительное напряжение, при этом под действием этого напряжения дно зонной структуры изгибается. При дальнейшем увеличении напряжения для такого сильно легированного образца, будет реализовываться ситуация, когда в определенном интервале напряжений уровень Ферми будет лежать внутри «МШ», а при дальнейшем увеличении напряжения будет выходить из неё.

Как было написано в первой главе, энергетический спектр двухслойного графена в приближении сильной связи выглядит так:

$$E_{\alpha}^2 = \frac{\gamma_1^2}{2} + \frac{V^2}{4} + v_F^2 p^2 + (-1)^{\alpha} \sqrt{\gamma_1^4 / 4 + (\gamma_1^2 + V^2) v_F^2 p^2}$$

здесь E_2 и E_1 описывают зоны высоких и низких энергий соответственно (рис. 3.1а), V – разница электростатического напряжения между слоями, v_F – скорость Ферми, γ_1 – энергия перескока между слоями, и p – момент импульса. Формулу можно упростить при условии что $v_F p < V < \gamma_1$, что соответствует условиям, обычно наблюдаемым в эксперименте:

$$E_1 \approx \pm \frac{V}{2} \mp \frac{V v_F^2}{\gamma_1^2} p^2 \pm \frac{v_F^4}{\gamma_1^2 V} p^4 \quad (3.1)$$

Это уравнение описывает спектр «мексиканская шляпа», который изображен на рис.3.1. Такой спектр можно понять как гибридизацию [7] состояний графена с линейной дисперсией для каждого отдельного слоя (рис 3.2).

Для изучения этого эффекта были изготовлены несколько образцов двухслойного графена (здесь будут приведены результаты для двух образцов, наиболее ярко демонстрирующих интересующие нас свойства, т. к. результаты для одинаковых образцов совпадали). Один из образцов был сильно легирован (sl2), так что напряжение на затворе, отвечающее ТЭН (V_0), находилось далеко от нуля. В этом случае, меняя напряжения на затворе, можно сдвигать уровень Ферми, так что он будет проходить через щель и через «мексиканскую шляпу»

(как на рис. 3.1 г)). Другой образец был достаточно чистым (S11), и напряжение,

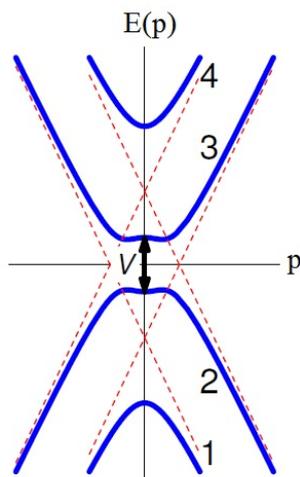


Рис. 3.2. Схематическое изображение образования изгиба дна как гибридизация отдельных состояний графена.

соответствующее ТЭН, для него было порядка нуля ($V_0 \sim 0V$). В таком графене влияние «МШ» не ожидается. Таким образом, здесь будут рассмотрены данные для двух образцов, один S12, в котором ожидается проявление «МШ», а другой S11, в котором её быть не должно. Сравнивая свойства двух образцов, можно выделить особенности, связанные с наличием «мексиканской шляпы».

Для данных измерений важно, чтобы была возможность изменять уровень Ферми. Поэтому удобно использовать графен на поверхности кремния с тонкой пленкой оксида кремния. В этом случае легко изготовить затвор, подавая напряжение на который можно плавно и при этом в широком интервале, менять концентрацию, а также и тип носителей заряда. Образцы были изготовлены методом «скотча» по технологии, описанной в главе 2 и структурированы в виде мостиков Холла (шириной $1,65 \mu m$), пригодных для измерений магнетосопротивления. На обратную сторону подложки был нанесен металлический контакт, который использовался в качестве обратного затвора. Образцы устанавливались в центре сверхпроводящего соленоида таким образом, что магнитное поле \mathbf{B} было ориентировано перпендикулярно плоскости графена. Температура измерений варьировалась от 1,5 К до 200 К. Концентрацию носителей заряда можно было менять при помощи затворного напряжения U_{bg} .

Из квантового эффекта Холла для S11 и S12 следует, что исследуемый графен действительно является двухслойным, т. к. факторы заполнения, определенные из значений R_{xy} на плато, равны $\nu = 4, 8$ и 12 . На рис. 3.3 приведены эти данные и полевой эффект для чистого образца при магнитном поле 13T и температуре $T=30\text{K}$.

Зависимость продольного удельного сопротивления ρ_{xx} от напряжения на затворе от -65V до $+65\text{V}$ приведена на рисунке 3.4 для образца S11 в нулевом магнитном поле и при температуре $T = 1,5\text{ K}$. При аналогичных условиях были

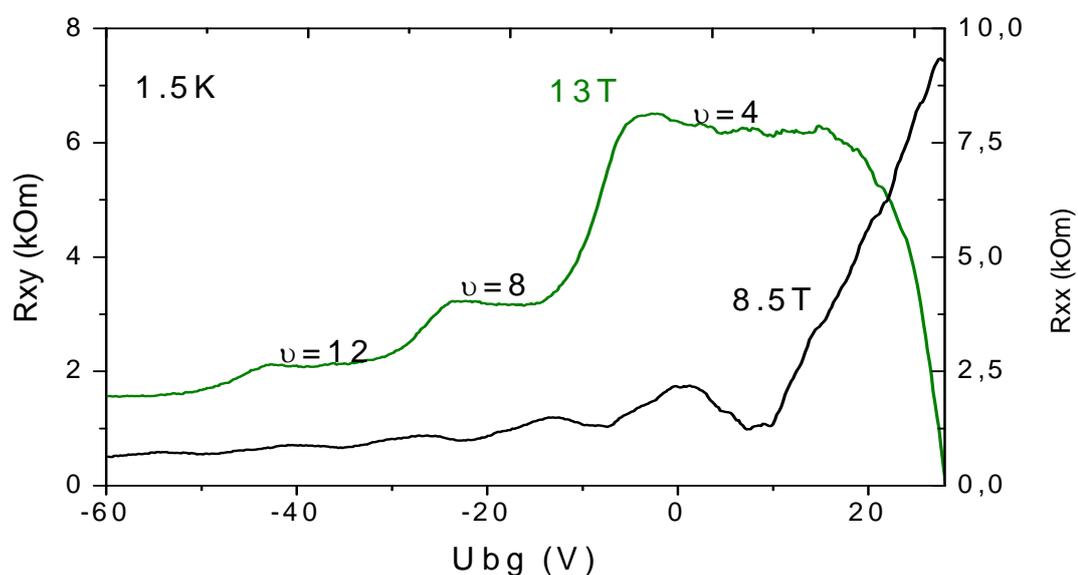


Рис.3.3. Квантовый эффект Холла и продольное сопротивление в зависимости от напряжения на затворе для S11 при магнитном поле 13T .

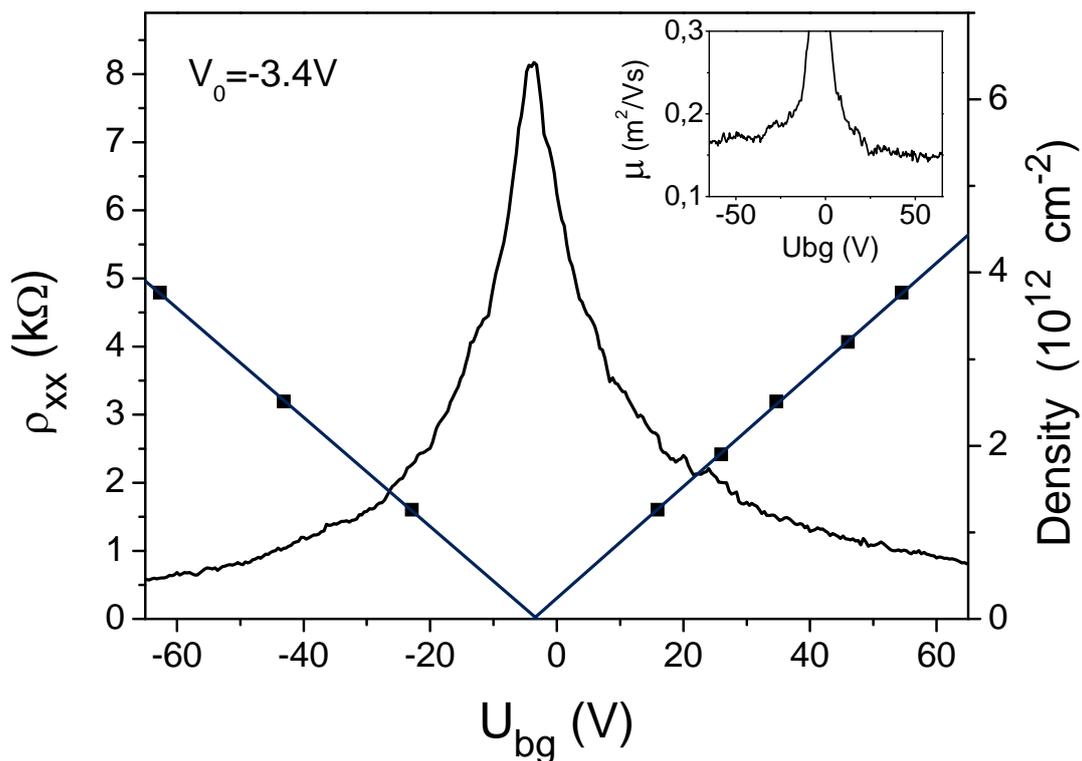


Рис. 3.4 Полевой эффект для слаболегированного образца, снятый при $T=1.5\text{K}$ в нулевом магнитном поле. зависимость концентрации от напряжения на затворе, полученная из представления о плоском конденсаторе (линия) и из осцилляций Ш-деГ (точки). На вставке показана подвижность как функция напряжения на затворе.

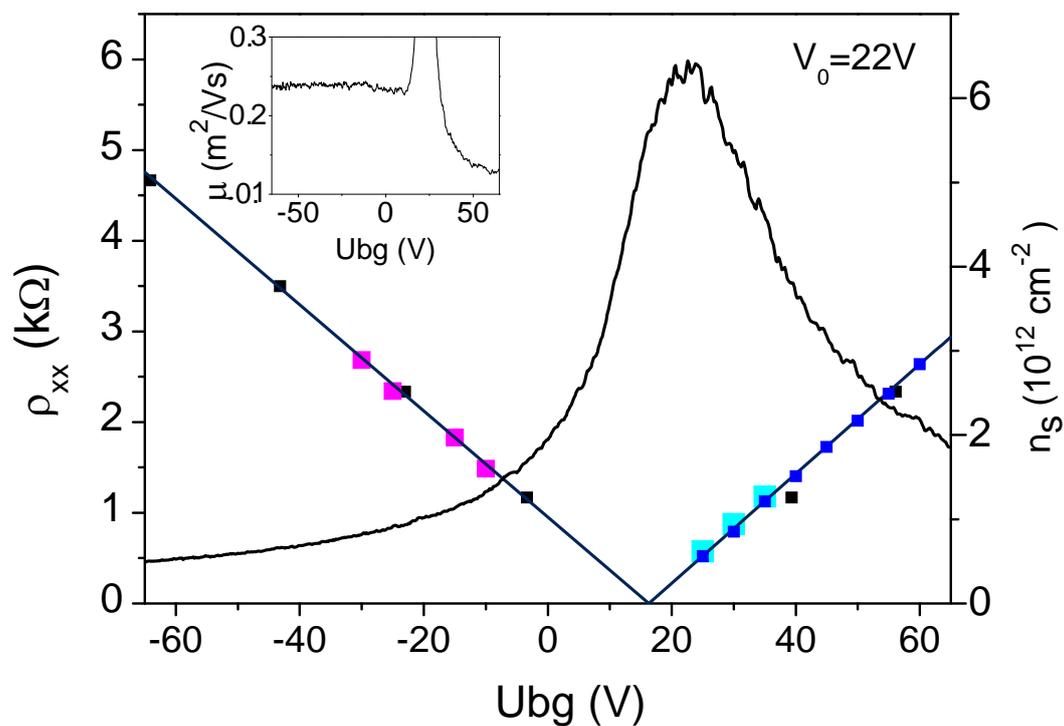


Рис. 3.5 Полевой эффект для легированного образца S12 при $T=1.5\text{K}$, а $B=0\text{T}$.

получены данные для образца S12, которые представлены на рисунке 3.5. Образец S11 содержит небольшое количество донорных примесей, так что напряжение, соответствующее ТЭН, равно $V_0 = -3,4$ В, что близко к нулю. В свою очередь ТЭН образца S12 находится вдали от нуля и равна $V_0 = 22$ В. Такое акцепторное легирование возникает из-за дефектов и заряженных химических соединений (например, остатки лака), адсорбирующихся как на поверхности образца, так и на границе раздела с SiO₂. Также следует отметить, что для легированного образца (рис 3.5) ширина полевого эффекта на половине высоты будет больше, чем для чистого образца. Это вполне ожидаемо, т.к. в этом случае рассеяние на заряженных примесях больше. Концентрация носителей рассчитывалась двумя способами: из минимума осцилляции Шубникова-де Гааза (отмечена точками на рис.3.4 и 3.5) и по формуле $n=6.54 \cdot 10^{10} \cdot (U_{bg}-V_0)$, см⁻² из представления о плоском конденсаторе (на рис 3.4-5 сплошная темно-синяя линия). Для обоих образцов эти два метода дали одинаковые результаты. Подвижность носителей рассчитывалась по формуле $\mu = 1/en\rho_{xx}$, где ρ_{xx} – удельное сопротивление, n – концентрация носителей, e – заряд электрона. И в том, и в другом образце подвижность электронов оказалась ниже, чем подвижность дырок. В S11 – 1400 см²/Vs и 1700 см²/Vs, а в легированном образце – 1300 см²/Vs и 2400 см²/Vs для электронов и дырок соответственно. Подвижность в зависимости от U_{bg} изображена на вставках к рисункам 3.4 и 3.5. Если вернуться к полемому эффекту, то можно еще отметить, что значение удельного сопротивления в ТЭН близки у этих образцов.

Из сказанного выше можно заключить, что оба образца демонстрируют одинаковые свойства, и отличаются только допингом. Это делает их очень удобными примерами для сравнения и демонстрации влияния легирования на зонную структуру и проявление её особенностей в магнетотранспорте.

Рассмотрим вначале поведение этих образцов вдали от ТЭН. В литературе термин магнетосопротивление используется для двух разных величин $[\rho(B)-\rho(0)]/\rho(0)$ и $\rho(B)/\rho(0)$. Здесь и далее будет использоваться нормированное сопротивление R_n , равное $[\rho(B)-\rho(0)]/\rho(0)$, где $\rho(B)$ – продольное удельное сопротивление при магнитном поле B , а $\rho(0)$ – в нулевом магнитном поле. Такое

обозначение удобно использовать, т. к. оно показывает знак магнетосопротивления без дополнительного пересчета. На рисунке 5.6 приведены зависимости для нормированного сопротивления от магнитного поля для дырок и электронов для образца S12. Концентрация, как дырок, так и электронов достаточно высока и составляет $p=1.8 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-2}$ (рис 5.6 а) и $n=1.8 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-2}$ (рис 5.6 б) соответственно. Зависимости были сняты для трех различных температур: 30К, 70К и 100К, при этом кривые для разных температур между собой хорошо совпадают. Несмотря на симметрию энергетических

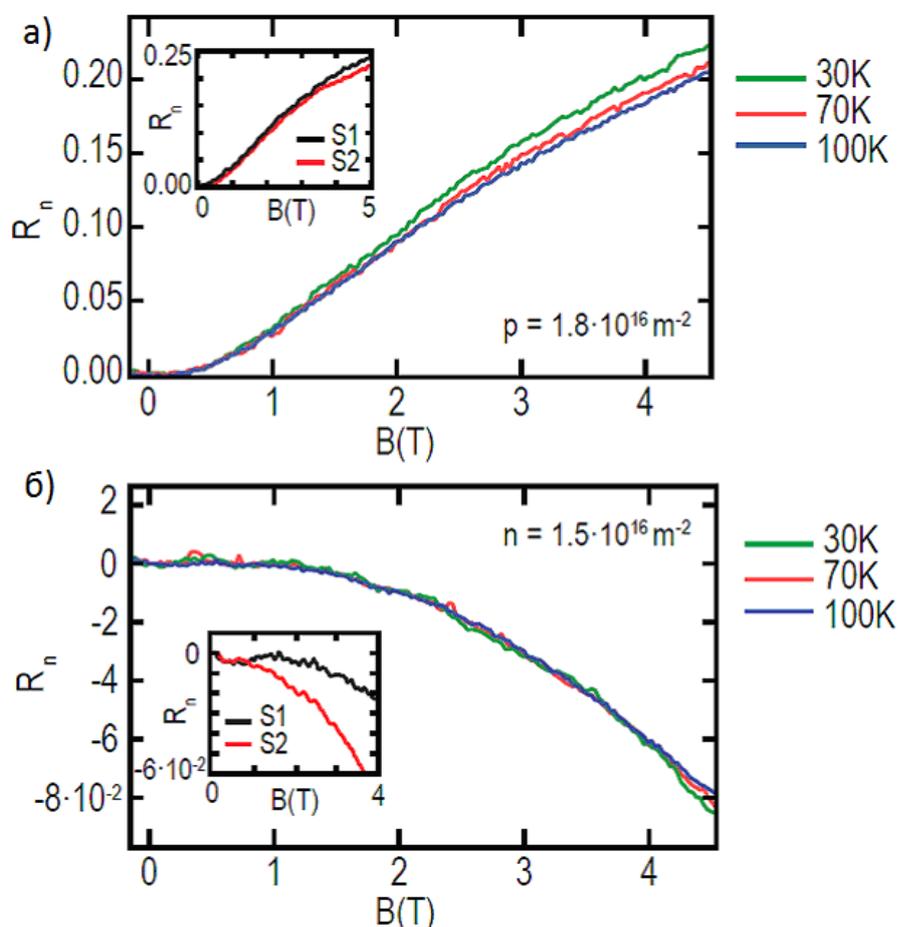


Рис. 3.6. Зависимости нормированного сопротивления от магнитного поля для S12 для трех температур. На вставках сравнение с образцом S11. а) дырочная проводимость, б) электронная

зон, которая предполагается в теоретических расчетах в идеальном графене, видно, что поведение магнетосопротивления сильно различается для электронов и дырок. Как можно видеть из графиков, магнетосопротивление электронов и дырок демонстрирует два принципиально разных поведения – негативное для электронов и позитивное для дырок. Для чистого образца S11 поведение аналогичное – негативное для электронов и позитивное для дырок. Эти данные

приведены во вставках на рисунке 3.6 (а, б) вместе с данными для сравнения с S12. Данные для S11 измерены при температуре 100К, и при таких же концентрациях, как для S12. При этом, если для электронов наблюдается разница в отрицательном магнетосопротивлении для двух образцов, то положительное МС для дырок в S11 и S12 полностью совпадает. Дальнейшие измерения показали, что нормированное положительное МС не только совпадает при какой-то определенной концентрации, но носит весьма универсальный характер. Чтобы подробнее разобраться в этом, рассмотрим положительное МС в дырках на примере образца S12. На рис.3.7 построен трехмерный график для нормированного сопротивления в зависимости от магнитного поля и напряжения на затворе с шагом 10В. Каждому цвету соответствует свое значение нормированного сопротивления,

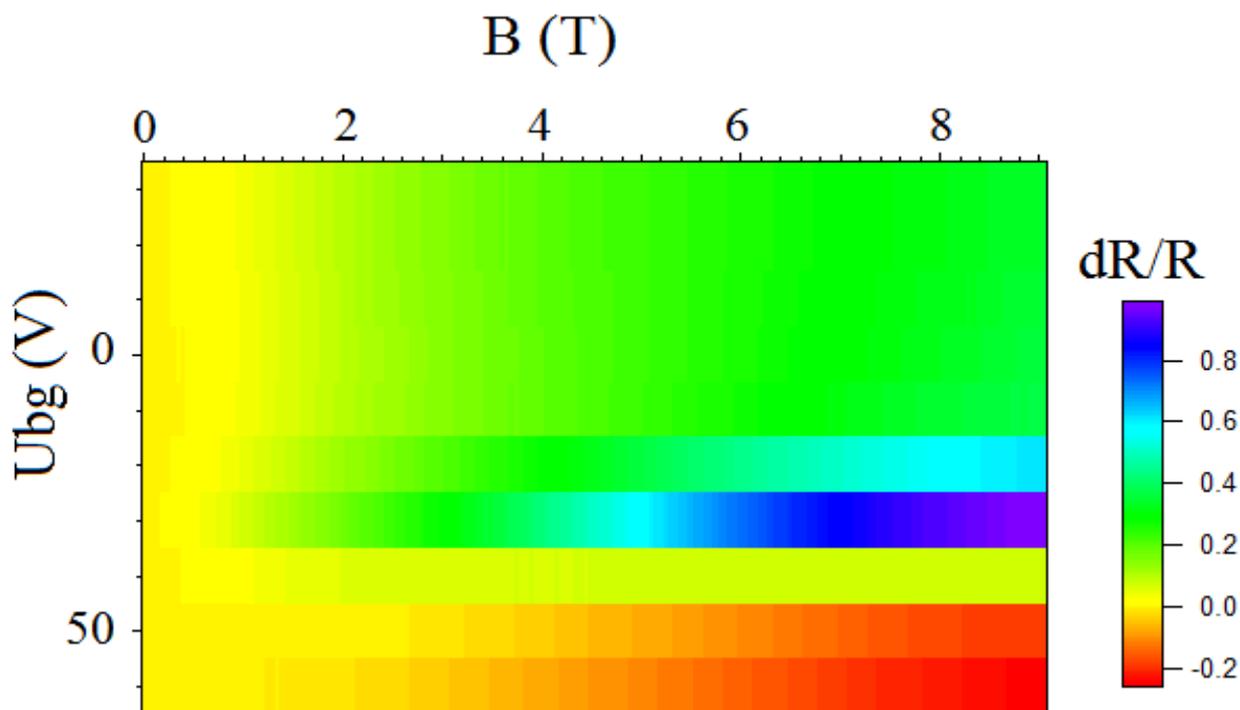


Рис. 3.7 Зависимость нормированного магнетосопротивления от напряжения на затворе. Видно, что при напряжении меньше 10В кривые перестают меняться.

легенда для которого приведена сбоку. При затворных напряжениях меньше 10 В все кривые выглядят неразлично: начинаясь с темно-желтого, через светло-желтый и переходя при 3Тл в зеленый, который начиная с 4Тл уже не меняется. Это означает, что нормированное сопротивление начинает постепенно расти и при 4Тл выходит на насыщение. Такое поведение начинается с некоторой

концентрации, которая слабо смещается в сторону больших значений при повышении температуры. Например, для образца sl2 при 30К такое поведение начинается с концентрации $p=9 \cdot 10^{15} \text{ м}^{-2}$, что соответствует $U_{bg}=8 \text{ В}$, а при 100К значение этой концентрации возрастает до $p=1,2 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-2}$ ($U_{bg}=4 \text{ В}$). Важно, что положительное магнетосопротивление наблюдалось во всех исследуемых образцах двухслойного графена вне зависимости от степени легирования. Природа этого явления не ясна, однако положительное магнетосопротивление хорошо подгоняется формулой Друде. Это означает, что в проводимости участвуют два типа носителей. Одна из возможностей реализации этого – сильная неоднородность, приводящая к «мозаичной структуре», когда образец разбивается на островки с разной концентрацией. Такую систему можно представить в виде сети из последовательно и параллельно соединенных между собой сопротивлений, общая проводимость которых усредняется. Известно, что в графене вблизи точки электронейтральности существуют островки из электронов и дырок, образующиеся за счет примесного потенциала [96], что приводит к положительному магнетосопротивлению. Но наличие мозаичности при большом химическом потенциале не так очевидно. Указанием к тому, что в двухслойном графене существует неоднородность плотности носителей даже при больших концентрациях, является работа [97], в которой изучалась микроскопическая поляризация в двухслойном графене. Они показали, что действие примесного потенциала сильно сказывается даже при больших концентрациях. При этом образуются участки не из электронов и дырок, а из носителей одного знака, но с различной концентрацией, что также хорошо подходит для описания положительного магнетосопротивления. Т.к. большое количество параллельно включенных резисторов приводит к универсальному сопротивлению, то такой подход может объяснить наблюдаемую универсальность магнетосопротивления для дырок.

Вернемся обратно к рисунку 3.6, и рассмотрим более подробно поведение электронов. При большом положительном напряжении на затворе, когда концентрация электронов становится велика, наблюдается отрицательное

магнетосопротивление (рис.3.6). Это нормированное сопротивление падает без насыщения во всем измеряемом (до 12Тл) диапазоне магнитных полей. На рисунке 3.6 данные приведены только до магнитного поля 4Тл, т.к. выше этого значения начинаются осцилляции Шубникова-де Гааза, однако наклон кривой сохраняется. Отрицательное МС наблюдается как в сильнолегированном образце, так и в чистом (вставка рис 3.6(б)), но в отличие от положительного, оно не так универсально. Во-первых, оно меняется от образца к образцу, а во-вторых, оно зависит от концентрации, возрастая с повышением концентрации.

Отрицательное МС наблюдалось ранее в высоко неупорядоченном монослойном графене [49] и в образцах эпитаксиального графена [98]. В этих работах наблюдаемый эффект был связан с беспорядком или электрон-электронным взаимодействием. Для описываемых здесь результатов такое объяснение не подходит. Хотя можно заметить, что в чистом образце МС слабее, чем в сильнолегированном. Подвижность электронов в обоих случаях почти одинаковая и достаточно высокая, это говорит о том, что сильный беспорядок отсутствует. Важно отметить, что нормированное МС не зависит от температуры, и, следовательно, оно не обусловлено электрон –электронным взаимодействием. С чем тогда может быть связано возрастание проводимости образца в магнитном поле? Это может быть либо за счет увеличения концентрации носителей, либо за счет увеличения их подвижности. Увеличение концентрации в магнитном поле маловероятно. С другой стороны, если определять подвижность из уравнения $\mu V=1$, то найденная таким образом квантовая подвижность для электронов в два раза выше, чем транспортная (для дырок такого большого различия нет). Это означает, что время рассеяния на дефектах увеличивается, а их частота уменьшается.

Кардинальное различие в поведении электронов и дырок наблюдалось для всех исследуемых образцов двухслойного графена на SiO_2 . В связи с этим можно выдвинуть еще одно объяснение. Различие в поведении электронов и дырок возможно связано с наличием заряженных примесей, находящихся на оборванных связях вдоль краев образцов. Из литературы известно, что обычно это

отрицательно заряженные атомы кислорода. Очевидно, что влияние электрически заряженного края на носители будет зависеть от знака примесей и носителей

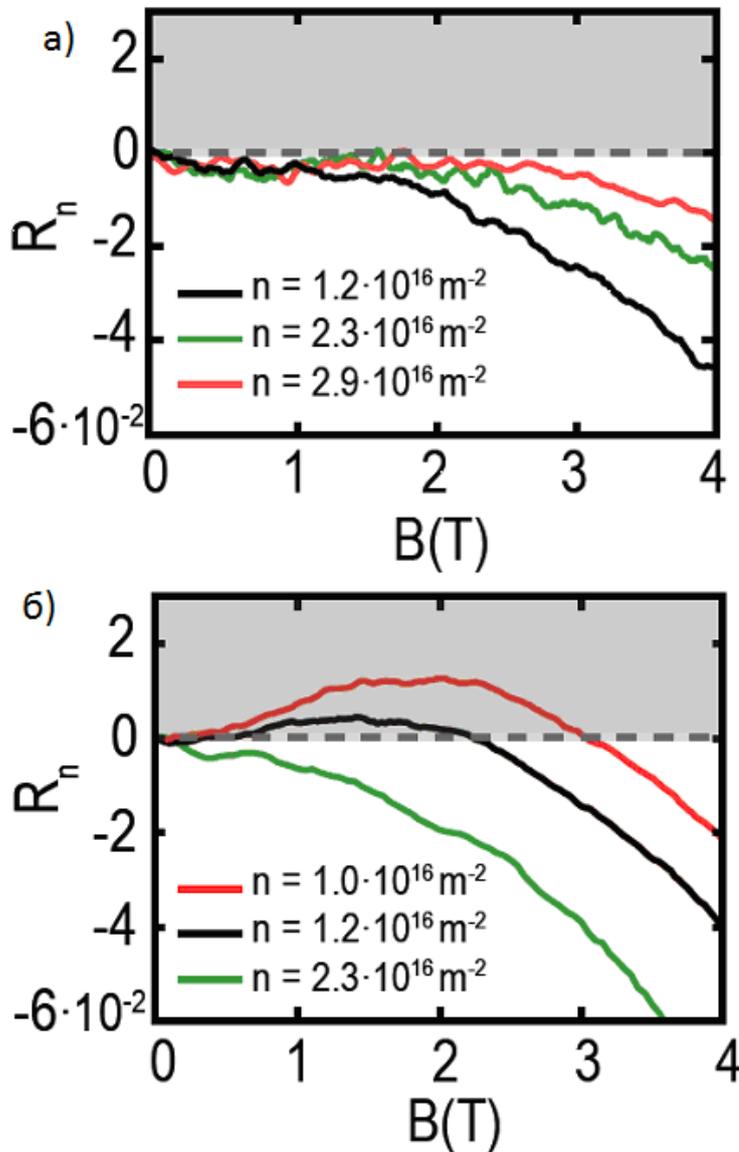


Рис. 3.8. Магнетосопротивление для образца S11(a) и S12(б) при температуре 30К. Концентрации подписаны на самих графиках.

заряда, т. е. распределение носителей с противоположным знаком в примесном потенциале различно. Этот эффект в некоторой степени аналогичен действию холловского напряжения. Такое предположение может объяснить асимметрию в поведении электронов и дырок.

Рассмотрим теперь магнетосопротивление при более низких концентрациях электронов. В чистом образце S11 при концентрациях $\sim 2 \cdot 10^{16} \text{ м}^{-2}$ в магнитном поле до 2Тл магнетосопротивление отсутствует (рис 3.8 (а)). Если говорить точнее, то в

магнитных полях от 0Тл до 0.5Тл видно отрицательное МС, это связано со слабой локализацией (измерения при более низких температурах это подтверждают). В легированном образце при таких же концентрациях и в таких же пределах магнитных полей наблюдается положительное МС (рис.3.8 (б)). Такое положительное МС в грязном образце наблюдается только в узком диапазоне напряжений. Кривая при концентрации 10^{16}м^{-2} выходит на насыщение в магнитных полях больше 1,5Тл и имеет плато на начальном участке, что характерно для теории Друде. В этом случае применяется двухкомпонентная теория Друде, которая дает хорошо известные результаты положительного магнетосопротивления. Для подгонки наблюдаемого МС предполагается, что существует две группы носителей, динамика которых описывается классическим кинетическим уравнением. Каждый компонент полного тензора проводимости является суммой проводимостей каждой группы носителей:

$$\sigma_{xx} = \sigma_{xx}^{(1)} + \sigma_{xx}^{(2)}$$

$$\sigma_{xy} = \sigma_{xy}^{(1)} + \sigma_{xy}^{(2)}$$

В этой модели, если принять во внимание, что каждый тип частиц дает независимый вклад в проводимость, проводимость можно рассчитать по теории Друде в магнитном поле. В классической теории магнетосопротивление вырожденного электронного газа имеет вид [99]:

$$\frac{\Delta\rho_{xx}}{\rho_0} = \frac{\sigma_1\sigma_2(\beta_1 - \beta_2)^2 H^2}{(\sigma_1 + \sigma_2)^2 + (\beta_1\sigma_2 + \beta_2\sigma_1)^2 H^2}, \quad (3.2)$$

где $\sigma_{1,2} = e^2 n_{1,2} \tau_{1,2} / m_{1,2}^*$, $\beta_{1,2} = e \tau_{1,2} / m_{1,2}^* c$, $n_{1,2}$ – концентрация каждого типа частиц, $\beta_{1,2}$ – их подвижность, m^* – эффективная масса, а $\tau_{1,2}$ – их транспортное время релаксации. Легко показать, что теория Друде может быть применена в системах с «мексиканской шляпой». Если уровень Ферми лежит внутри «МШ», тогда внешняя и внутренняя части поверхности Ферми заселены двумя различными типами частиц с разными массами и временем релаксации. Для спектра мексиканской шляпы следует использовать кинетическое уравнение для рассеяния носителей заряда на примесях с короткодействующим потенциалом в

присутствии магнитного поля. В интеграле столкновений учитывается переход носителей как внутри каждой группы состояний, так и между состояниями различных групп. Эта ситуация описывается двумя независимыми кинетическими уравнениями для двух групп носителей с различными массами, что соответствует ситуации, когда теория Друде применима.

Чтобы показать, что наблюдаемое положительное МС является проявлением «мексиканской шляпы», проведем их подгонку по формуле (3.2). Из этого уравнения следует, что магнетосопротивление квадратично в низких магнитных полях и насыщается в высоких, что совпадает с поведением экспериментально наблюдаемого МС. Из кривых МС можно извлечь три величины: удельное сопротивление в нулевом магнитном поле ρ_0 , значение магнетосопротивления при насыщении $(\Delta\rho_{xx}/\rho_0)_\infty = A$, и в низких магнитных полях коэффициент при параболической части $(\Delta\rho_{xx}/\rho_0) = kH^2$. Но для подгонки надо знать четыре параметра – подвижность и концентрацию для каждого типа носителей. В качестве четвертого параметра, определяемого экспериментально, может выступать общая концентрация, найденная из периода осцилляций Шубникова-де Гааза при высоких магнитных полях, когда все уровни Ландау лежат выше «мексиканской шляпы». Но удобнее брать другие параметры: напряжение между слоями, уровень Ферми и два показателя времени релаксации (для каждого типа носителей заряда). Это можно сделать, т. к. концентрации и массы носителей определяются спектром и положением уровня Ферми. Используя закон дисперсии для двухслойного графена при наличии шляпы [8], были получены явные формулы для вычисления одной из концентраций и каждого времени релаксации из параметров кривой МС (ρ_0 , A и $B=k(e/c)^{-2}$) в зависимости от отношения концентраций двух типов частиц $u=n_2/n_1$:

$$\begin{aligned}
 n_1(u) &= \frac{1}{e^2 \rho_0 C}, \\
 n_2(u) &= n_1(u)u, \\
 \frac{\tau_{1,2}}{m_{1,2}}(u) &= \pm \frac{r}{2} + \sqrt{\left(\frac{r}{2}\right)^2 + p}
 \end{aligned}
 \tag{3.3}$$

где

$$C(u) = \sqrt{B} \left\{ \frac{1-u}{2} \sqrt{A^{1/2} \frac{1+u}{u}} + \frac{1+u}{2} \sqrt{A^{1/2} \frac{1+u}{u} + A^{-1/2} \frac{4}{1+u}} \right\}^2 \quad (3.4)$$

$$r(u) = \sqrt{A^{1/2} B^{1/2} C} \sqrt{\frac{1+u}{u}}, \quad p(u) = \sqrt{\frac{BC}{A}} (1+u)^{-1} \quad (3.5)$$

Изменяя u , можно найти общую концентрацию $n = n_1(1+u)$, которая определяется из осцилляций Ш-деГ. Эффективная масса определяется по формуле $m_{1,2} = \hbar^2 k_{1,2}(E) |dk_{1,2}(E)/dE|$. Интересно отметить, что, по сути, в этой модели два времени релаксации взаимосвязаны, и единственным независимым параметром является амплитуда примесного потенциала. Если указать конкретную модель для примесного потенциала и сделать подгонку двух времен релаксации и положения уровня Ферми, то можно вычислить отношение между транспортными временами для двух групп носителей. Это возможно, т.к. каждое транспортное время пропорционально отношению примесного потенциала $n_i u_0^2$, где n_i - концентрация примесей, а u_0 - амплитуда примесного потенциала. Такое отношение может быть прямо сопоставлено с экспериментальными данными, что позволяет проверить модель «МШ».

Результаты подгонки приведены на рисунке 3.9. На нем представлены три кривые с концентрациями $n=1.21 \div 0.8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ при температуре 30К. Красной сплошной линии соответствуют экспериментальные данные, а темно-серой пунктирной – подгонка по формуле (3.2). Для кривой, соответствующей концентрации $n=1.21 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ($U_{bg}=35\text{В}$), подгонка дала следующие параметры: концентрация была определена как $n_1 = 4.3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ и $n_2 = 1.21 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, а транспортное время рассеяния, как $\tau_1 = 1.0 \cdot 10^{-12} \text{ с}$ и $\tau_2 = 1.1 \cdot 10^{-13} \text{ с}$, для дырок и электронов соответственно.

Эффективная масса получилась равной $m_1 = 0.152m_0$ и $m_2 = 0.177m_0$, для дырочных и электронных состояний, что заметно больше эффективной массы в двухслойном графене, которая определена как $0.03m_0$. Такое расхождение в

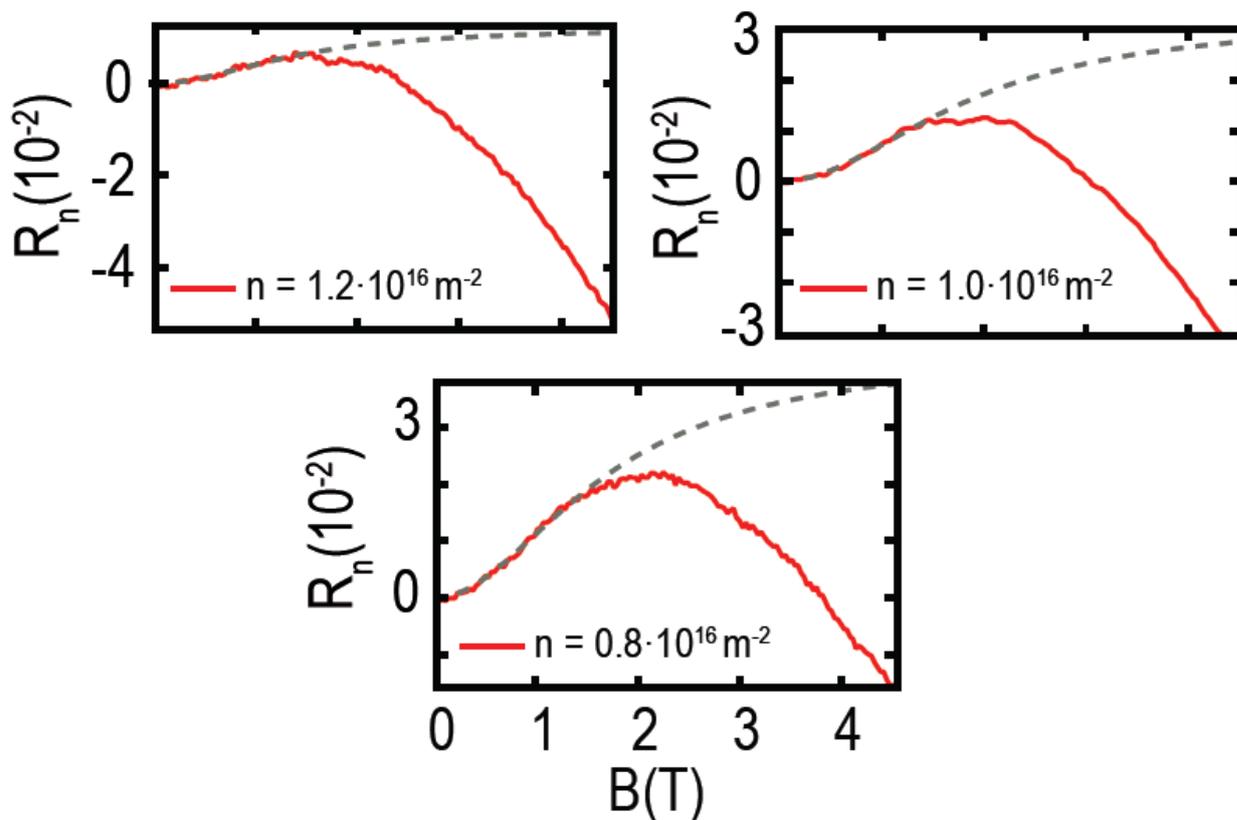


Рис. 3.9. Экспериментальные данные магнетосопротивления (сплошная красная линия) и их подгонки (серая пунктирная линия) по формуле (3.2)

величине эффективной массы свидетельствует в пользу того, что данное магнетосопротивление связано именно с наблюдением «МШ», т.к. сложный закон дисперсии должен приводить к увеличению эффективной массы.

На рисунке 3.9 представлены только три кривые, однако подгонка была проведена для четырнадцати, которые были измерены в диапазоне от 23В до 36В, с шагом 1В. На рисунке 3.10 представлены зависимости определенных из подгонки величин от напряжения на затворе, а именно две концентрации (для носителей на внешнем (а) и внутреннем (б) кольце ферми), их эффективные массы (в) и времена релаксации для них (г). Видно, что концентрация носителей n_1 на внутренней поверхности Ферми в 20-100 раз меньше, чем концентрация носителей на внешнем n_2 . Надо отметить, что концентрация n_1 определяется с меньшей точностью, чем n_2 . С уменьшением амплитуды магнетосопротивления,

что происходит с увеличением напряжения на затворе, плотность электронов на внутренней поверхности Ферми уменьшается, и остается только один тип носителей на внешней части. Это соответствует тому, что МС обусловлено наличием двух типов носителей и исчезает при резком уменьшении одного типа из них. Также стоит отметить форму зависимости n_1 (рис 3.10 б)). Она вначале падает, а потом резко начинает расти, а потом опять плавно спадает. Это очень похоже на поведение, которое наблюдалось бы при пересечении уровня ферми «МШ». Изменение эффективных масс носителей так же свидетельствует о «МШ». Как показано на рисунке в) они постепенно падают, что соответствует увеличению наклона спектра «МШ» при более высоких энергиях. Время релаксации импульса так же снижается для обоих типов при увеличении напряжения.

Анализ показывает, что расположение примесей влияет на формирование «МШ». Заряженные примеси могут находиться на поверхности SiO_2 , т.е. на интерфейсе графен-подложка или на поверхности графена. Для этих двух случаев модель параллельного конденсатора дает различные значения щели. Для простоты расчеты проводились без учета экранировки. Было выявлено, что ситуация, когда все электроны находятся в «МШ», возможна только в случае, когда заряженные примеси сосредоточены на поверхности двухслойного графена, что и реализуется в эксперименте (обычно это остатки лака). В этом случае можно получить зависимость напряжения между слоями V от прикладываемого напряжения на затвор U_{bg} :

$$V = (U_{bg} + V_0) \frac{ed_0\varepsilon}{2d\varepsilon_r} \quad (3.6)$$

Здесь $d=0.34$ нм расстояние между слоями, $\varepsilon_r = 2.5$ диэлектрическая проницаемость графена [99]. Глубину «МШ» можно записать:

$$E_{MH} = \frac{V^3}{2(\gamma_1 + \sqrt{V^2 + \gamma_1^2})\sqrt{V^2 + \gamma_1^2}} \quad (3.7)$$

Для энергии Ферми для состояний в «МШ» была получена следующая формула:

$$E_F = \frac{n^2 \pi^2 s^4}{4\gamma_1^2 V} \quad (3.8)$$

Используя эти выражения, можно оценить положение уровня Ферми относительно вершины «мексиканской шляпы». Чтобы нагляднее

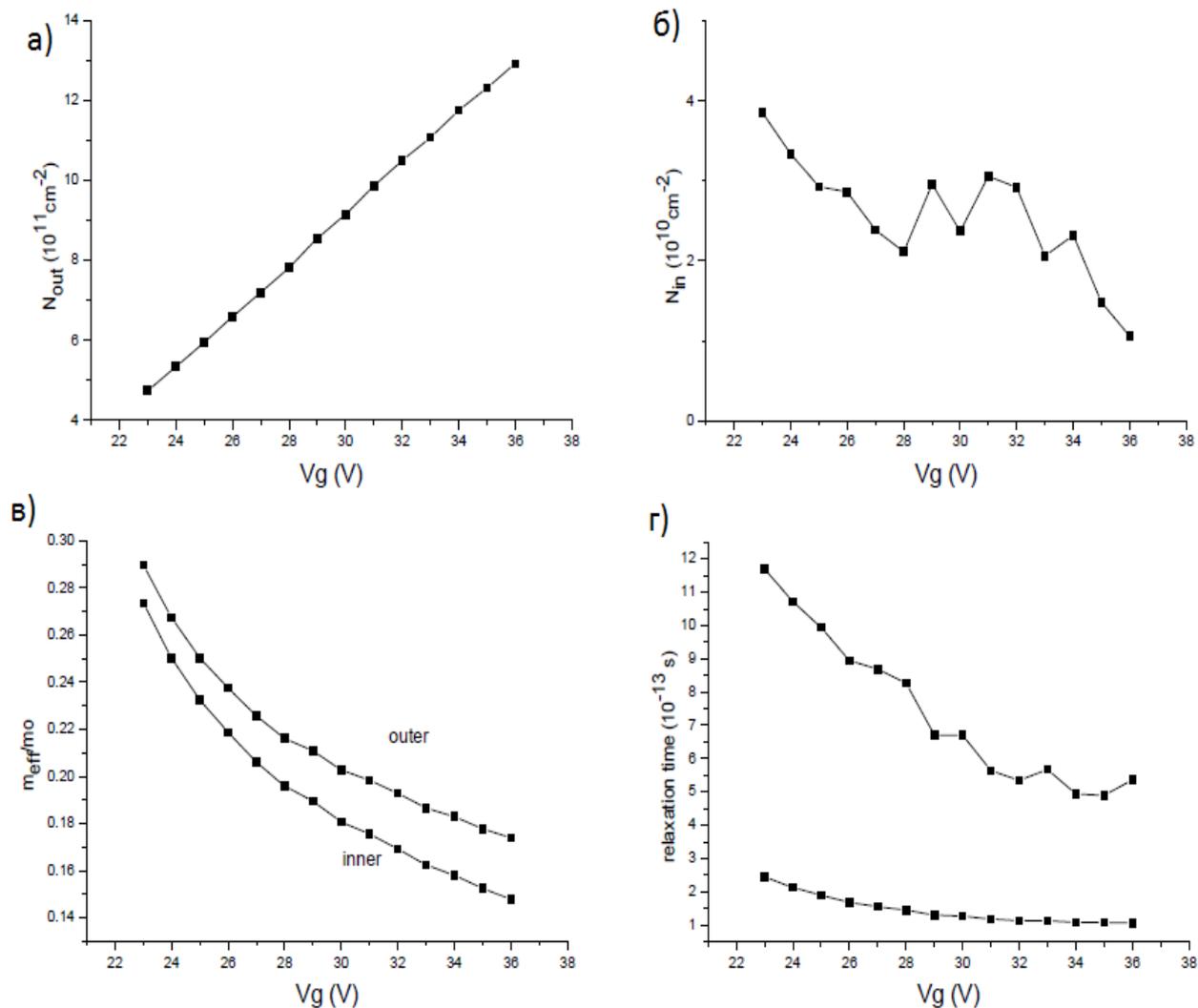


Рис. 3.10. Зависимости концентрации носителей на внешнем (а) и внутреннем (б) кольце ферми, их эффективные массы (в) и показатели времени релаксации для них (г).

продемонстрировать разницу в открытии щели и в образовании «МШ» между чистым и легированным образцами, были построены два графика (рис 3.11). На них отложены рассчитанные для каждого образца уровень Ферми, напряжение между слоями и глубина «мексиканской шляпы». По осям координат отложены

энергия (в относительных единицах) и напряжение на затворе. Светло-зеленым цветом обозначено напряжение между слоями. Для чистого образца эта кривая равна нулю в отсутствие напряжения на затворе. Для образца S12 при нулевом напряжении на затворе существует напряжение между слоями за счет заряженных примесей. Для расчета уровня Ферми использовалось значение эффективной массы двухслойного графена $m^*=0.005m_0$ для чистого образца, а для легированного – значение, определенное из подгонки по формуле Друде. Этим результатам соответствует бирюзовая сплошная линия для чистого, и фиолетовая – для легированного. Результат расчета уровня Ферми для образца S12, для $m^*=0.005m_0$, также приведены на графике, как бирюзовая пунктирная линия. Темно-зеленым цветом отложено значение глубины «МШ». Данные вычисления наглядно показывают, что в сильнолегированном образце должна наблюдаться

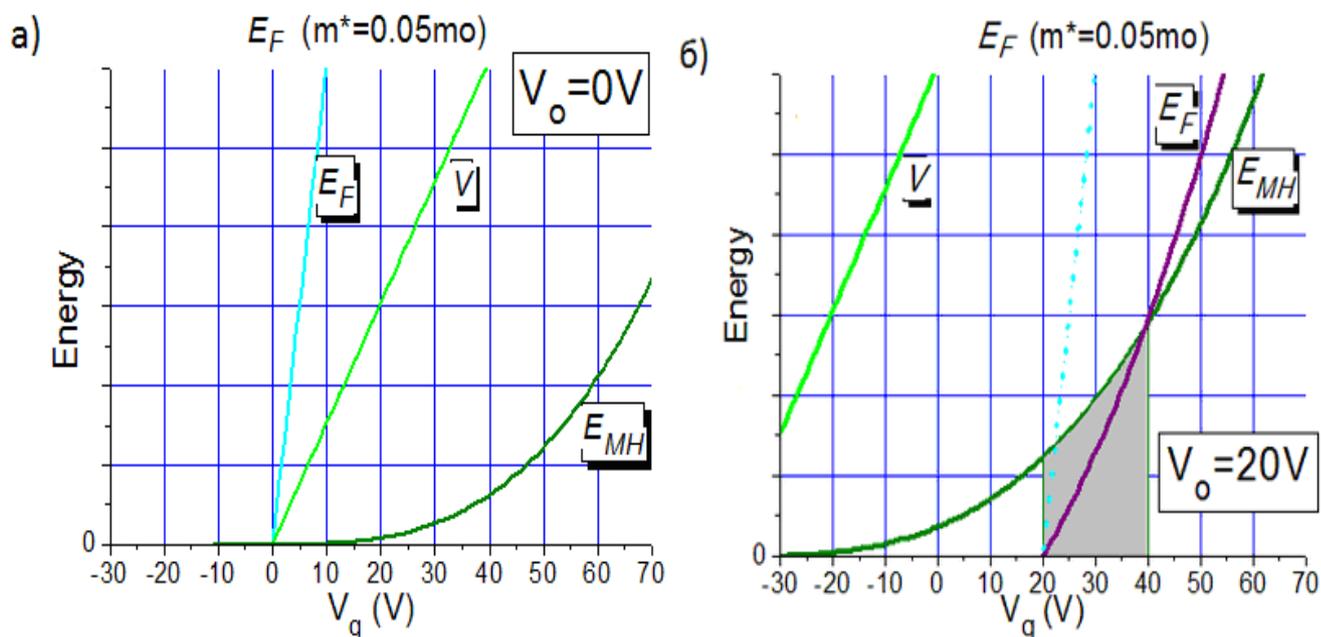


Рис.3.11. Рассчитанные по полученным в рамках теории «МШ» формулам значения энергии Ферми, энергии «мексиканской шляпы» и ширины щели в мэВ в зависимости от затворного напряжения для образца S11(а) и S12(б). Для образца S12 участок, отмеченный серым цветом, - это та область, в которой уровень ферми может пересекать искривленности дна зонной структуры.

ниже вершины «МШ», и все носители заряда сосредоточены в «МШ». Как видно, эта область соответствует интервалу затворного напряжения от 20В до 40В, что

«МШ», а в чистом - нет. Это видно на рисунке 3.11б), который соответствует данным для S12, где серым цветом отмечена та область, в которой уровень Ферми хорошо совпадает с теми значениями напряжения, при которых наблюдается положительное МС. Для образца S11 нет области пересечения этих линий, те уровень Ферми всегда выше, чем «МШ», и она не наблюдается. Лучшая подгонка получилась при значении параметра $\gamma_1 = 250$ мэВ, что хорошо согласуется со значением параметра межслойного перескока, известного из литературы, например как $\gamma_1 = 300$ мэВ [100] или $\gamma_1 = 220$ мэВ [99].

С другой стороны, положительное МС можно интерпретировать и иначе. Хорошо известно, что беспорядок влияет на электронные свойства графена. Как показывают эксперименты, особенно сильное влияние он оказывает вблизи ТЭН, когда создаются электронно-дырочные лужи. Такая система с лужам состоит из двух типов носителей и может вызывать положительное МС. Этот эффект более выражен вблизи ТЭН, т.к. там средняя плотность носителей приближается к нулю, и флуктуации потенциала более заметны на общем фоне. В экспериментальных работах положительное МС, вызванное заряженными примесями, наблюдалось вблизи ТЭН как в монослойном [101], так и в двухслойном [102] графене. В сильнолегированном образце и в других измеряемых образцах положительное МС, обусловленное наличием электронно-дырочных луж, также наблюдалось в окрестностях ТЭН. Однако, положительное МС, которое подгонялось по формуле Друде для двухкомпонентной системы, находится при достаточно высоких концентрациях, где беспорядок оказывает меньшее влияние, чем изгиб дна зон.

Итак, основным результатом исследования является то, что в сильнолегированном образце двухслойного графена, в узкой области затворных напряжений, когда уровень Ферми находится вблизи дна зон, было обнаружено положительное магнетосопротивление, отсутствующее в чистом образце. Расчеты показали, что такое поведение может быть связано с проявлением изгиба дна зонной структуры в виде «мексиканской шляпы». В транспортных экспериментах это наблюдалось впервые. Также были выявлены еще три

основных характера МС: положительное вблизи точки электронейтральности, связанное с наличием «лужиц», универсальное положительное МС при высокой концентрации дырок, и отрицательное МС при высокой концентрации электронов (не связанное с электрон-электронным взаимодействием).

Глава 4. Корневое магнетосопротивление в монослойном графене.

В этой главе изложены результаты исследования магнетотранспорта в монослойном графене при рассеянии на короткодействующем потенциале. В ходе этих экспериментов было впервые обнаружено, что магнетосопротивление в монослойном графене в слабых (классических) магнитных полях имеет корневую зависимость от магнитного поля [107]. Важной особенностью такого магнетосопротивления является то, что оно может быть получено только в системах с линейным законом дисперсии и отсутствует в обычных полупроводниках с параболической дисперсией, в которых корневая зависимость магнетосопротивления может возникнуть только в сильных (квантующих) магнитных полях [104-106]. Результаты экспериментов хорошо согласуются с недавно разработанной теорией [103].

Для исследования влияния короткодействующего потенциала на магнетотранспорт монослойного графена использовался образец, размеры которого $\sim 15 \times 50$ мкм, что примерно в 5 раз больше, чем размеры типичных графеновых образцов. Другое его отличие состоит в том, что он был не структурирован, т.е. полученной изначально чешуйке графена не предавалась форма мостика Холла и, кроме того, образец не подвергался дополнительному воздействию травителей в процессе литографии. Фотография этого образца, полученная с помощью оптического микроскопа, представлена на рис.4.1. Для измерения магнетосопротивления графен помещался в центр сверхпроводящего соленоида, так что магнитное поле B было направлено перпендикулярно к плоскости и перестраивалось от -7 Тл до $+7$ Тл. Сопротивление измерялось с помощью двухконтактной методики. Напряжение снималось между контактами AD (рис.4.1). Через образец пропускался постоянный ток 96 нА. На затвор подавалось напряжение U_{bg} от -4 В до $+20$ В. Температуру внутри криостата можно было менять в интервале от 2.5К до 150К.

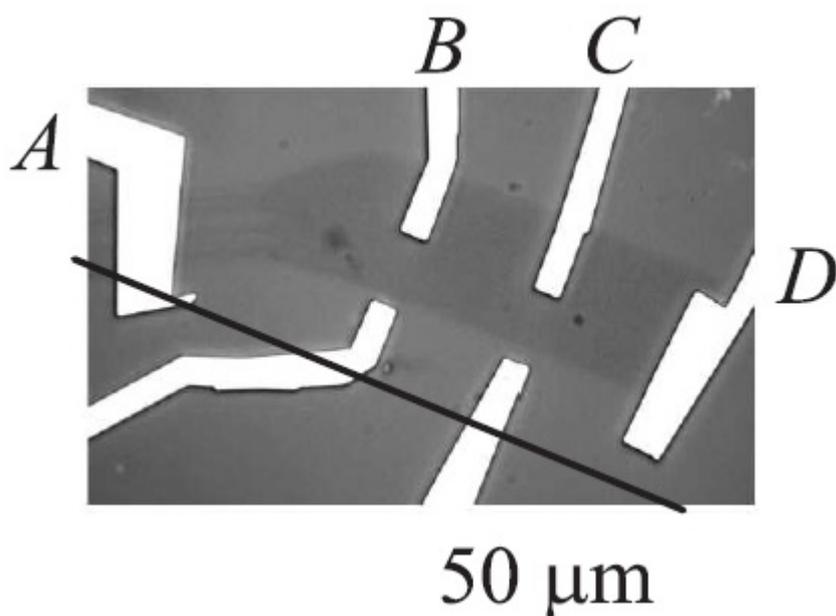


Рис. 4.1. Фотография образца монослойного графена, сделанная через оптический микроскоп. Измерения проводились двухконтактным методом.

Для очистки образца использовался отжиг при температуре 300°C в атмосфере He_2 в течение 3 часов. Такой метод позволяет очистить образец от заряженных примесей на его поверхности, которые являются основным источником кулоновского потенциала. При этом в отличие от сканирования атомно-силовым микроскопом, при отжиге не происходит разглаживания образца и не устраняются дефекты, которые являются источником короткодействующего потенциала. Зависимость сопротивления и проводимости от приложенного на затвор напряжения без магнитного поля при температуре 50К приведена на рис.4.2. Точка Дирака (точка электронейтральности) находится из максимума сопротивления и соответствует напряжению $U_{bg}=5\text{В}$, что указывает на наличие в образце примесей р-типа. Мы считаем, что источником примесей являются частички остаточного лака, которые не удалось убрать ацетоном и испарить при отжиге. Небольшая величина электрического смещения, в точке Дирака равная 5В, свидетельствует о незначительном количестве примесей. Подвижность носителей заряда, определенная из друдевского сопротивления, получилась $\mu \approx 6200 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. О типе рассеяния в графене можно судить по зависимости

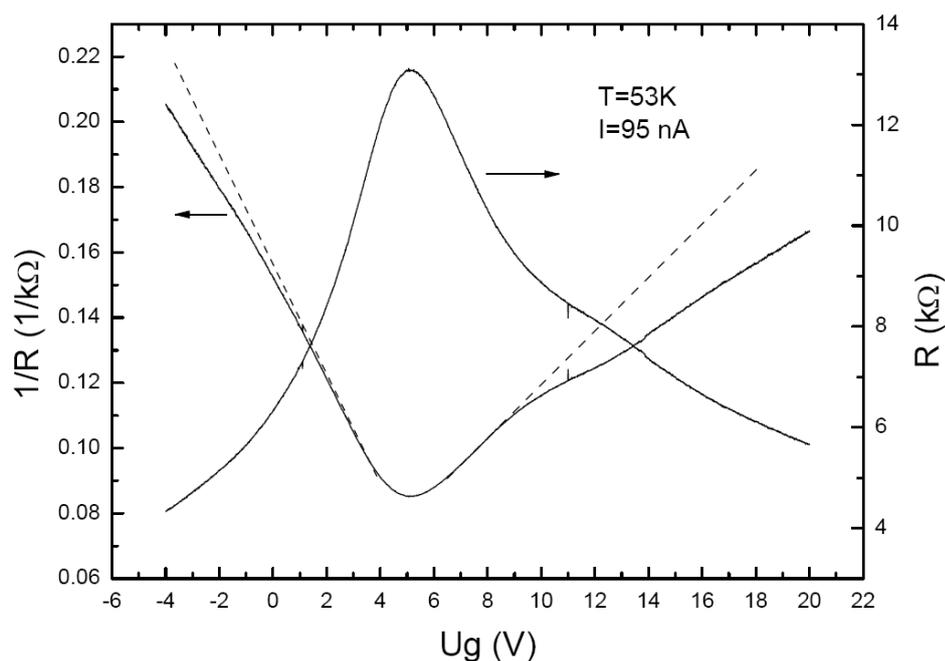


Рис. 4.2. Полевой эффект и зависимость проводимости от затворного напряжения. Отклонение проводимости от линейного закона свидетельствует о наличии короткодействующего потенциала.

Проводимость прямо пропорциональна концентрации, если рассеяние происходит на дальнедействующем потенциале (на ионизованных примесях), а сублинейная зависимость, как считается, возникает за счет вклада рассеяния на короткодействующем потенциале [111]. Для наших исследований большое значение имеет тип рассеяния носителей в исследуемых образцах, поэтому поясним, в чем состоит различие между кулоновским, дальнедействующим и короткодействующим рассеянием. Кулоновский потенциал создается одиночной заряженной примесью и затухает как $1/r$ и является дальнедействующим. Дальнедействующий потенциал помимо этого может быть вызван плавным потенциалом, изменяющимся в пределах десятков и сотен постоянной решетки. Примером может служить дальнедействующий беспорядок, например, колебание толщины ямы, флуктуация дна зоны проводимости и т.п. Другая причина – удаленные заряженные примеси, так что электроны чувствуют только их хвосты. Короткодействующий потенциал исчезает в пределах расстояния порядка постоянной решетки. Это может быть, например, локальный дефект решетки. В данном образце (рис.4.3) проводимость пропорциональна концентрации

носителей вблизи точки Дирака и становится сублинейной функцией концентрации при удалении от неё (штриховые линии на рис. приведены для наглядности). Отклонение от линейности при напряжениях на затворе выше 10В и меньше 2В указывает на возрастание роли короткодействующих примесей [111] при удалении уровня Ферми от точки электронейтральности. Кроме того, как указано в работе [112], асимметрия в кривых проводимости, как это наблюдается в исследуемом образце, также указывает на влияние короткодействующих дефектов.

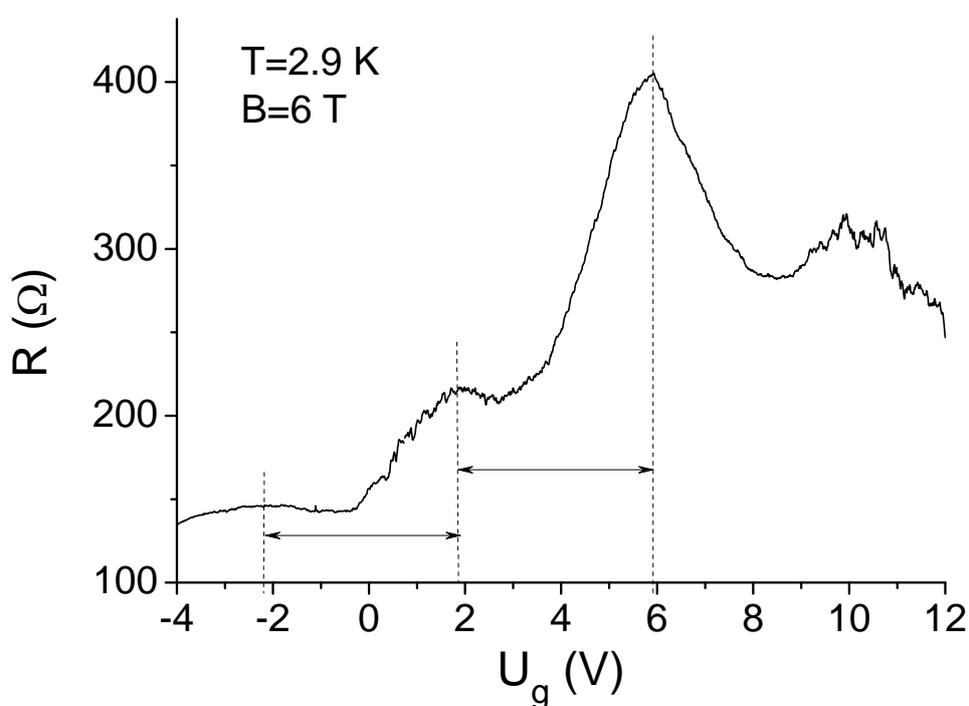


Рис. 4.3 Зависимость сопротивления от затворного напряжения в магнитном поле 6Тл и при температуре 2.9К. Из равного расстояния между осцилляциями следует, что это монослойный графен.

Конфигурация использовавшихся контактов не позволяла измерить эффект Холла, тем не менее зависимость магнетосопротивления от напряжения на затворе, измеренная в достаточно широком диапазоне напряжений (рис. 4.3), подтверждает, что исследуемый образец действительно является монослойным. Это следует из того, что расстояние между нулевым и первым максимумами равно расстоянию между первым и вторым (более подробное объяснение

представлено в Главе 1 эффект Холла и осцилляции Ш-деГ). Таким образом, в результате этих измерений было выяснено, что графен является монослойным, и заметную роль в рассеянии носителей играет короткодействующий потенциал. Для изучения его свойств были проведены измерения сопротивления при различных значениях как напряжения на затворе, так и магнитного поля.

Подробное измерение сопротивления для двух значений напряжения на затворе представлены на рис.4.4, (панели а и б). Для анализа нами выбраны участки зависимостей в достаточно слабых полях, но таких, чтобы исключить влияние эффектов слабой локализации. Точками обозначены экспериментальные данные, штриховые линии соответствуют наилучшей подгонке экспериментальных данных с помощью корневой зависимости. В одном случае, когда напряжение на затворе $U_g=0\text{В}$, экспериментальная кривая с высокой точностью описывается корневой зависимостью (рис.3а) во всем диапазоне магнитных полей за

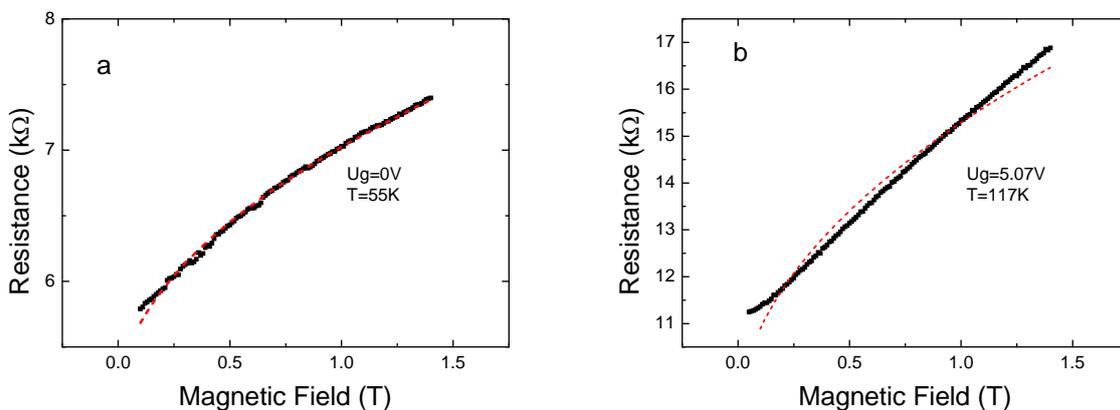


Рис. 4.4 Зависимость сопротивления от магнитного поля для двух значений напряжения на затворе.

исключением полей вблизи нуля. В другом случае (рис.4.4б) на затвор подавалось напряжение $U_g=5.07\text{В}$, что соответствует положению уровня Ферми вблизи точки Дирака. Видно, что в этом случае экспериментальные данные очень плохо описываются корневой зависимостью, и сопротивление является линейной функцией магнитного поля.

Результаты, полученные при 50К, сведены в один трехмерный график и представлены на рис. 4.5. По оси абсцисс отложено напряжение на затворе, от -4В до 20В. Магнитное поле от 0Тл до 8Тл отложено по оси ординат. Сопротивление же отложено по оси аппликат и на графике изображено цветом. Каждому цвету на графике соответствует определенное значение сопротивления от 4,5кОм до

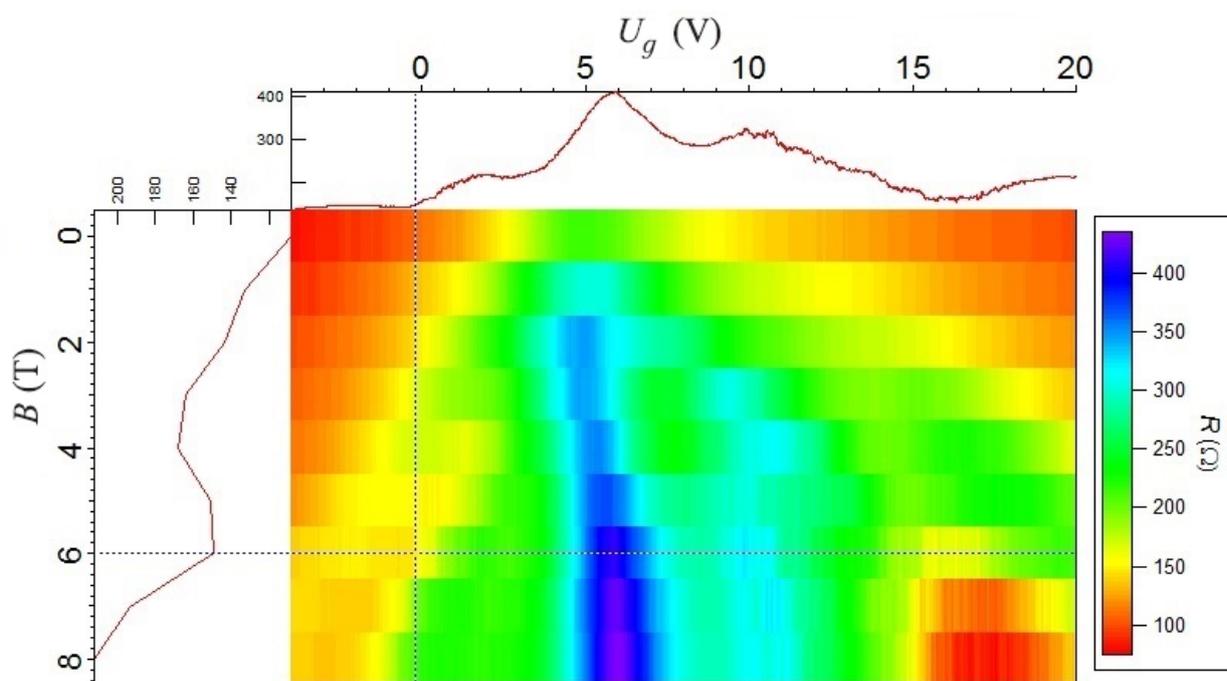


Рис. 4.5 Зависимость магнетосопротивления от напряжения на затворе. Красному цвету соответствует минимальное сопротивление, синему – максимальное.

13кОм. Если зафиксировать магнитное поле, то получится зависимость сопротивления от напряжения на затворе, ее пример приведен над верхней осью, а если зафиксировать напряжение, то получится магнетосопротивление – как показано на схеме слева.

Трехмерный график дает общую картину, но чтобы анализировать экспериментальные данные, надо рассматривать зависимость сопротивления от магнитного поля для каждого значения концентрации в отдельности. Такой подход позволяет судить о характере изменения сопротивления, как в электронной части проводимости, так и в дырочной.

Чтобы показать различие в характере магнетосопротивления в низких магнитных полях при различном положении уровня Ферми, были выбраны

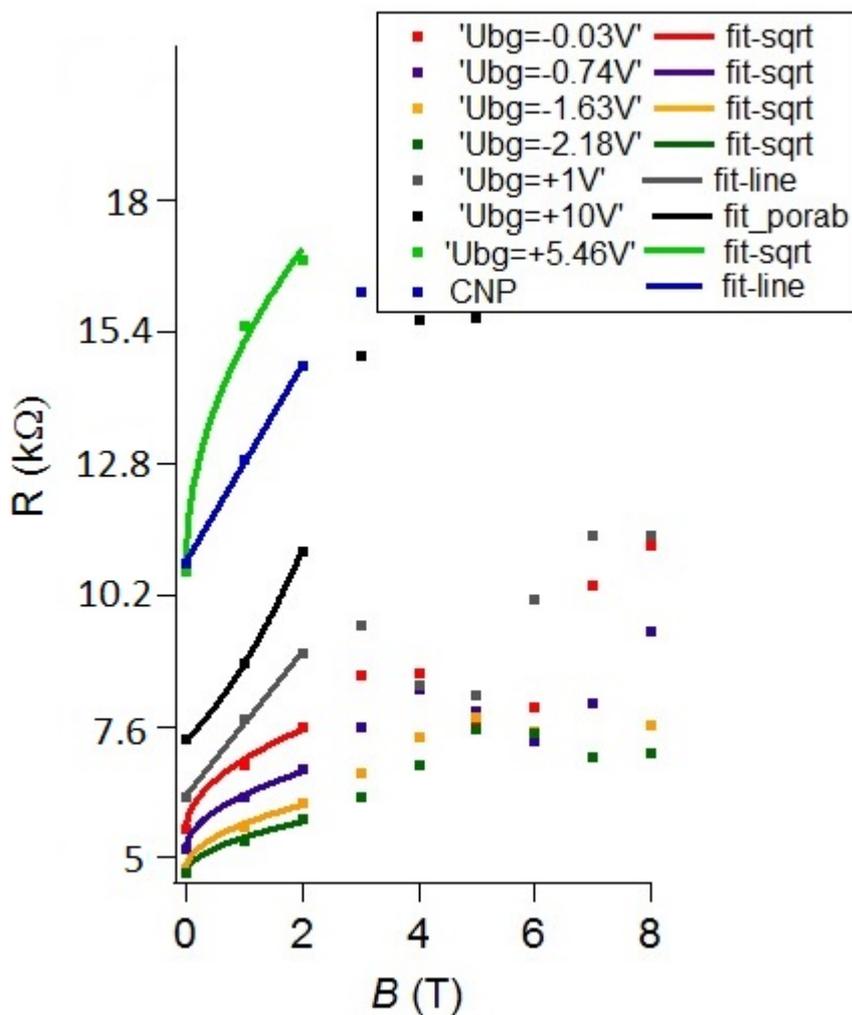


Рис. 4.6 Экспериментальные данные магнетосопротивления в низких магнитных полях (точки) и их подгонка (сплошные линии) корневой, квадратичной или линейной зависимостями, для нескольких напряжений на затворе.

несколько кривых сопротивления при различных значениях напряжения на затворе из графика 4.5 и построены в виде зависимости сопротивления от магнитного поля на рис 4.6. Это ненормированное сопротивление, что удобнее для проведения дальнейшего анализа, т.к. кривые не накладываются друг на друга. Точкам соответствуют экспериментальные данные, а сплошные линии – это расчетные зависимости, полученные в результате подгонки. При магнитном поле больше 4Тл начинаются осцилляции Шубникова-да Гааза. Рассмотрим вначале только участок магнитных полей до 2Тл. В этом диапазоне полей получено не так много экспериментальных данных, однако их достаточно, чтобы отличить на графике линейную зависимость от квадратичной и корневой. Начнем

анализ с точки зрения нейтральности, эти данные отмечены синим цветом. Наилучшим образом они подгоняются прямой линией. При увеличении затворного напряжения от ТЭН в электронную часть проводимости на 0.5В происходит отклонение от линейного закона. На рис. 4.6 эти данные изображены светло-зеленым цветом. Корневая подгонка плохо согласуется с экспериментальными данными, однако подгонка степенной зависимостью со степенью 0.34 идеально совпадает с экспериментальными точками. Такое поведение магнетосопротивления можно объяснить, если предположить, что отклонение не связано с особенностями рассеяния, а возникает за счет сильного сдвига ТЭН в магнитном поле, которое, как мы определили, для данного образца составляет 1В на 6Тл. Изменение напряжения в ТЭН различной величины с ростом магнитного поля часто наблюдается в экспериментах и объясняется асимметрией свойств электронов и дырок в графене [115]. При незначительном отклонении от ТЭН в сторону дырочной проводимости при напряжениях от 5В до 1В (соответствует серому цвету на рис.4.6), проводимость остается практически линейной. На графике приведена линейная подгонка, однако хорошее совпадение получается и для степенной функцией с показателем степени 0.9. В любом случае, в этом диапазоне напряжений невозможно подогнать экспериментальные данные корневой зависимостью. Если продолжить увеличивать напряжение, двигаясь в сторону больших концентраций дырок, то при напряжениях на затворе начиная с 0В экспериментальные результаты хорошо подгоняются по формуле $y = a\sqrt{x} + c$. Корневая зависимость наблюдается в интервале U_{bg} от 0В до -2.2В, после чего изгиб начинает меняться, и при -3.25В переходит в параболу (на графике эти данные не приведены). Такая же параболическая зависимость наблюдается и в электронной части при всех напряжениях выше 6В (на рис 4.6 черная кривая для 10В). Заметим, что корневое магнетосопротивление (КрМС) не было найдено в электронной области проводимости ни при одном из значений напряжения, что может быть связано с тем, что подвижность электронов значительно хуже, чем для дырок. Таким образом, экспериментально обнаружено, что КрМС в данном образце существует только в узком диапазоне затворных

напряжений, вне пределов которого оно не наблюдалось. Если обратиться к рисунку 4.2, то можно отметить, что в диапазоне напряжений, в котором наблюдается КрМС от 0В до -2.2В, проводимость меняется сублинейно. Это указывает на важную роль рассеяния на короткодействующем потенциале при этих напряжениях на затворе. Все данные из этой области хорошо описываются корневой зависимостью, и если их нормировать, то они легко подгоняются по формуле $y = a\sqrt{x}$.

Таким образом, было обнаружено, что КрМС наблюдается только в образце, в котором основную роль играет рассеяние на короткодействующем потенциале и в некоторой окрестности вблизи точки Дирака. Эти результаты можно понять, используя разработанную параллельно с этими измерениями теоретическую работу [103]. В этой работе был проведён расчёт магнетосопротивления графена в модели рассеяния на дефектах с короткодействующим потенциалом при высоких температурах (температура много больше расстояния между соседними уровнями Ландау вблизи энергии Ферми E_F : $T \gg \hbar\omega_c$). Поскольку в графене циклотронная частота ω_c и время рассеяния носителей τ_q зависят от энергии носителя, то при данном магнитном поле в одном и том же образце для различных энергий может реализовываться квантовый режим магнетосопротивления $\omega_c\tau_q \gg 1$ (параметр велик) или классический режим $\omega_c\tau_q \ll 1$ (параметр мал). Было показано, что при высоких температурах $T \sim E_F$ и небольших магнитных полях, когда параметр $\omega_c\tau_q$ на уровне Ферми мал, сопротивление графена имеет положительную поправку, зависящую от магнитного поля как квадратный корень:

$$\rho_{xx} = \rho_{xx}^{D,0} + c(T)\sqrt{H}, \quad (4.1)$$

$$c(T) \sim -\frac{\partial n_0(E=0)}{\partial E}.$$

Здесь $\rho_{xx}^{D,0}$ – друдевская проводимость в нулевом магнитном поле, n_0 – фермиевская функция распределения.

Кроме того при больших магнитных полях, когда параметр $\omega_c\tau_q$ на уровне Ферми велик и $T \leq E_F$, сопротивление графена много больше друдевского сопро-

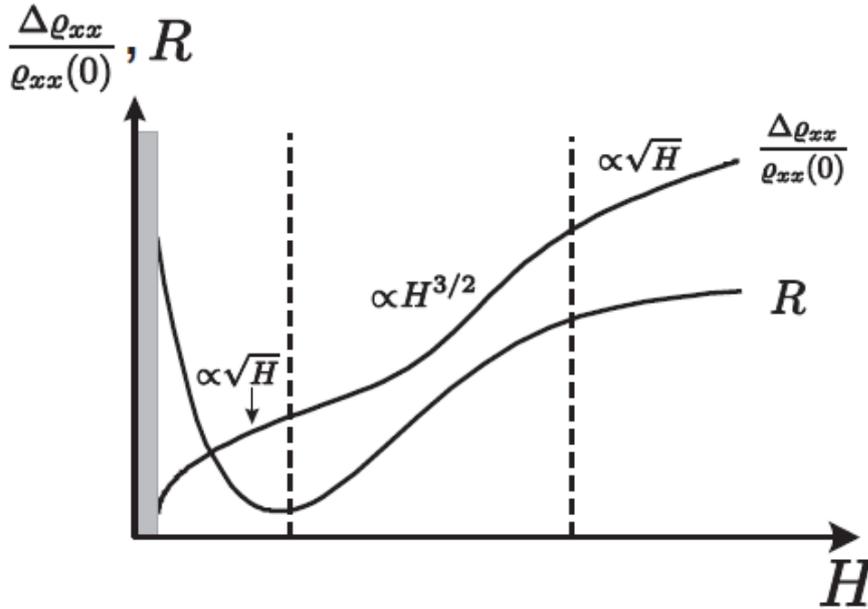


Рис.4.7 Рассчитанные зависимости продольного и холловского сопротивления от напряженности магнитного поля, сделанные в работе [103] из расчета рассеяния на короткодействующем потенциале.

тивления $\rho_{xx}^{D,0}$ и, в целом, представляет собой также корневую функцию магнитного поля:

$$\rho_{xx} = q\sqrt{(\omega_c \tau_q)|_{E_F}} \rho_{xx}^{D,0},$$

$$\rho_{xx} = C(T)\sqrt{H}, \quad (4.2)$$

$$C(T) \sim \frac{\int E^3 \left(-\frac{\partial n_0(E)}{\partial E} \right) dE}{\left\{ \int E^2 \left(-\frac{\partial n_0(E)}{\partial E} \right) dE \right\}^2}.$$

Здесь q – численная константа. Таким образом, магнетосопротивление $\Delta\rho_{xx} / \rho_{xx}^{D,0}$ при малых полях много меньше единицы и имеет корневую зависимость с коэффициентом, зависящим от температуры согласно уравнению (1). При больших полях $\Delta\rho_{xx} / \rho_{xx}^{D,0}$ много больше единицы, но также обладает приблизительно корневой зависимостью $q\sqrt{(\omega_c \tau_q)|_{E_F}} - 1$, где $\sqrt{(\omega_c \tau_q)|_{E_F}}$ зависит от магнитного поля как квадратный корень с коэффициентом, зависящим от температуры в соответствии с формулой (2). Между этими режимами существует

переходная область, которая в работе [103] описывалась с помощью численного расчёта.

Важно отметить, что теория была построена для магнетосопротивления в точке Дирака, в то время как, согласно экспериментальным результатам, корневая зависимость обнаружена не в точке Дирака (где видна линейная зависимость), а при некотором удалении от нее. Имеется несколько объяснений, почему в эксперименте корневая зависимость наблюдается не в точке Дирака. Недавнее теоретическое рассмотрение двухкомпонентной системы с одинаковыми концентрациями электронов и дырок (это условие соблюдается именно в точке Дирака) предсказало линейное магнетосопротивление в классически слабых магнитных полях [113]. Можно ожидать, что этот эффект носит универсальный характер и делает невозможным наблюдение корневой зависимости в точке Дирака. Кроме этого есть еще другие причины. Во-первых, как это было описано выше, в реальных образцах важную роль играет рассеяние носителей на кулоновских примесях. Скорость рассеяния на дальнедействующих кулоновских примесях возрастает с понижением энергии носителей, а скорость рассеяния на короткодействующих дефектах – уменьшается в соответствии с формулами

[110]: $\frac{\hbar}{\tau_{short}(\varepsilon)} \propto \varepsilon$, $\frac{\hbar}{\tau_{Col}(\varepsilon)} \propto \frac{1}{\varepsilon}$. В связи с этим, влияние короткодействующего потенциала в точке Дирака минимально, и, следовательно, основное условие для появления корневой зависимости не удовлетворяется. Во-вторых, в теории [103] предполагается, что температура должна быть гораздо выше, чем расстояние между соседними уровнями Ландау вблизи энергии Ферми. Когда энергия Ферми сдвигается от точки Дирака, уровни Ландау в графене становятся ближе друг к другу вследствие их неравномерного распределения $E_n \sim n^{1/2}$. Понятно, что условие высокой температуры будет выполняться легче по мере удаления химического потенциала от точки Дирака.

Чтобы провести детальный анализ корневой зависимости и сравнить её с теорией [103], рассмотрим кривую магнетосопротивления ($\Delta\rho/\rho_0$) при $U_{bg}=0$ В на рисунке 4.7. Данные для этой кривой снимались при температуре 50К с шагом

0,01Тл в магнитном поле от 0Тл до 7Тл. Нас будут интересовать значения до 4Тл, т к при более высоких магнитных полях начинаются осцилляции Шубникова –де Гааза. Можно выделить три участка с различным поведением магнетосопротивления: от 0Тл до 1.5Тл; от 1.5Тл до 3Тл, и от 3Тл до начала осцилляций. Здесь получено значительно больше данных, и можно проверить правильности подгонки корневой зависимостью в интервале от 0Тл до 1.5Тл. Это было сделано, и на рис. 4.7 приведены результаты такой подгонки красной пунктирной линией. Видно, что начиная с ~ 0.1 Тл зависимость для магнетосопротивления идеально подгоняется корневой зависимостью. Это является косвенным подтверждением правильности подгонки данных, приведенной на рис. 4.6. Зависимость магнетосопротивления от магнитного поля можно подогнать корневой зависимостью и при магнитных полях больше 3 Тл, что также отмечено красной пунктирной линией. Между этими двумя участками корневой зависимости, наблюдаемой в слабых (до 1,6 Тл) и сильных (от 3 Тл) магнитных полях, существует интервал, где зависимость сопротивления от магнитного поля имеет другой характер. На рисунке 4.6 эта часть подогнана как $\rho(B)/\rho_0 \sim B^2$ и отмечена зеленой пунктирной линией. Однако, если выбрать другие границы, то также достаточно хорошо подходит и подгонка $\rho(B)/\rho_0 \sim B^{3/2}$ (не показано). Этот участок недостаточно продолжителен и по нему сложно однозначно определить, какой закон из этих двух случаев реализуется экспериментально. Определить правильность выбора квадратичной подгонки среднего участка можно, если опять обратиться к теории [103]. Из теории следует, что оба случая возможны, и то какой из них наблюдается, зависит от температуры. Но помимо этого теория дает возможность рассчитать некоторые параметры, зависящие от значений магнитного поля, при которых происходит переход от одного типа проводимости к другому. То, что за параметры это будут, также зависит от температуры, но все они определяются величиной характерной энергии ϵ^* . Прежде стоит пояснить смысл этой величины. Ключевой масштаб энергии согласно теории [103] задается формулой:

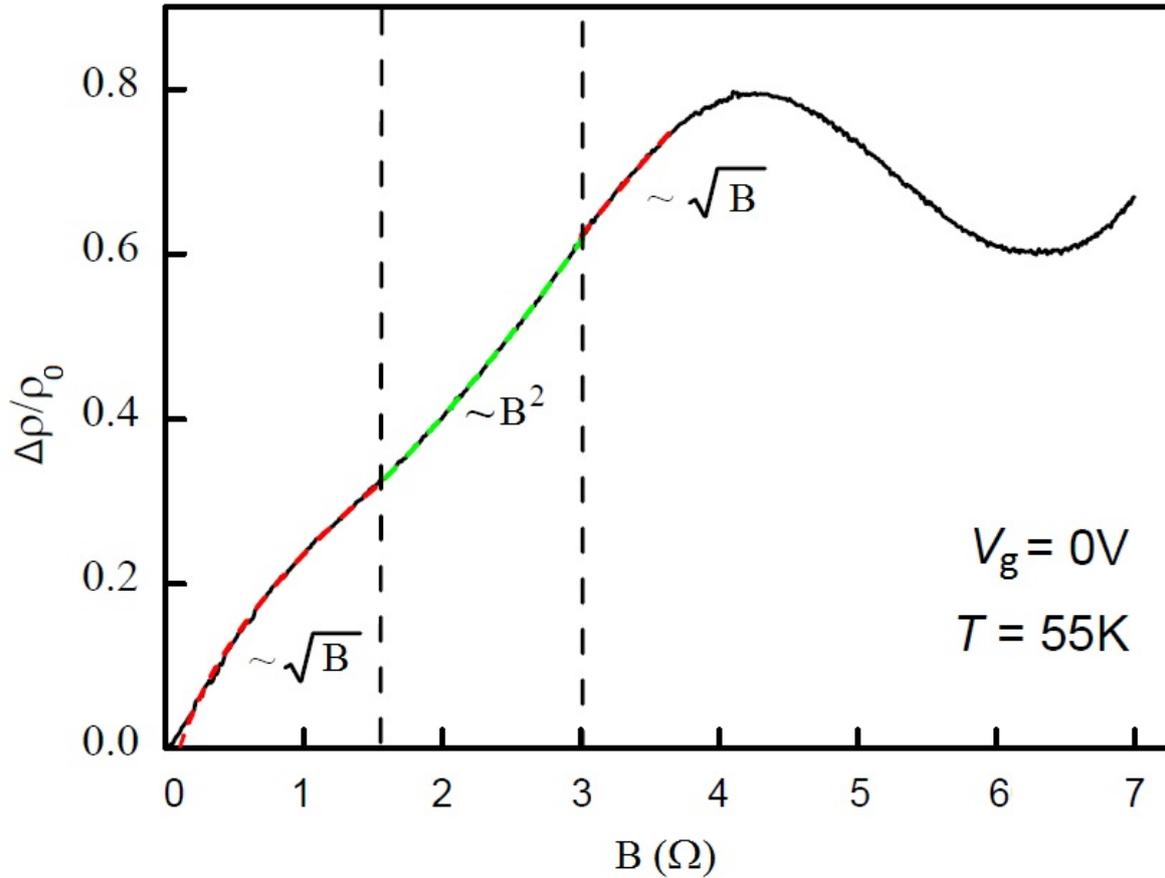


Рис. 4.8. Зависимость нормированного сопротивления от магнитного поля, для $U_{bg}=0V$ при $T=55K$. Наблюдаются два участка корневой зависимости и между ними - квадратичная.

$$\varepsilon^* = \sqrt{\gamma} \frac{\hbar v}{l_m} = \sqrt{\gamma} \frac{\sqrt{\hbar e v}}{\sqrt{c}} \sqrt{H} \quad (4.3)$$

где v – скорость носителей заряда в графене, l_m – магнитная длина, $\gamma = \varepsilon \tau(\varepsilon) / \hbar$ – безразмерный параметр теории, который не зависит от ε для рассеяния на короткодействующих примесях, и $\tau(\varepsilon)$ – квантовое время жизни электронов в данном состоянии. При энергиях ниже, чем ε^* , уровни Ландау разделяются, т.е. при $\varepsilon = \varepsilon^*$ происходит переход от классического состояния к квантовому. Это связано с тем, что энергетический спектр монослойного графена сильно непараболический и расстояния между уровнями Ландау значительно уменьшаются с ростом энергии. Для наглядности на рисунке 4.9 приведены зависимость от энергии для плотности состояний в графене с короткодействующим потенциалом и производная функции Ферми по температуре для двух случаев, когда темпера-

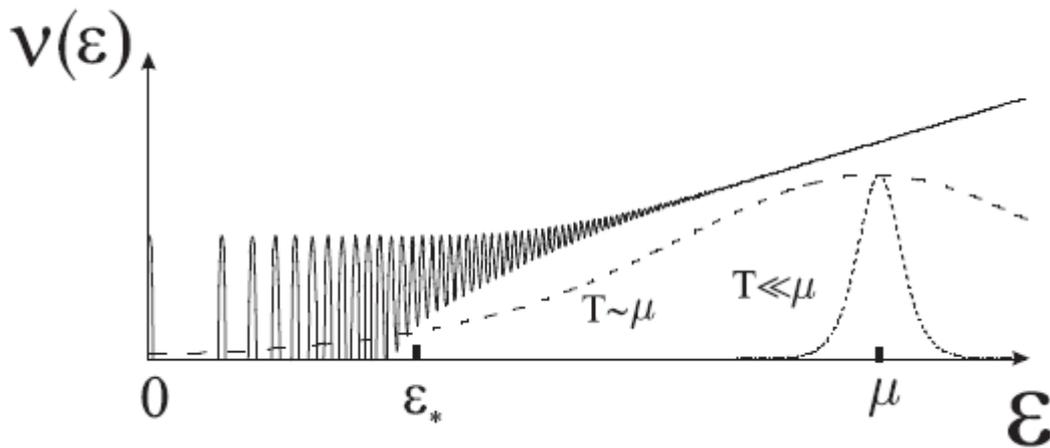


Рис. 4.9. Зависимость плотности состояний в графене с рассеянием на короткодействующем потенциале и производная функции Ферми по температуре.

тура порядка энергии Ферми и когда она много меньше энергии Ферми. Для случая низких температур предсказывается зависимость $\sim V^{3/2}$ для переходного участка. Для данных, представленных на рис. 4.6 химический потенциал $\mu = 66$ мэВ, а температура в криостате составляла $T = 4,7$ мэВ. Кривая магнетосопротивления имеет корневую зависимость как в низких $\varepsilon^* < \varepsilon_2 = (\mu^2/T)\exp(-\mu/3T)$, так и в высоких магнитных полях $\varepsilon^* > \mu$. В слабом магнитном поле МС задается формулой:

$$\Delta\rho/\rho_0 = 3.18\varepsilon_* \exp(-\mu/T)/T \quad (4.4).$$

Между этими двумя частями МС показывает квадратичное поведение $\sim \varepsilon^{*4} \sim V^2$. Из-за малой величины $\exp(-\mu/T)$ МС экспоненциально мало, и, как ожидается, не должна наблюдаться экспериментально. Тем не менее, как видно из рис. 4.6, кривая демонстрирует хорошее качественное совпадение с теорией. Чтобы объяснить, почему этого происходит, можно предположить, что вместо температуры в криостате T для анализа надо брать эффективную температуру $T_{\text{эфф}}$. Эта эффективная температура $T_{\text{эфф}} \gg T$ связана с хаотическим потенциалом, который возникает вследствие наличия заряженных примесей в образце (в подложке и на поверхности графена). Уровень Ферми постоянен всюду в абсолютном выражении, но неоднородности сдвигают его положение

относительно точки Дирака энергетического спектра графена в различных точках пространства, и получается размытие уровня Ферми. Таким образом, случайный дальнедействующий потенциал большой амплитуды действует как эффективная температура $T_{\text{эфф}}$, которая намного больше, чем T образца. Существование такого гладкого потенциала в образцах графена было отмечено в работе [108]. Оценить эффективную температуру носителей заряда можно из температурной зависимости проводимости [109]. Для данного образца $T_{\text{эфф}}$ равна примерно 20 мЭВ. Используя экспериментальные данные по формуле (4.3) для ε_* , можно рассчитать значение параметра γ , который по теории должен быть $\gamma \gg 1$. Для данного образца из подгонки получилось $\gamma = 3.6$. Такой результат вполне разумен, но указывает, что эксперимент проводился в условиях, соответствующих границе применимости теории. Кроме того, из эксперимента можно оценить значение ε_2 . Это та энергия, которая разделяет два режима МС: "классический" когда МС пропорционально V^2 и связано с зависимостью параметров электрона от энергии при температуре размытия распределения электронов по энергиям, и $V^{1/2}$, который определяется электронами при высоких энергиях конуса Дирака. Эти два эффекта становятся равными при магнитном поле, соответствующем ε_2 . Используя выражение $\varepsilon_2 \approx \frac{\mu^2}{T} e^{-\mu/3T}$, мы получаем $\varepsilon_2 \sim \mu$. Действительно, из параметров нашего эксперимента ($\mu \sim 60$ мЭВ, $T_{\text{эфф}} \sim 20$ мЭВ) следует, что $\mu \sim 3T_{\text{эфф}}$, и непосредственно получается, что $\varepsilon_2 \approx \frac{\mu^2}{2.7T} \sim \frac{\mu^2}{\mu} \sim \mu$. Это указывает на то, что хаотический потенциал играет важную роль в данном монослойном образце графена и доказывает правильность использования эффективной температуры и ее оценку.

Еще раз следует отметить, что КрМС на начальном и конечном участках имеют различную природу. Квадратный корень при высоких магнитных полях для магнетосопротивления был предсказан впервые для двумерного электронного газа с параболическим спектром [104, 114]. При этом теория [104] может быть применена к графену с некоторыми несущественными изменениями [106] (см

также [103]). В отличие от этого, КрМС в слабых магнитных полях реализуется только для частиц с линейной дисперсией [103]. Это связано с тем, что эффективная масса частиц сильно зависит от их энергии, а времена рассеяния носителей обратно пропорционально их энергии.

Подводя итог данной главе, следует отметить, что, экспериментальные измерения для различных графеновых монослоев дают качественно различное поведение магнетосопротивления для образцов с различной зависимостью проводимости от напряжения на затворе. Эта разница приписывается различным механизмам рассеяния - дальнедействующему (кулоновскому) и короткодействующему. Применение теории магнетотранспорта в графене, разработанной для короткодействующего рассеяния, дает качественно согласие с нашими данными в окрестностях точки Дирака, где короткодействующее рассеяние играет существенную роль. Все три разные части кривой магнетосопротивления, предсказанные теоретически, наблюдаются экспериментально.

Глава 5. Линейное магнетосопротивление в двухслойном графене в точке электронейтральности.

Линейное магнетосопротивление - явление, встречающееся в различных структурах [116-118]. Изучение этого вопроса является важной задачей современной физики твердого тела, т.к. до сих пор нет понимания причин его возникновения. Обычно его связывают с неоднородностями исследуемого материала. В этой главе будут изложены результаты измерений магнетосопротивления в чистых образцах двухслойного графена, которые показали, что в этом случае беспорядок не является причиной ЛМС. Более того анализ результатов показал, хорошее согласие с недавно разработанной теорией движения заряженных частиц в магнитном поле для двухкомпонентных систем [119].

Линейное магнетосопротивление (ЛМС) наблюдалось в различных материалах, таких как полуметаллы, узкозонные полупроводники и топологические изоляторы [116-118]. В 1969 году это явление было предсказано Абрикосовым [122] в компенсированных дираковских полупроводниках, для квантового случая, когда $\hbar\omega_c \gg k_B T$. Экспериментально ЛМС наблюдалось в широком диапазоне температур, вплоть до комнатных, и в широком интервале магнитных полей, начиная с низких магнитных полей, где отсутствует квантование уровней энергии носителей. Наиболее распространенной причиной возникновения ЛМС считается наличие неоднородностей в исследуемом материале. Например, в работе [127] приведены расчеты для разупорядоченных структур, из которых следует появление ЛМС в таких системах. Имеются экспериментальные результаты, которые подтверждают эти расчеты, но также имеются примеры расхождения экспериментов с этой теорией. Интересно, что в работах [123 -126] в одних и тех же материалах, было обнаружено как линейное, так и нелинейное изменение сопротивления. Не смотря на большое количество работ посвященных этой теме, нет экспериментов, результаты которых могли бы дать исчерпывающее объяснение природы наблюдаемого эффекта. Проведенные

нами исследования МС в чистых двухслойных образцах графена нельзя объяснить причиной, связанной с беспорядком. Полученные данные хорошо согласуются с недавно разработанной теорией, которая предсказывает, что ЛМС может возникать в двухкомпонентных системах с равными концентрациями электронов и дырок [119].

Качественно объяснить предлагаемый в этой теории механизм возникновения ЛМС можно следующим образом [119]. Рассмотрим прохождение тока в двумерной электронно-дырочной нейтральной системе (рис.5.1). Красные и зеленые кривые линии условно обозначают траектории движения для дырок (h) и электронов (e), соответственно. Под действием приложенного электрического напряжения между контактами в продольном направлении возникает ток. При этом электроны и дырки двигаются в противоположных направлениях и вклады в ток от электронов и дырок складываются. В поперечном магнитном поле траектории движения заряженных частиц изгибаются под действием силы Лоренца. Если концентрация электронов и дырок одинаковая, то при приложении перпендикулярного магнитного поля \mathbf{B} , холловское напряжение не возникает, т.к.

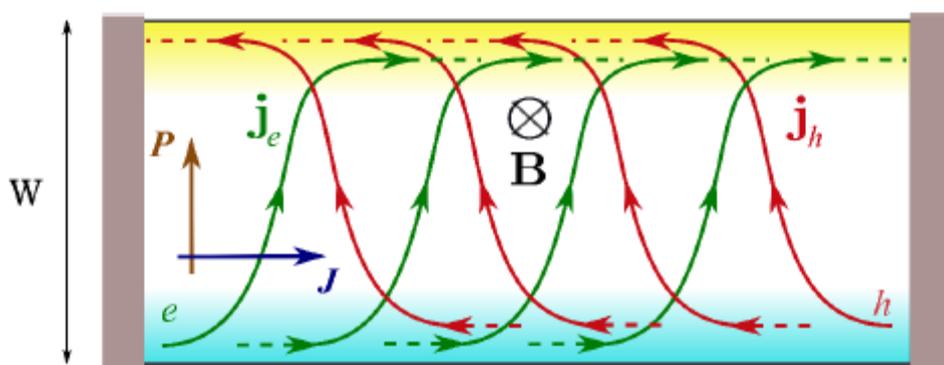


Рис. 5.1. Схематическое изображение протекания электронного и дырочного тока в магнитном поле в нейтральной системе. Рисунок взят из статьи [119].

система нейтральная. Поэтому отсутствует напряжение, препятствующее протеканию поперечного тока. В этом заключается отличие двухкомпонентной электронно-дырочной системы от обычных систем с одним типом носителей, в которых скопление заряда у границ дает холловское поле, компенсирующее силу

Лоренца. Поскольку в нейтральной двухкомпонентной системе нет холловского напряжения, то необходимо учесть следствия такой ситуации. Необходимо учесть диффузию, которая будет компенсировать потоки частиц в поперечном направлении, и учесть граничные условия. В образце конечной ширины потоки электронов и дырок в поперечном направлении генерируются на одной стороне и рекомбинируют на противоположной. Границы области, в которой происходит генерация и рекомбинация таких потоков, определяются некоторой характерной длиной электронно-дырочной рекомбинации ℓ_R . Какой конкретно механизм отвечает за такую рекомбинацию для качественного рассмотрения не важно, например, это может быть рассеяние на фононах. В итоге, как показано теоретически, получается, что продольный ток (как электронов, так и дырок) главным образом протекает по образцу на расстоянии меньше ℓ_R от его краев, а поперечные токи электронов и дырок – в объеме, не доходя до границ на расстояние ℓ_R . Отметим, что в точке нейтральности поперечные токи электронов и дырок компенсируют друг друга, т.к. направлены в одну сторону. Вклад в сопротивление дает только диссипативный продольный ток. Согласно теории толщина области электронно-дырочной рекомбинации обратно пропорциональна магнитному полю, и в сильных полях сопротивление образца оказывается пропорциональным магнитному полю [119]: $R = \frac{W}{e(n_1 + n_2)l_0} B$. Здесь W - ширина образца, n_1 , n_2 - концентрации электронов и дырок, l_0 длина рекомбинации без магнитного поля.

С целью изучения линейного магнетосопротивления и влияние на него геометрических размеров, были изготовлены образцы двухслойного графена методом микромеханического отшелушивания, в виде мостиков Холла различной ширины. В качестве подложки использовался Si с пленкой SiO₂ толщиной 330нм. Изображение образца, полученное с помощью атомно-силового микроскопа, приведено на рисунке 5.2. Ширина мостиков равна 0.5мкм (участок С), 1мкм (В) и 2.1мкм (А), а длинна каждого 1.8мкм.

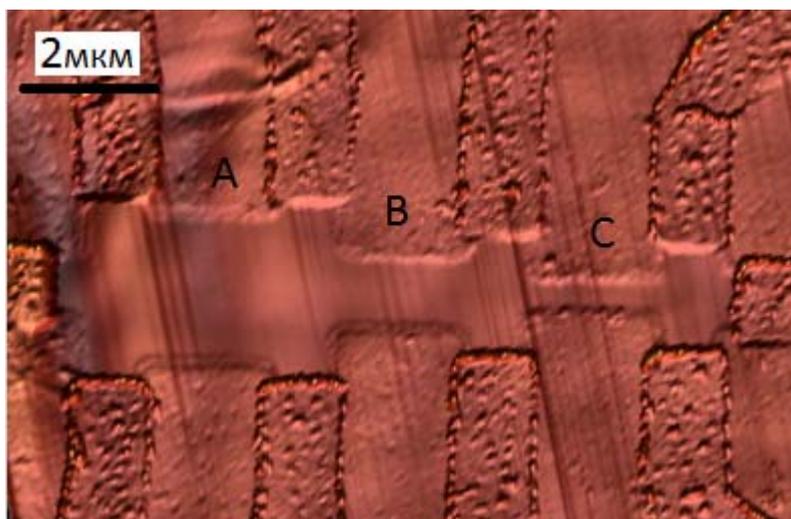


Рис. 5.2. Двухслойный графен в виде холловских мостиков на подложке Si/SiO₂ с контактами. Изображение получено с помощью атомно-силового микроскопа.

Через образец пропускался переменный ток величиной 10 мкА. На нижнюю часть подложки был нанесен металлический контакт, на который подавалось затворное напряжение U_{bg} , с помощью которого изменялась концентрация носителей. Для исследования магнетосопротивления измерялись R_{xx} и R_{xy} четырехзондовым методом в перпендикулярном магнитном поле от 0 до 7Тл в температурном диапазоне от 1.5К до 150К. Эти образцы не отжигались, а были очищены при помощи сканирующего атомно-силового микроскопа.

Измерения полевого эффекта для каждого из трех участков при температуре 25К приведены на рис.5.3. Можно отметить, что точка электронейтральности (ТЭН) сдвигается в сторону больших напряжений, от 1В для широкой части к 3.4В для средней части и, наконец, к 10.4В для узкой. Помимо этого, величина удельного сопротивления в ТЭН широкого и среднего образца совпадает и равняется 5.6 кОм, а для узкого образца это значение выше и составляет 6.2 кОм. Подвижность (вставка рис. 5.3) носителей, рассчитанная из проводимости при этой температуре составляет для дырок 2200, 3000 и 4000 см²/Вс, а для электронов 2600, 3000 и 3800 см²/Вс, для узкого, среднего и широкого образцов, соответственно. Зависимость параметров от ширины образцов можно объяснить рассеянием носителей на краях образца. Несмотря на то, что подвижность в образце оказалась невысокая, близкое расположение к нулю ТЭН и четкое фор-

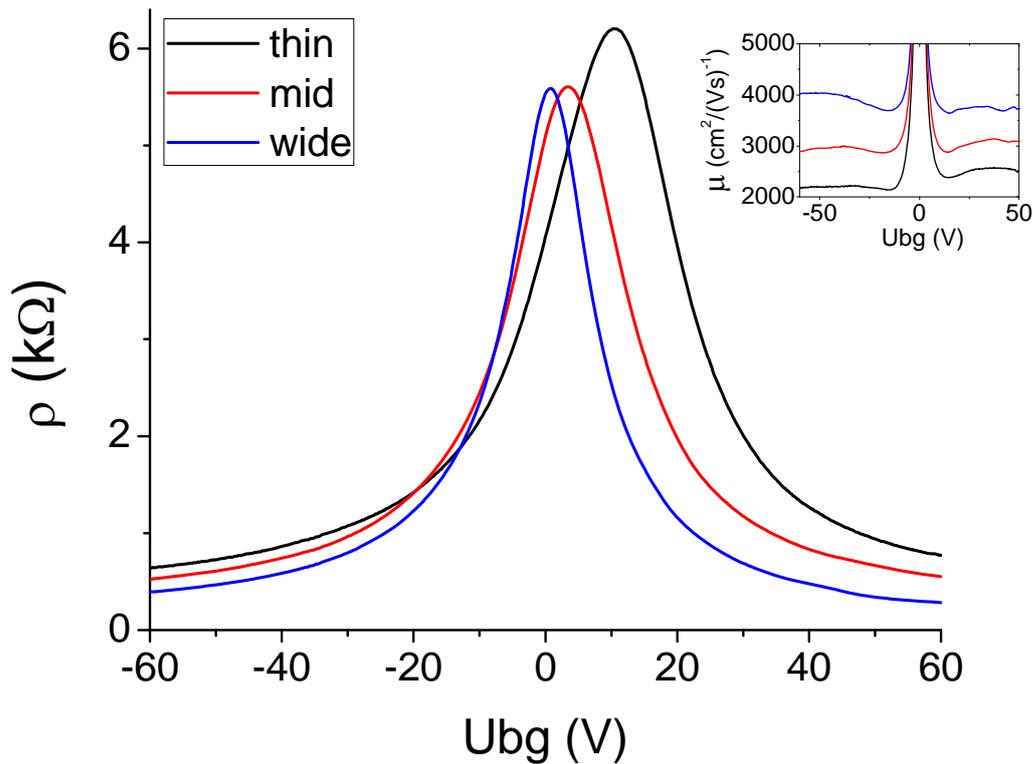


Рис. 5.3 Полевой эффект для трех образцов: узкого (черный цвет), среднего (красный) и широкого (синий) при температуре 30К. На вставке показаны подвижности носителей в этих образцах, рассчитанные из проводимости.

мирвание плато в КЭХ (рис. 5.4) свидетельствуют о высоком качестве образцов. Измерения продольного и холловского сопротивлений для средней части образца при 1.5К и магнитном поле 10Тл (рис. 5.4), показали свойства, присущие двухслойному графену, что следует из фактора заполнения $\nu = \pm 4, \pm 8, \pm 12 \dots$. Можно заметить, что ТЭН здесь также сдвигается с магнитным полем в сторону больших напряжений.

Для изучения магнетосопротивления, и в частности ЛМС, были проведены измерения как продольного сопротивления для всех образцов, так и холловского сопротивления (измерения выполнены только для одной пары контактов, размещенной между участками А и В, указанных на схеме рис. 5.1.). При этом был охвачен диапазон затворных напряжений от -20В до 32.2В. Шаг составлял $\Delta U_{bg} = 2.4В$, что позволило измерить магнетосопротивление в ТЭН для всех трех образцов. Измерения проводились для четырех температур: 25, 50, 100 и 150 К.

Результаты всех проведенных измерений представлены на рис.5.5. Форма

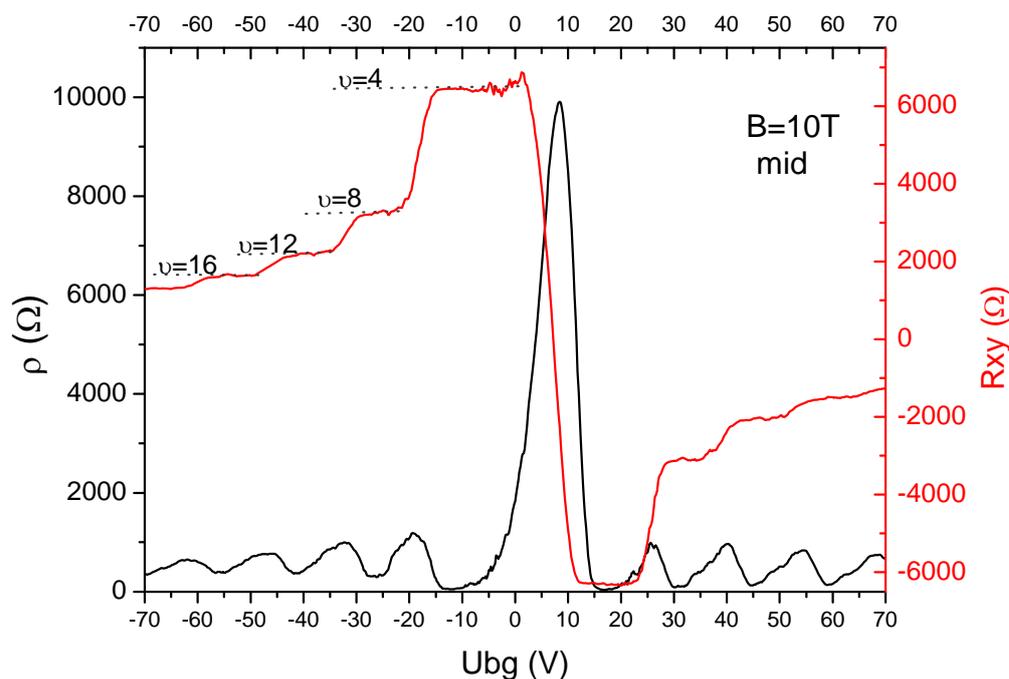
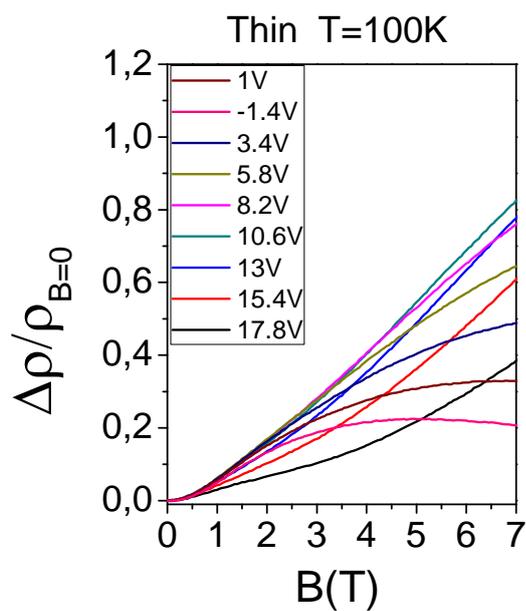
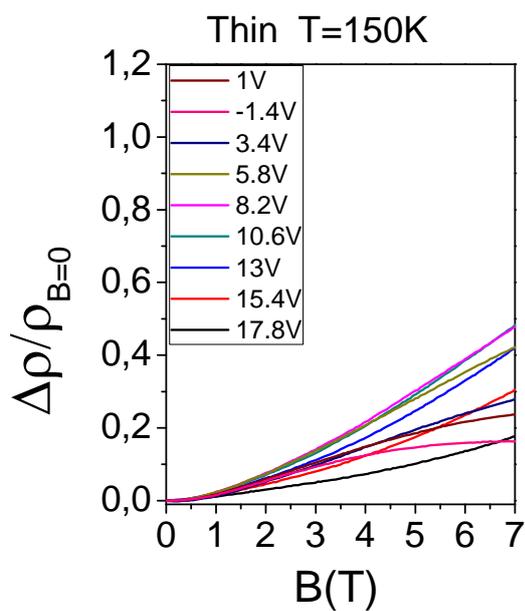
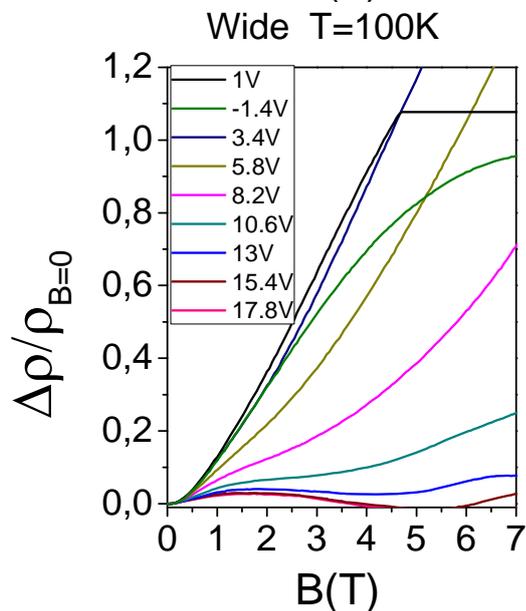
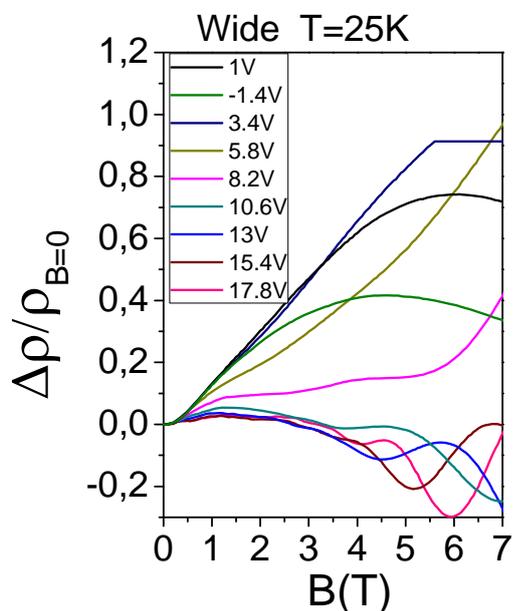
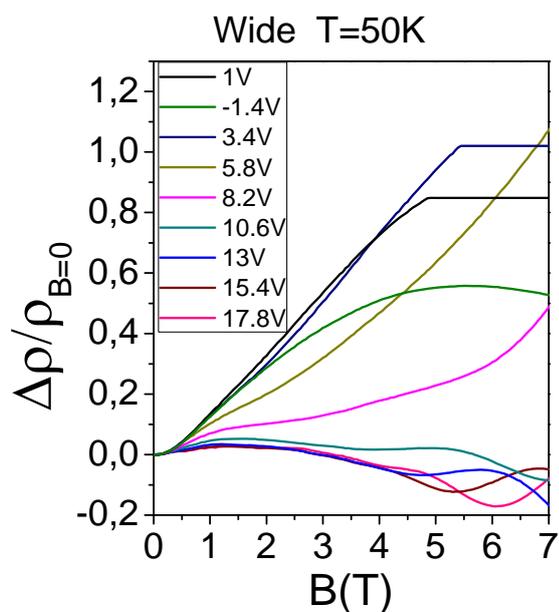
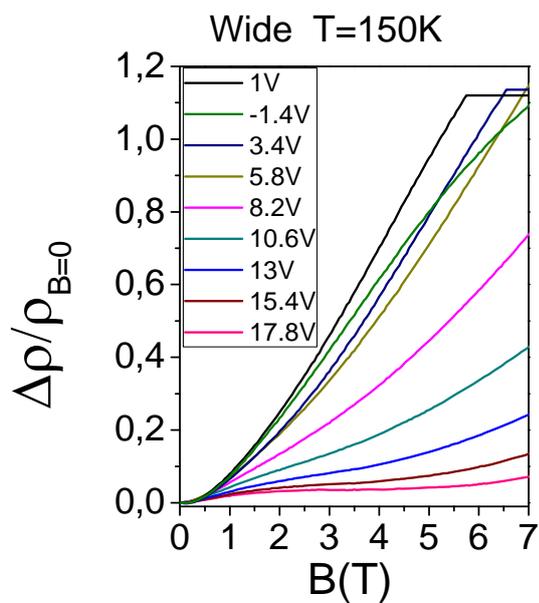
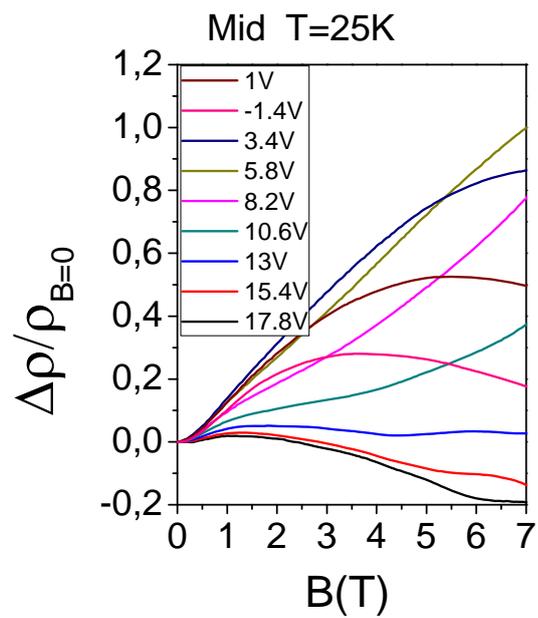
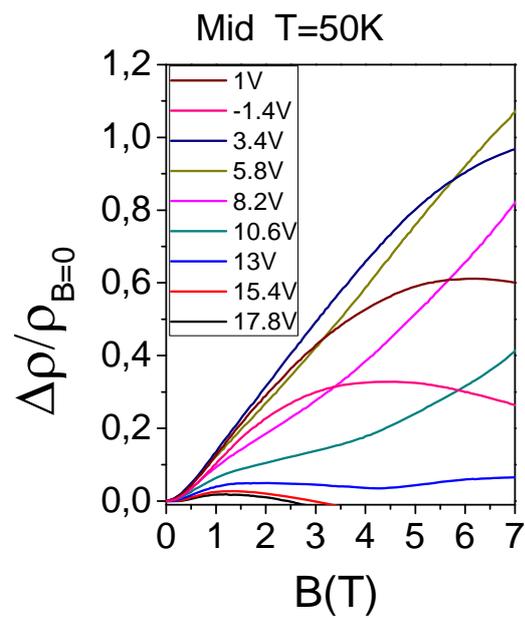
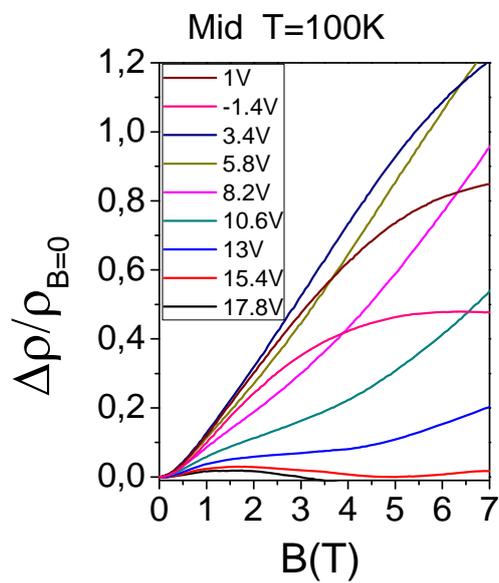
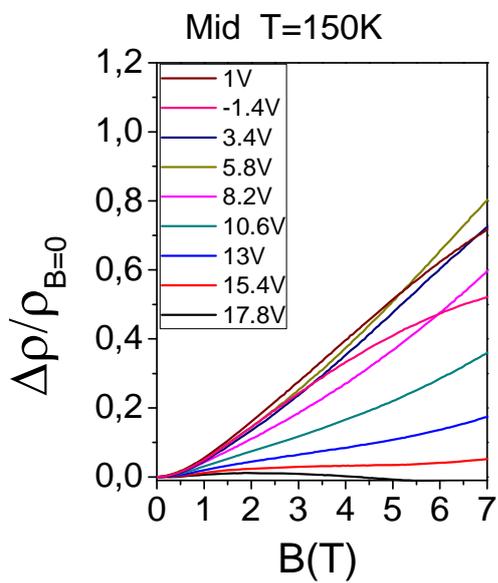
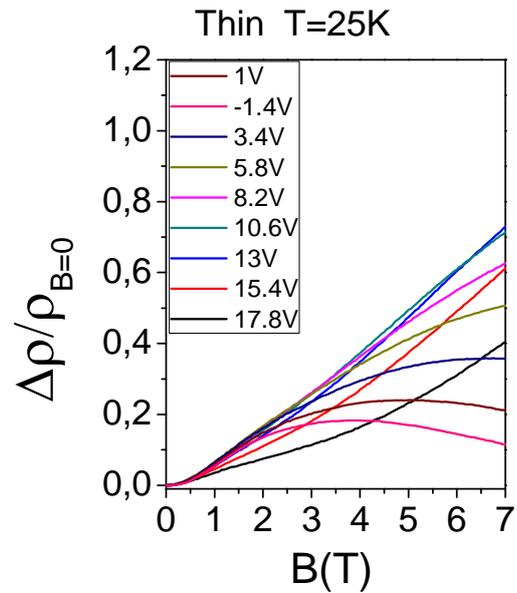
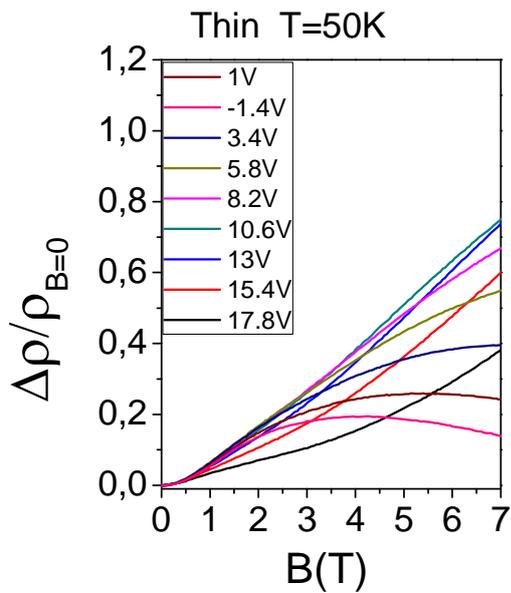


Рис.5.4 Холловское и продольное сопротивление в зависимости от напряжения на затворе для средней части при $T=1.5\text{K}$ в магнитном поле 10Тл.

зависимостей для всех участков и всех температур качественно одинаковая, хотя и есть некоторые различия. Главный вывод состоит в том, что все экспериментальные кривые находятся в хорошем согласии с теорией [119], описывающей магнетотранспорт электронно-дырочной двухкомпонентной системы в классически сильных магнитных полях. Чтобы это проиллюстрировать, на рис. 5.6 показаны экспериментальные и теоретические зависимости для магнетосопротивления наиболее похожие друг на друга. На рисунке 5.6а) приведены данные нормированного сопротивления от магнитного поля для средней части образца при температуре 50К. Видно, что в ТЭН (на рис. обозначено красным цветом) МС пропорционально магнитному полю, а при отдалении от нее начинает отклоняться от линейной зависимости. Такое поведение очень хорошо согласуется с тем, что предсказывает теория [119], результаты расчетов которой для двумерного узкозонного полупроводника приведены на рисунке 5.6 б). Расчеты были сделаны из предположения, что





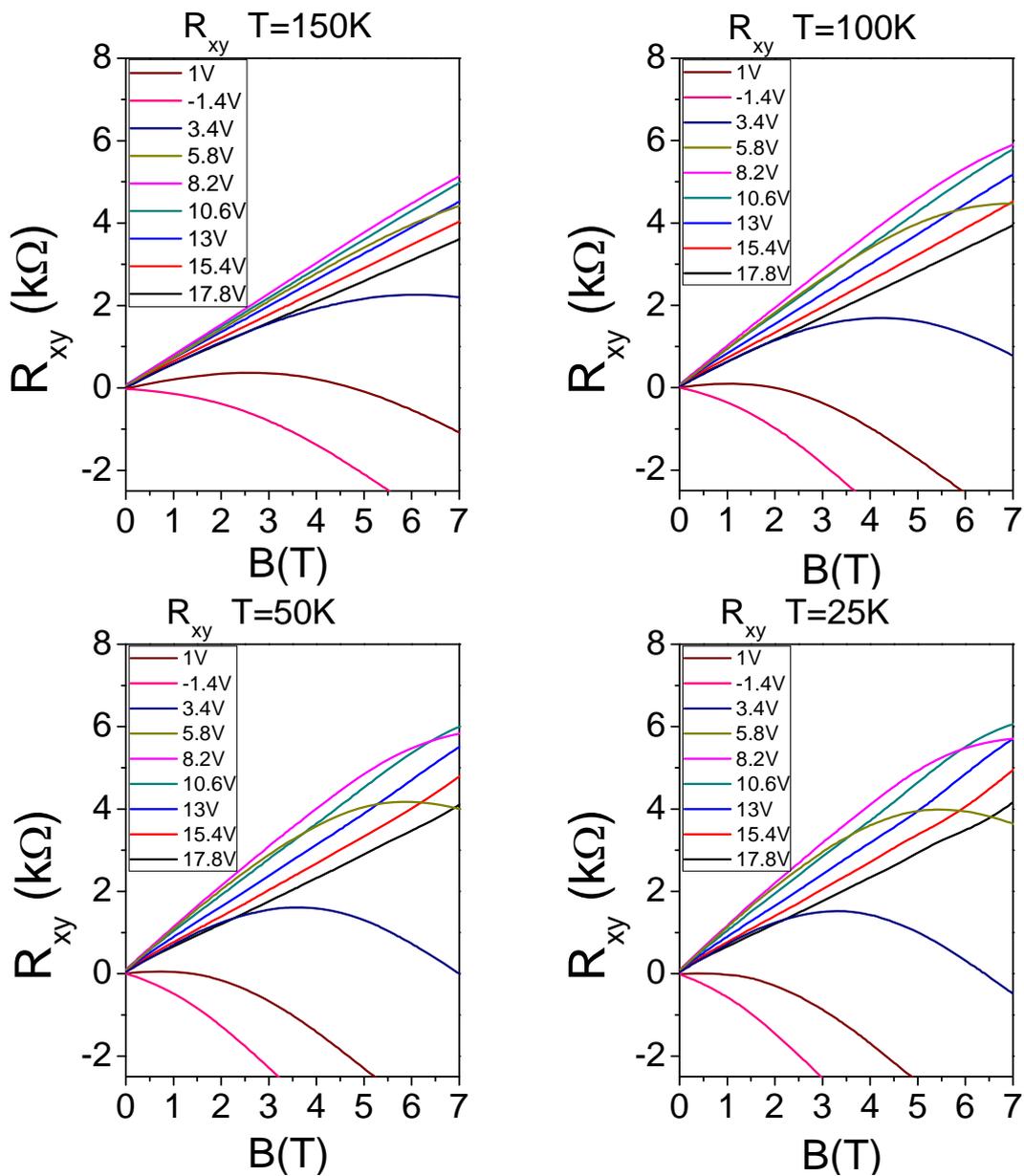


Рис.5.5 Магнетосопротивление и холловское сопротивление в зависимости от магнитного поля для разных участков образца: широкого (Wide), среднего (Mid), и узкого (Thin) и различных температурах, указанных для каждого графика.

ширина запрещенной зоны 4мэВ при температуре 300К. Также считалось, что нарушена электронно-дырочная симметрия, в частности, что подвижность

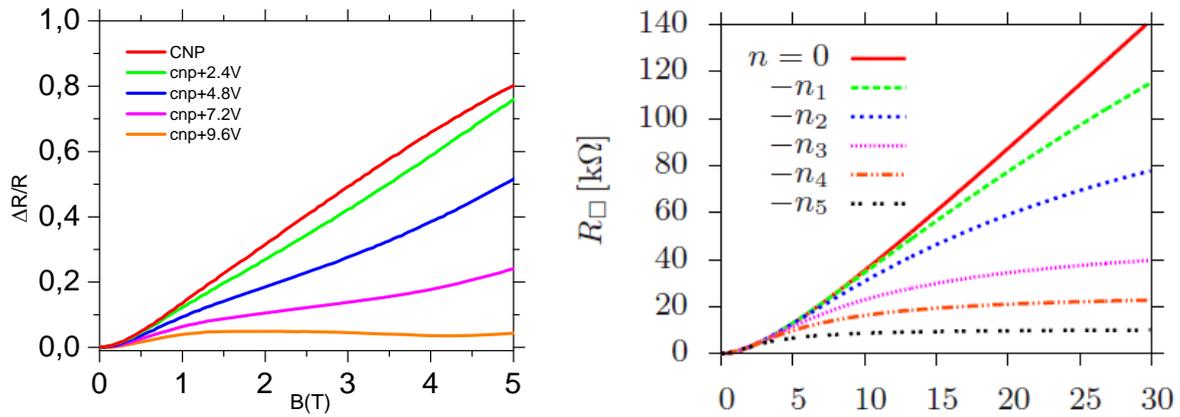


Рис. 5.6 а) Экспериментальные данные магнетосопротивления для средней части образца при температуре 50К. б) Зависимость сопротивления от магнитного поля, полученная теоретически в работе [119].

электронов в 20 раз выше дырочной подвижности. Длина рекомбинации без магнитного поля составляла 0.37 мкм. Для такого теоретически рассчитанного случая кривые магнетосопротивления качественно совпадает с нашими экспериментальными данными. Отметим, что диапазоны магнитных полей на рис. 5.6 а) и б) сильно различаются из-за разных параметров образцов, для которых построены эти кривые.

Рассмотрим случай линейного магнетосопротивления, который реализуется в точке электронейтральности. В общем случае в таких системах сопротивление будет описываться формулой ((11) из [119]):

$$R = \frac{m}{e^2 \tau \rho_0} \frac{1 + (\omega_c \tau)^2}{1 + (\omega_c \tau)^2 F(W / \ell_R)}, \quad (5.1)$$

где $F(x) = \tanh(x)/x$.

В этой формуле $\ell_R = 2\sqrt{D\tau_R / (1 + (\omega_c \tau)^2)} = \ell_0 / \sqrt{1 + (\omega_c \tau)^2}$ – длина рекомбинации, $\rho_0 = n_{0,e} + n_{0,h}$ – плотность квазичастиц в равновесии, W – ширина образца, ω_c – циклотронная частота, τ – время релаксации, D – коэффициент диффузии, и наконец τ_R – время рекомбинации. В зависимости от величины отношения W/ℓ_0 , (ℓ_0 -длина рекомбинации без магнитного поля) могут

реализовываться три различных случая. Если длина рекомбинации много меньше ширины образца, то будет наблюдаться квадратичная зависимость. Если, наоборот, длина рекомбинации будет намного больше ширины, то эта формула дает постоянное значение сопротивления, не меняющееся с магнитным полем. В случае, когда ширина образца и длина рекомбинации носителей одного порядка, сопротивление будет изменяться линейным образом. Как мы предполагаем, что именно этот случай реализуется в нашем эксперименте. Чтобы это показать, все кривые для магнетосопротивления в точке нейтральности отложены на рис.5.7.

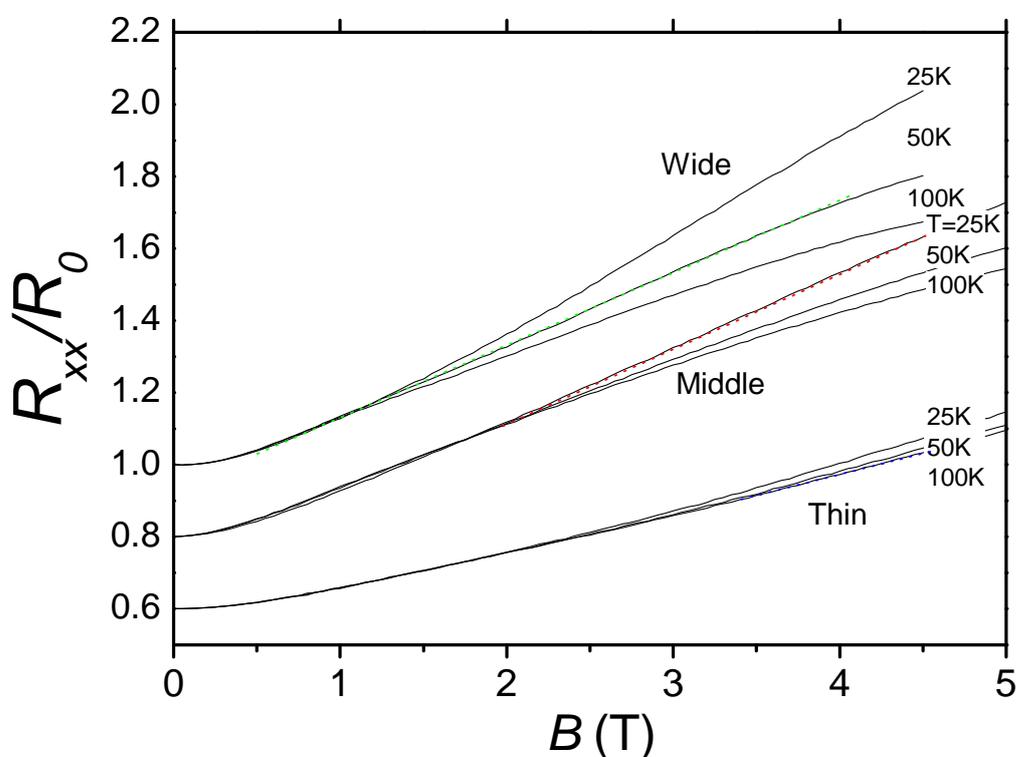


Рис.5.7 Магнетосопротивление в точке электронейтральности для разных участков образца широкого (Wide), среднего (Mid), и узкого (Thin) и различных температурах, как показано у каждого графика. Кривые для средней и узкой частей образца смещены на величину 0.2 и 0.4, соответственно.

Видно, что в точке нейтральности наблюдается линейное изменение сопротивления с магнитным полем с хорошей точностью. В сильных магнитных полях можно использовать приближенную формулу :

$$R = \frac{m}{e^2 \tau \rho_0} \frac{W}{\ell_R}, \quad (5.2)$$

Отсюда видно, что наклон магнетосопротивления пропорционален ширине образца и обратно пропорционален длине рекомбинации. Действительно, видно, что в широком образце (Wide на рис.5.7) наклон кривых круче, чем в других, что находится в соответствии с теоретически предсказанным поведением.

Рассмотрим теперь, как можно количественно подогнать экспериментальные кривые с помощью формул, полученных в работе [119], для всех значений концентраций, т.е. вблизи и вдали от точки электронейтральности. Оказалось, что используя формулы из работы [119] точного совпадения теории с экспериментом получить нельзя. Это можно объяснить, например, тем, что образцы, изучаемые экспериментально, имеют конечную длину (теория построена для образца бесконечной длины), подвижность носителей меняется с изменением магнитного поля, концентрация носителей не постоянна в плоскости образца, имеются другие несовершенства образцов. Поэтому для расчета необходимо сделать некоторые допущения. Мы рассмотрели два различных подхода для получения хорошего количественного совпадения теории и экспериментов.

В первом подходе используется предположение, что идеальная картина движения носителей, рассмотренная в теории, реализуется не во всем образце, а только в некоторой его части. Поэтому вводится некое аддитивное сопротивление, которое не меняется с магнитным полем, не меняется с температурой. Второе предположение принимает во внимание, что имеется подмешивание холловского сопротивления к магнетосопротивлению вдали от точки нейтральности, а также имеется влияние электрически заряженных краев образца. Использование этих предположений позволяет добиться идеального совпадения подгонки с экспериментальными кривыми. Примеры такой подгонки, вместе с экспериментальными данными отложены на рис. 5.8. для узкой части образца при различных значениях температуры и концентрации носителей. Полный набор параметров образца, полученных в результате подгонки наших

экспериментальных данных для узкой части образца при разных температурах, приведены в таблице 5.1.

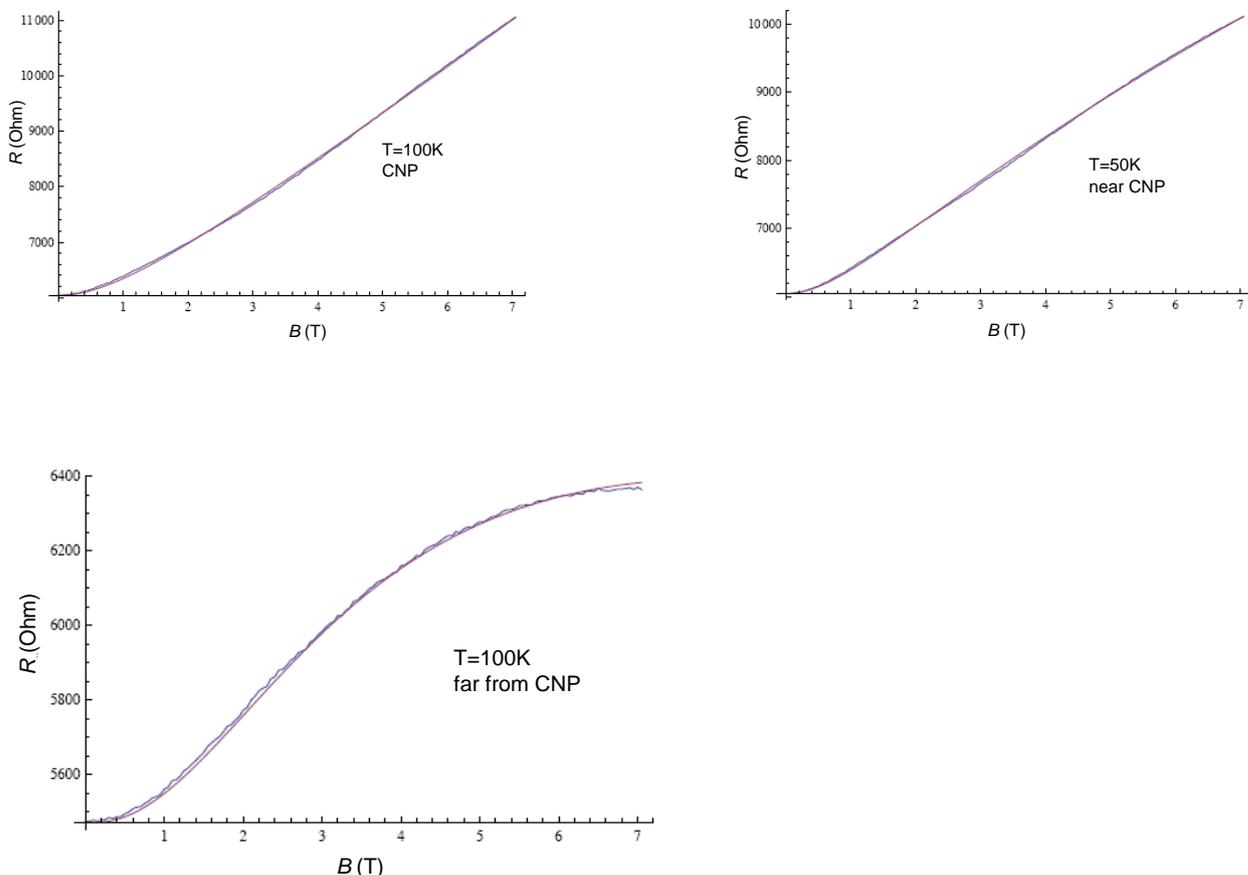


Рис.5.8 Магнетосопротивление вместе с подгонкой для узкого (Thin) участка в точке электронейтральности, вблизи и вдали от точки нейтральности, и при различных температурах.

Таблица 5.1 Набор параметров полученных из подгонки для узкой части образца.

T (K)	25	50	100	150
l_0 (μm)	0.52	0.39	0.26	0.135
μ (m^2/Vs)	2.5	2	1.575	0.72
R/R_0	0.954	0.954	0.954	0.954

T (K)	25	50	100	150
l_0 (μm)	0.52	0.39	0.26	0.135
μ (m^2/Vs)	2.5	2	1.575	0.72
R/R_0	0.948	0.948	0.948	0.948
$\mu\mu$	0.18	0.17	0.15	0.15

T (K)	25	50	100	150
l_0 (μm)	0.52	0.39	0.26	0.135
μ (m^2/Vs)	1.5	1.25	0.9	0.43
R/R_0	0.72	0.72	0.72	0.72
$\mu\mu$	0.9	0.94	0.945	1.11
mix	0.075	0.075	0.075	0.075

Здесь T – температура измерений, l_0 – длина рекомбинации без магнитного поля, μ – подвижность, R/R_0 – величина аддитивного сопротивления по отношению к сопротивлению образцу без магнитного поля, $\mu\mu$ – хим. потенциала в условных единицах, который пропорционален напряжению на затворе, mix – степень подмешивания холловского сопротивления к магнетосопротивлению (включая влияние краев).

Характер изменения полученных параметров находится в соответствии с теоретическими ожиданиями, как например изменения подвижности и длины рекомбинации с температурой, отложенные на рис.5.9. В тоже время необходимо отметить, что значения некоторых параметров представляются завышенными. Так аддитивное сопротивление достигает 95% от сопротивления образца, а объясняем тем, что теория не может полностью учесть условия эксперимента.

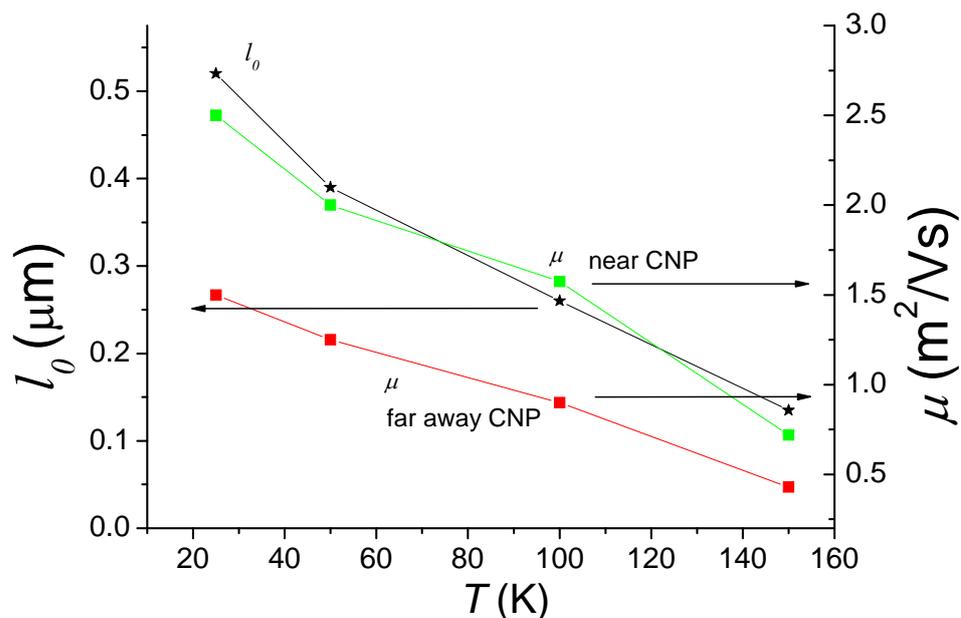


Рис.5.9 Температурные зависимости подвижности и длины рекомбинации, оцененные из подгонки для узкого (Thin) участка вблизи и вдали от точки нейтральности.

подвижность, полученная из подгонки ($4000-25000 \text{ м}^2 / \text{В с}$) в несколько раз больше подвижности, оцененной из проводимости. Эти расхождения мы

Рассмотрим, каким еще способом можно достичь количественного согласия теории с экспериментом. Хорошее количественное совпадение получается в предположении, что носители в плоскости образца распределены неравномерно, поэтому в каждой точке образца равенства концентраций между электронами и дырками нет. В теории предполагается, что носители в образце в точке нейтральности появляются в результате термического заброса электронов из валентной зоны в зону проводимости. В действительности, в точки нейтральности концентрация носителей больше, той, что определяется температурой. Кроме того носители сконцентрированы в электронно-дырочных лужах, размеры которых определяются влиянием хаотического потенциала заряженных примесей. Поэтому при подгонке считается, что даже в точке нейтральности имеется электронно-дырочный дисбаланс. Была проведена подгонка экспериментальных данных по формуле (15) из работы [119]:

$$R = \frac{m}{e^2 \tau \rho_0} \frac{1}{\ell_R / W + \xi}, \quad (5.2)$$

где ξ - электронно-дырочный дисбаланс. Он определяется как $\xi = (n_1 - n_2)^2 / (n_1 + n_2)^2$, где n_1 концентрация носителей одного знака, а n_2 – другого. Результаты подгонки наших экспериментальных данных по этой формуле для средней части образца при температуре 100К, приведены на рисунке 5.10. Цветным кривым соответствуют экспериментальные данные для напряжений от +3.4, до -3.8В, а темно-серым пунктирным линиям – подгонка. Вначале, рассмотрим кривую МС в ТЭН (светло-синяя). Она действительно линейна в магнитных полях от 0.5 до 5 Тл, но эффект ЛМС предсказывает линейную зависимость и в высоких магнитных полях, без отклонения. Однако, это не свидетельствует о расхождении с теорией. Дело в том, что, как уже говорилось, в магнитном поле ТЭН сдвигается в сторону больших напряжений на затворе. Это видно из полевого эффекта в магнитном поле (рис.5.4). Например, при $B=10$ Тл в

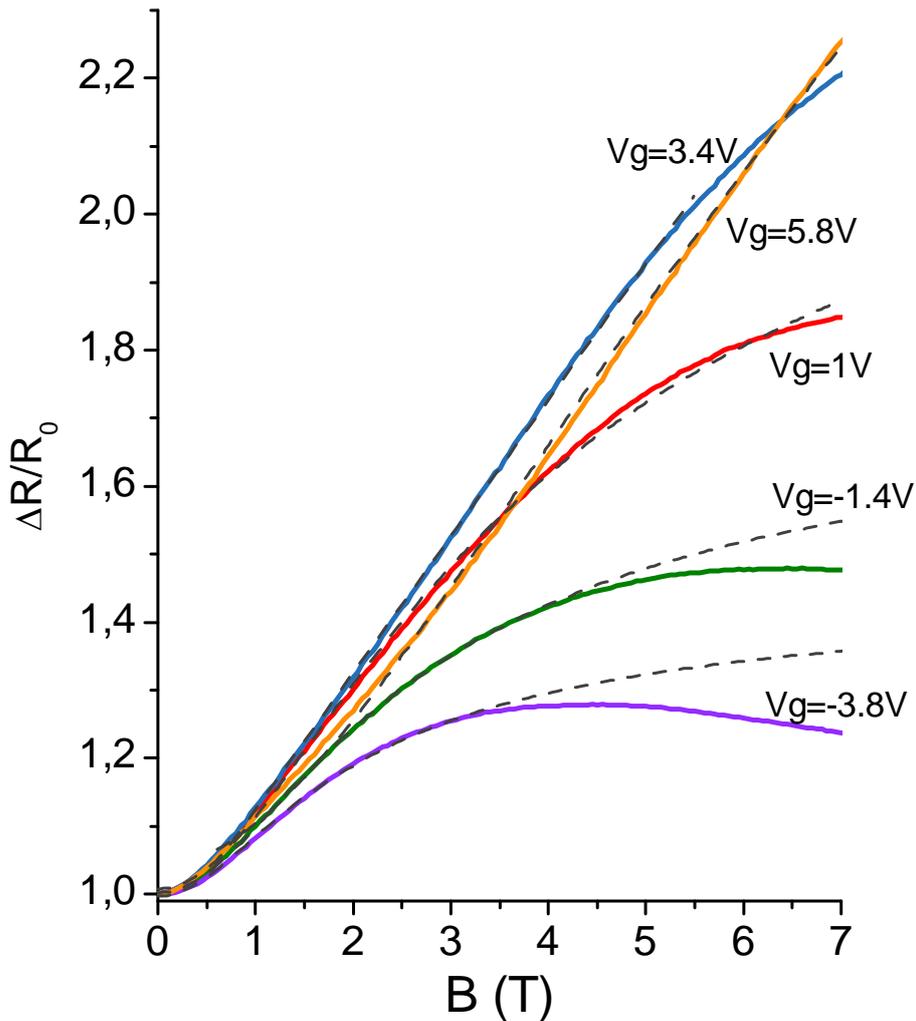


Рис.5.10. Зависимости нормированного сопротивления (цветные сплошные линии) от магнитного поля для средней (B) части образца при температуре 100К. Серыми пунктирными линиями приведены результаты подгонки по формуле (15) из статьи [119]. На вставке: зависимость величины ξ от напряжения на затворе, полученная из подгонки.

средней части образца вместо 3.4В напряжение, соответствующее ТЭН, становится равным 8.4В. И если совместить две кривые, то одна будет переходить в другую. Это хорошо видно на рисунке 5.11 для широкой части образца, где зеленая кривая, соответствующая ТЭН в низких магнитных полях, переходит в фиолетовую, которой соответствует большая концентрация. Для лучшей наглядности на графике проведена прямая красная пунктирная линия. Таким

образом, видно, что в наших образцах наблюдается ЛМС в точке электронейтральности во всем измеряемом диапазоне магнитных полей.

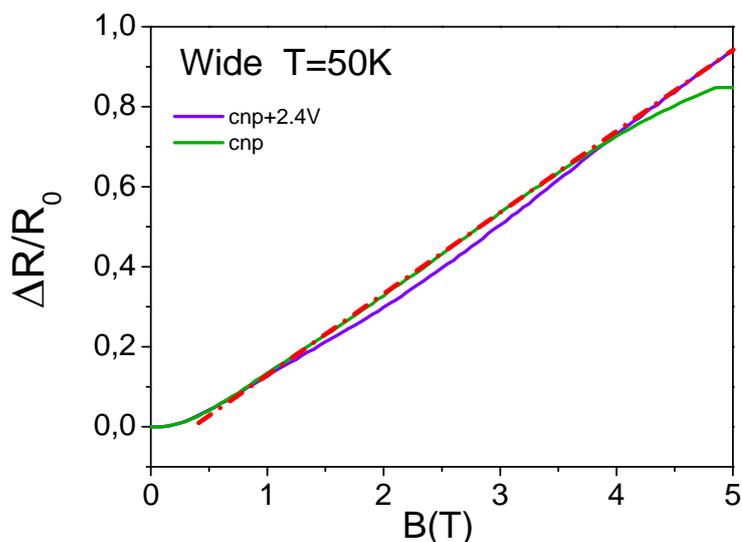


Рис. 5.11. Две кривые магнетосопротивления, для точки электронейтральности и отстоящей от нее на 2.4В. Видно, что в высоких магнитных полях одна кривая переходит в другую, т.к. ТЭН с магнитным полем смещается в сторону больших напряжений.

Вернемся к рис. 5.10 и рассмотрим остальные кривые. Про них можно сказать, что чем сильнее отклонение от ТЭН, тем хуже они подгоняются теоретической моделью. Это связано с тем, что теория применима только в окрестностях ТЭН. Приведенные на рис. 5.10 кривые хорошо совпадают с подгонкой, по крайней мере, в магнитных полях до 4Т. Такое совпадение, однако, не достаточное, чтобы утверждать, что эксперимент подтверждает теорию. Надо проверить, какие параметры из нее получаются, и имеют ли они физический смысл. Для подгонки по формуле использовались три параметра: длина рекомбинации ℓ , подвижность носителей и величина дисбаланса ξ . Интересно посмотреть, как меняются эти параметры (найденные из подгонки) с отклонением от ТЭН для разных условий измерения. Чтобы построить такие зависимости, надо сделать подгонку всех экспериментальных кривых, т.е. для каждого образца и для каждой температуры. Для ускорения процесса был написан скрипт для автоматической подгонки в программе IgorPro. Результаты таких расчетов представлены на рис. 5.12 и рис. 5.13. Вначале рассмотрим зависимости значений

параметров от напряжения на затворе для средней части образца при 100К (рис.5.12), а потом сравним с другими температурами и образцами. Первый подгоночный параметр «а», в который входит длина рекомбинации, показан на рис. 5.12 а. Точное значение длины рекомбинации из такой подгонки определить сложно, тем не менее, можно проследить тенденцию изменения. Из наших подгонок получается, что с отклонением от ТЭН, другими словами с увеличением концентрации, параметр «а» уменьшается. Это означает, что уменьшается и длина рекомбинации с ростом концентрации. Это вполне ожидаемый результат и имеет понятный физический смысл. Следующий подгоночный параметр «b» – это подвижность, зависимость для которой построена на рис. 5.12 б. Она также демонстрирует хорошее согласование с экспериментальными данными. Во всей области концентраций, при которых можно подогнать кривые, подвижность в среднем составляет $0.7 \text{ м}^2/\text{Вс}$, что одного порядка с подвижностью, рассчитанной из полевого эффекта. Если слишком далеко отклониться от ТЭН, то кривые уже очень плохо подгоняются, и значения параметров, в особенности подвижности, получается далекими от физического смысла. Третий и самый важный параметр – ξ , электронно-дырочный дисбаланс. Полученная из подгонки зависимость этого параметра от концентрации хорошо понятна: значение ξ минимально в ТЭН и равняется единице при больших концентрациях. Тем не менее, полученная зависимость указывает на наличие расхождения между экспериментом и теорией,

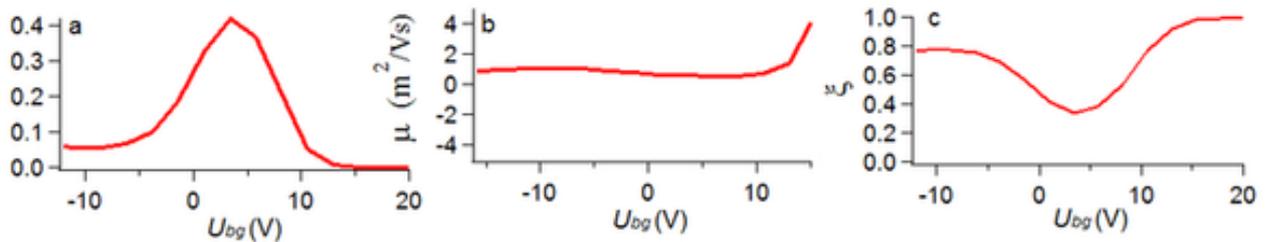


Рис. 5.12. Подгоночные параметры а- в который входит длина рекомбинации, б- подвижность, с-электронно-дырочный дисбаланс.

которая была построена в предположении, что $\xi=0$ в ТЭН (а из подгонки следует $\xi>0$ в ТЭН). Это может быть связано с тем, что в реальных образцах графена из-за наличия заряженных примесей возникает хаотический потенциал, в

максимумах и минимумах которого образуются электронные и дырочные лужи. Этот потенциал сдвигает ТЭН относительно уровня Ферми. Т.е. к каждой

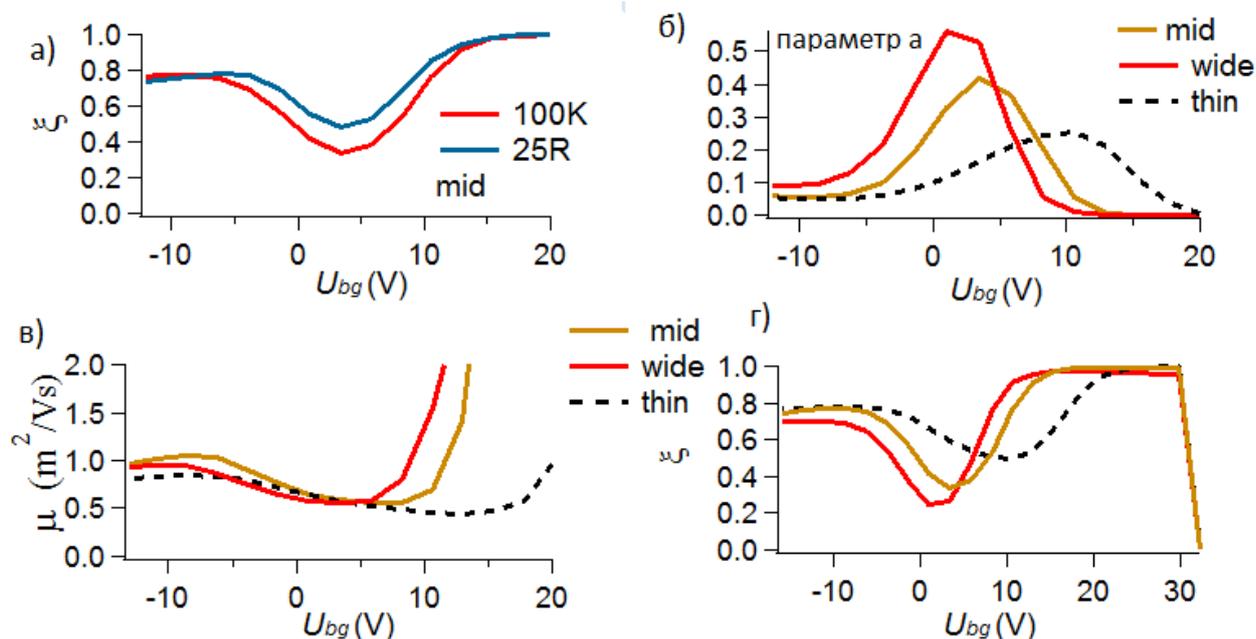


Рис. 5.13. Изменения значений подгоночных параметров с температурой и размером образца. а) параметр ξ в ТЭН для узкого образца становится больше, также и с понижением температуры (б) для среднего образца. Подвижность, определяемая из подгонки для всех образцов примерно одинаковая (в).

Точке образца надо прикладывать хоть и близкое, но свое значение напряжения, чтобы выполнялось условие ТЭН. Таким образом, в реальном образце в отдельно взятой микрообласти при любом значении U_{bg} имеется некоторый электронно-дырочный дисбаланс. Также такое расхождение эксперимента и теории может быть связано с тем, что в теории длина образца считалась намного больше ширины. Для графена, полученного методом отшелушивания, когда его размеры сильно ограничены, достичь такой ситуации сложно. Так и для этих образцов длина была порядка ширины. Это может вносить свой вклад в вид зависимостей.

Сравним теперь параметр ξ для температур 100К и 25К (рис. 5.13а)). Подгонка для более низкой температуры дает большее значение ξ в ТЭН. Если сравнивать этот параметр для широкой, средней и узкой частей (рис. 5.9 г), то можно так же отметить разницу. Для узкого образца значения параметра ξ заметно больше, чем для других. В этом случае такая зависимость

свидетельствует о проявлении влияния краев образца (на которых закреплены заряженные примеси) в узкой части образца. В средней части такое влияние намного меньше, но все равно присутствует по сравнению с широкой. Параметр, в который входит длина рекомбинации, ведет себя согласованно с ξ , и демонстрирует более четкий максимум для широкой части, а для самой узкой он более размытый (рис. 5.13.б)). Т.е. длина рекомбинации в широком образце больше, чем в узком. Таким образом, в этой зависимости также отображается физический смысл. Полученная из подгонки подвижность (5.13 в)) примерно одинаковая для всех трех участков, что также вполне совпадает с экспериментом.

В результате проведенных исследований магнетотранспорта в образцах двухслойного графена в широком диапазоне температур и концентраций впервые получены подробные данные о поведении магнетосопротивления двухкомпонентной электронно-дырочной системы. Экспериментально обнаружено возникновение линейного магнетосопротивления в двухслойном графене в точке нейтральности и получено качественное согласие всех экспериментальных кривых с теоретическими расчетами для двухкомпонентной электронно-дырочной системы. Показано, что для достижения количественного совпадения теоретических расчетов с результатами измерений в образцах конечного размера необходимо ввести добавочное постоянное сопротивление и учесть подмешивание холловского сопротивления вдали от точки нейтральности, либо считать, что концентрация носителей неравномерно распределена в плоскости образца.

Глава 6. Терагерцовая фотопроводимость в графене, полученном методом сублимации на поверхности SiC.

В этой главе будут представлены результаты проведенных нами экспериментов, в ходе которых была обнаружена ТГц фотопроводимость в образцах графена, изготовленного в форме меандра, а также в фотодиодах на основе графена. Фотопроводимость (ФП) в обеих структурах появляется при разогреве образца за счет поглощения падающего излучения. Боллометрический механизм ФП обнаружен при изучении температурных зависимостей ФП. Показано, что сильное изменение сопротивления образца с температурой обусловлено эффектом слабой локализации.

Графен, в силу своих особенностей, таких как линейность спектра и отсутствие запрещенной зоны, может поглощать свет в широком диапазоне длин волн. Фотопроводимость в таком материале, как и в любом полупроводнике, может быть связана с изменением числа носителей, вызванным поглощением излучения на прямых межзонных переходах, между валентной зоной и зоной проводимости. Такой механизм был реализован в экспериментах по фотопроводимости в среднем инфракрасном диапазоне при длинах волн около 10 мкм [128]. В нескольких работах сообщается о терагерцовом (ТГц) фотоотклике на основе боллометрического [129], плазмонного [130] и фото-термического [131] эффектов. В этих экспериментах использовался монослойный и двухслойный графен, полученный методом отшелушивания. Размер таких графеновых устройств ограничен 30-40 микрометрами, и величина сигнала фотопроводимости, полученная в таких устройствах, не бывает большой. Для исследования терагерцового диапазона желательно использовать образцы большего размера, по крайней мере не меньше длины волны регистрируемого излучения, чтобы увеличить порцию поглощенного излучения. Образцы монослойного графена, размеры которых могут превышать 1 см, получают методом сублимации, т.е. с помощью высокотемпературного разложения карбида кремния. До настоящего времени количество публикаций по терагерцовым

исследованиям графена, полученным методом сублимации (см., например, [132]), значительно меньше количества публикаций по исследованию графена, полученным методом отшелушивания. Мы изучали ТГц фотопроводимость в образцах графена, когда концентрация носителей не меняется под действием света, т.е. на таких низких частотах, что энергии фотона не достаточно, чтобы возбудить электронно-дырочные пары.

Образцы графена были выращены на Si-поверхности полуизолирующей подложки из карбида кремния 4H-SiC при помощи метода высокотемпературной сублимации в Университете Аалто. Образцы являются монослойными с низкой концентрацией дефектов, что было подтверждено с помощью проведенной рамановской и Оже спектроскопии, а также измерениями квантового эффекта Холла в сильных магнитных полях. Образцам придавалась форма меандра [133] с шириной полоски 50 мкм или 100 мкм и общей длиной 60 мм, как показано на рисунке 6.1 а). Для измерений использовались различные пары контактов, что позволило исследовать образцы различной длины. В дальнейшем будут представлены результаты измерений для контактов, обозначенных на рисунке как 2-7 и 6-7. Длина образца между первой парой контактов составляет ~ 60 мм, а между второй ~ 30 мкм. Для измерений использовался импульсный NH_3 лазер с оптической накачкой лазером на CO_2 . (Более подробное описание схемы измерений изложено в главе 2). Такой лазер позволяет получать излучение с частотой 1.07, 2.03 и 3.32 ТГц. Мощность излучения контролировалась с помощью детектора, описанного в работе [134]. При этих измерениях не использовался усилитель, т.к. сигнал был достаточно сильный, и отношение сигнала к шуму составляло 10^2 .

Для контактов 2-7, и 6-7 была измерена температурная зависимость сопротивления в диапазоне от 3К до 60К. На рис. 6.1 б), в) результаты этих измерений приведены в виде черных точек. Как в одном, так и в другом случае имеет место резкое уменьшение сопротивления образца с ростом температуры от 3 до 30К. Такая зависимость хорошо подгоняется экспонентой (красная сплошная линия). Возрастание сопротивления образца при уменьшении температуры

свидетельствует о том, что важная роль может принадлежать слабой и сильной локализации. По оценкам, для контактов 2-7 удельное сопротивление $\rho \sim 5.5$ кОм ($T=4K$), что примерно в четыре раза меньше кванта электрического сопротивления (константа Клитцинга) ~ 25.8 кОм. Этот факт исключает влияние сильной локализации в качестве причины температурной зависимости. С другой стороны, если построить температурную зависимость проводимости, то она хорошо подгоняется логарифмом, что свидетельствует о наличии квантовой поправки [135].

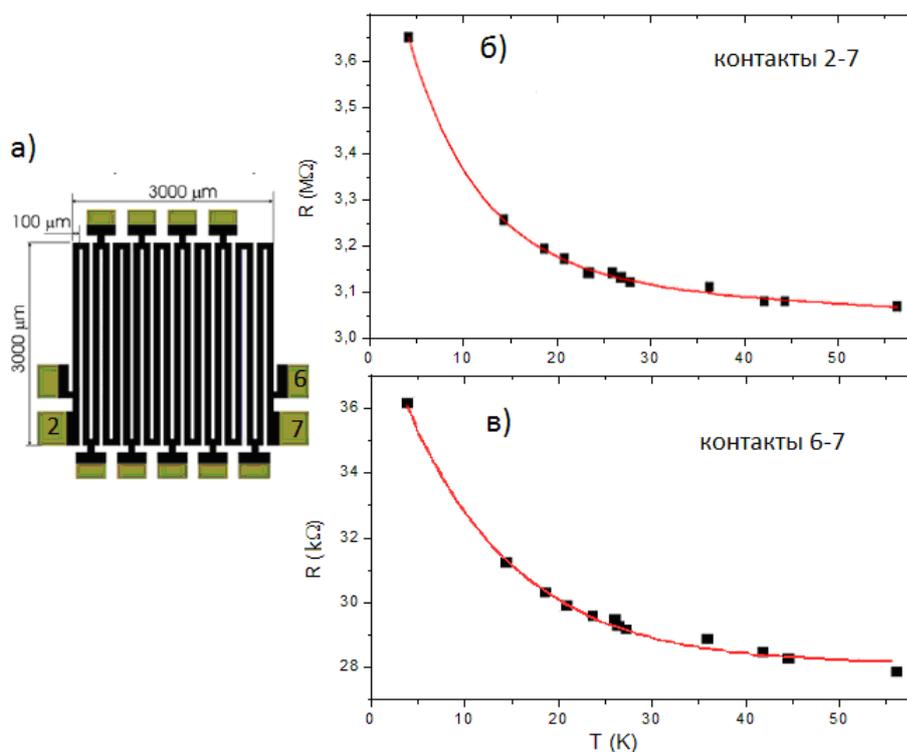


Рис. 6.1.а) схематическое изображение измеряемого образца и температурные зависимости, снятые с его контактов 7-2 б) и 6-7 в).

В зависимости от типа примесей, такое поведение может быть связано либо со слабой локализацией, либо со слабой антилокализацией. Известно, что короткодействующий потенциал способствует междолинным переходам, что является причиной возникновения слабой локализации [136, 137]. Например, рассеяние на краях относится к рассеянию на короткодействующем потенциале. Если основную роль играет рассеяние на кулоновских примесях, то в этом случае должна наблюдаться слабая антилокализация [138]. В пользу слабой локализации

в наших образцах свидетельствует вид температурной зависимости сопротивления. Оно уменьшается с повышением температуры в интервале от 3 К до 60 К, что может быть объяснено подавлением слабой локализации. Похожие температурные зависимости для слабой локализации наблюдались в работе [137]. Мы считаем, что форма образца в виде меандра способствует усилению этого эффекта за счет рассеяния на протяженных границах образца, т.к. известно, что слабая локализация реализуется, когда доминирует короткодействующее рассеяние. Дополнительное подтверждение эффектов слабой локализации в наших образцах было получено в исследованиях магнетосопротивления в магнитных полях вблизи нуля. Пример таких измерений представлен на рис. 6.2, где разным кривым соответствуют различные температуры, как указано в подписях на кривых. Видно характерное поведение магнетосопротивления,

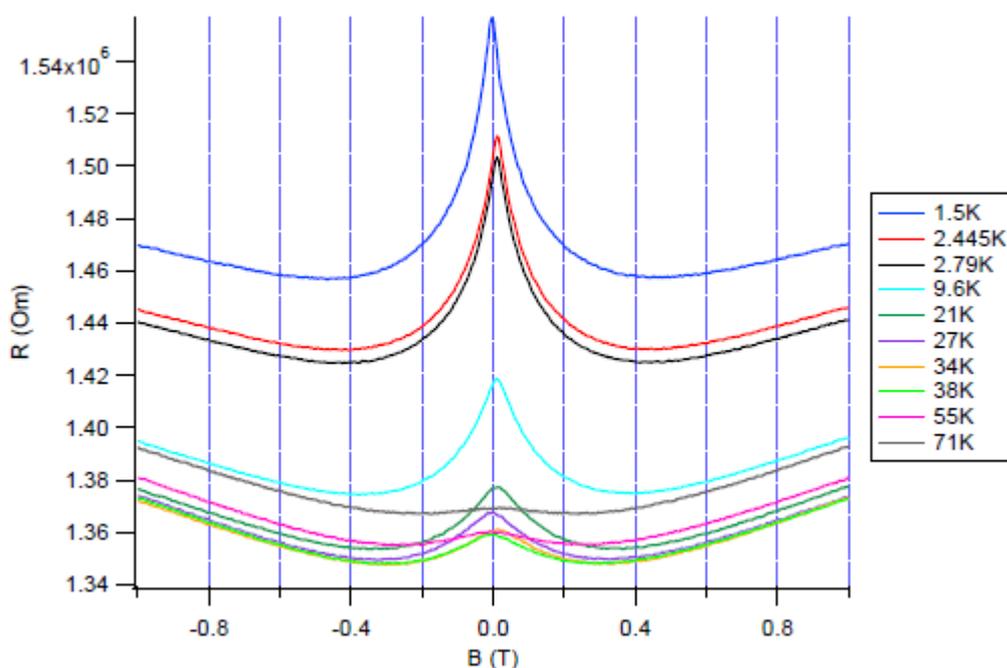


Рис. 6.2. Отрицательное магнетосопротивление в образце графена, полученным методом сублимации.

соответствующее слабой локализации, которое заключается в быстром уменьшении сопротивления с увеличением магнитного поля от нуля до 0.2 Т (т.е. с увеличением магнитного поля подавляется локализация). При этом формируется пик магнетосопротивления при $B=0$, амплитуда которого уменьшается с температурой. Отличительной особенностью представленных

результатов является необычно большая амплитуда этого пика, которая достигает 100 кОм при температуре 1.5К. Отметим, что, согласно опубликованным данным [139], эта величина в графене составляет десятки и сотни Ом. Таким образом, полученные экспериментальные данные доказывают, что наблюдаемая температурная зависимость сопротивления в наших образцах графена связана с эффектом слабой локализации.

Основной задачей этих экспериментов было не измерение температурной зависимости сопротивления, а изучение механизмов поглощения ТГц излучения. Тем не менее, большое внимание, уделяемое исследованиям сопротивления образцов графена, легко объясняется. Для получения болометрического отклика приемника необходимо, чтобы его сопротивление менялось с изменением температуры. Чем сильнее меняется сопротивление, тем больше сигнал болометрической фотопроводимости может быть получен. Это соображение было использовано нами при конструировании графеновых приборов для наших экспериментов, что позволило впервые наблюдать и исследовать терагерцовую фотопроводимость в графене, полученным методом сублимации.

Мы изучали терагерцовый фотоотклик при пропускании тока, т.е. в режиме «фотопроводимости», и в режиме «фототока». Отклик наблюдается только в режиме фотопроводимости, при этом его амплитуда экспоненциально зависит от смещения, приложенного к контактам. Амплитуда сигнала меняется пропорционально интенсивности падающего света, а знак сигнала соответствует увеличению проводимости под действием излучения. Такое поведение наблюдалось для обеих пар контактов, но температурные зависимости амплитуды сигнала фотопроводимости для различных пар контактов сильно различаются. На рис. 6.3 представлены результаты измерений температурной зависимости фотопроводимости для контактов 2-7. В этих измерениях смещение, приложенное к образцу, составляло 27В, что соответствует току между контактами ~ 10 мкА. Такие зависимости были получены для разных длин волн возбуждающего излучения: 90, 148 и 280 мкм. Одинаковые температурные зависимости, показанные на рис. 6.3, для различных длин волн падающего излучения показы-

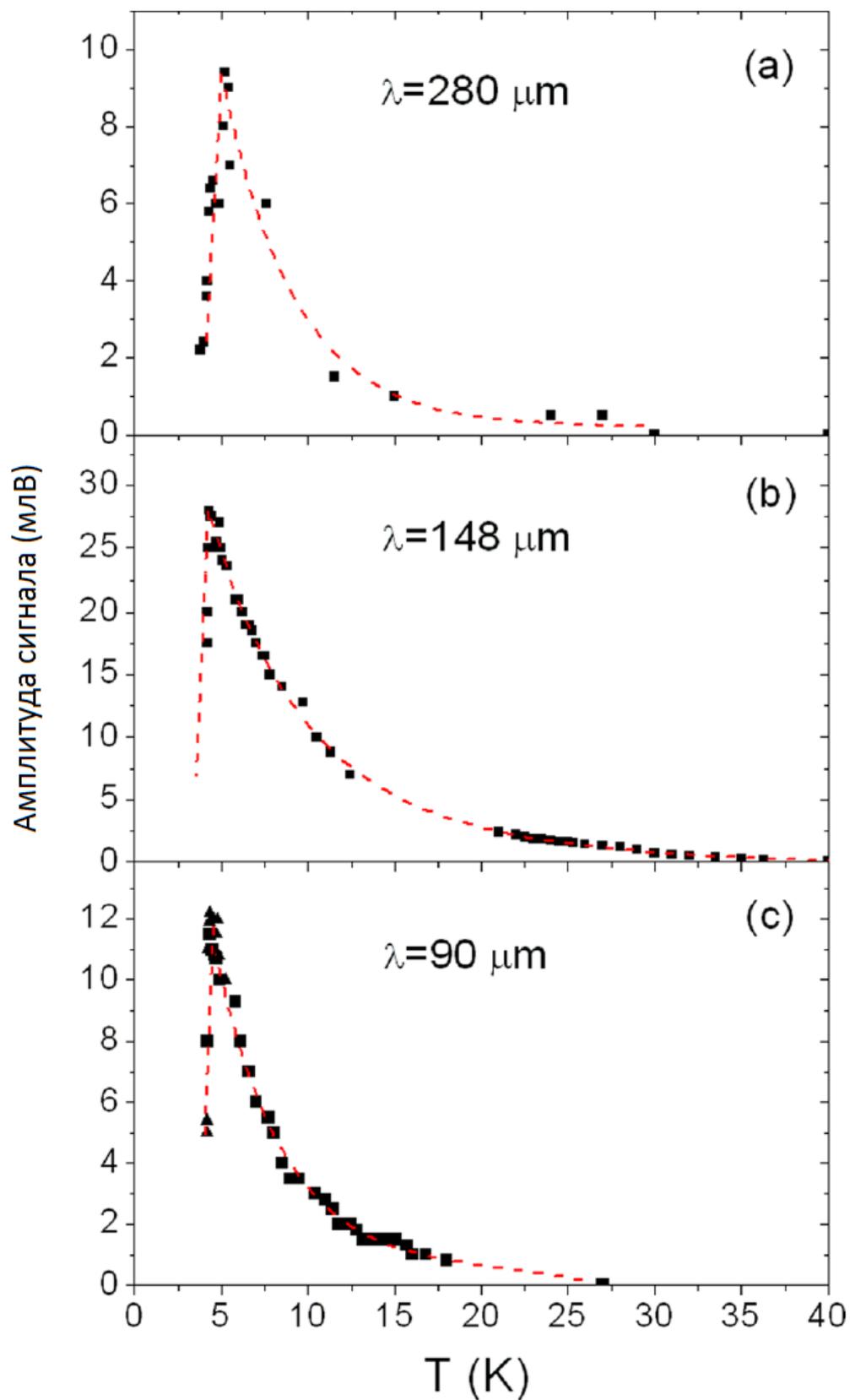


Рис. 6.3. Температурная зависимость сигнала фотопроводимости для контактов 7-2, при излучении а) – 1.07 ТГц, б) – 2.03 ТГц и в) – 3.32 ТГц. Освещается только часть образца.

вают, что фотопроводимость в этой области спектра не зависит от длины волны. Как и при частоте 3ТГц (90мкм), так и для 1ТГц снижение температуры приводит к экспоненциальному росту сигнала фотопроводимости, начиная примерно с температуры 30К.

Чтобы понять причину появления сигнала, надо вернуться к рис. 6.1 б). Как сообщается в ряде работ (см., например, [140]), сопротивление в графене слабо зависит от температуры, и производная dR/dT очень мала. Напомним, что в полупроводниках при низких температурах проводимость двумерного электронного газа сильно зависит от температуры, что приводит к болометрической фотопроводимости [133]. Видно, что и в нашем графеновом образце имеется сильная температурная зависимость при температурах ниже 30К. Это означает, что разогрев образца под действием падающего излучения в этом случае играет важную роль. Как уже было показано, снижение температуры приводит к увеличению сигнала фотопроводимости, начиная примерно с 30К, что коррелирует с температурным изменением сопротивления. Сравнение наклонов кривых на рис. 6.1(б) и рис. 6.3 (а,б,в) подтверждает это для всех трех энергий фотонов. Как видно, отклик происходит при температурах ниже 30К и отсутствует при более высоких, где производная dR/dT близка к нулю (см. рис. 6.4).

Знак сигнала фотоотклика является положительным. Это означает, что проводимость возрастает в результате поглощения фотонов. Кроме того температурная зависимость фотопроводимости аналогична производной dR/dT , что говорит о ее связи с разогревом образца под действием лазерного излучения. Фотоиндуцированные изменения сопротивления можно записать как $\Delta R = (\partial R / \partial T) \Delta T$, где ΔT - повышение температуры образца за счет поглощения ТГц излучения. Чтобы проверить правильность болометрической модели фотопроводимости, надо сравнить ΔR и R как функцию температуры. Сопоставляя результаты температурных зависимостей сопротивления и амплитуды сигналов, можно оценить увеличение температуры за счет поглощения падающего излучения. В нашем образце, при $T=5К$, возрастание

температуры на 10мК приводит к изменению сопротивления на 0.1%, что позволяет зарегистрировать сигнал фотопроводимости. Подобная чувствительность к температуре означает, что такие образцы графена на полуизолирующей подложке можно использовать в качестве болометрических детекторов.

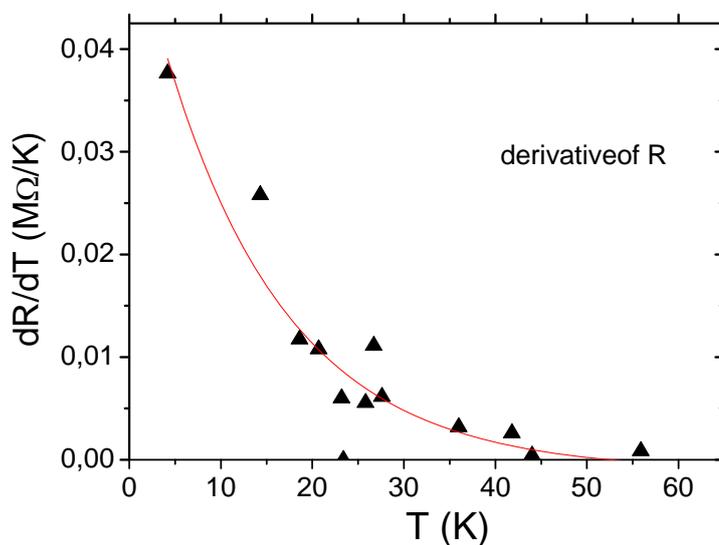


Рис. 6.4. Температурная зависимость производной сопротивления для контактов 7-2

Рассмотрим поведение фотопроводимости при температурах ниже 5К. Рост сигнала фотопроводимости происходит при понижении температуры до $\sim 5\text{K}$, после чего сигнал начинает резко падать, в результате чего образуется острый максимум. Интересно понять, почему для всех энергий фотонов наблюдается максимум при $T \sim 5\text{K}$, и с чем он связан. Наличие максимума можно объяснить тем, что диаметр лазерного луча составляет только 1.5 мм, что примерно в 3 раза меньше, чем диагональ образца ($\sim 4.2\text{мм}$), поэтому большая часть образца не облучается. Проводимость необлученной части образца резко падает с понижением температуры в соответствии с сильной температурной зависимостью сопротивления ниже этой температуры. Таким образом, можно предположить, что при $T < 5\text{K}$ ток смещения блокируется высоким сопротивлением части образца, которая не подвергается облучению.

Теперь рассмотрим результаты измерений температурной зависимости ТГц фотопроводимости для контактов 6-7. Расстояние между этими контактами 30 мкм, что более чем на три порядка меньше, чем между контактами 2-7 (60 мкм). Сопротивление между контактами 6-7 R_{67} на два порядка меньше, чем R_{27} (между 2-7), но, как уже было показано на рис 6.1в), имеет подобный экспоненциальный характер зависимости от температуры. Тем не менее, фотоотклик демонстрирует совершенно другое поведение. На рис. 6.5 показаны данные измерений для длины волны 148 мкм. Приложено смещение 27 В, что для этих контактов соответствует току амплитудой в 100 раз больше (1 мА), чем для контактов 2 - 7. Поскольку разницы между фотопроводимостью для контактов 6-7 при разных длинах волн не наблюдалось, то приведены результаты только для длины волны равной 148 мкм. Для этих контактов размер лазерного пятна значительно больше, чем расстояние между ними, что приводит к полному освещению как всего образца между контактами, так и самих контактов. В этом случае, как ожидается, фотоотклик будет связан в основном с поглощением излучения контактами, как это было показано в работе [141] для графена на SiO_2 . Как видно из рис. 6.5, ни экспоненциальной зависимости, ни максимумов в фотоотклике для контактов 6-7 не наблюдается. Мы затрудняемся точно определить механизм возникновения фотопроводимости в этом случае. Отметим, что линейная зависимость амплитуды сигнала с температурой (рис. 6.5) указывает, что вклад болометрического механизма мал. Отсутствие резкого пика при 5 К можно объяснить тем, что нет неосвещенного участка образца, который бы ограничивал ток смещения при низких температурах.

Другим прибором на основе структурированного графена, в котором изучалась терагерцовая фотопроводимость, является латеральный p-n переход. Выбор такой структуры обусловлен тем, что наиболее распространенным оптоэлектронным устройством, используемым для регистрации электромагнитного излучения, является фотодиод. Для изготовления графенового фотодиода использовались также образцы графена, выращенные методом

сублимации, на которых латеральные p-n переходы были получены изменением типа проводимости части образца при засветки ультрафиолетовым светом. Для

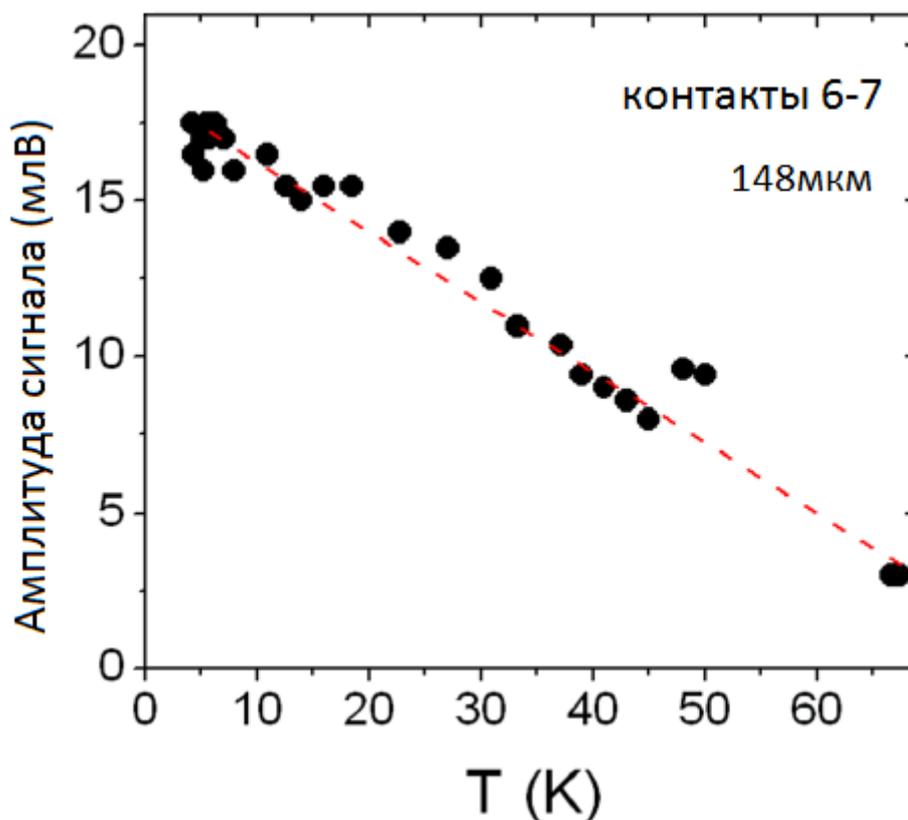


Рис. 6.5. Температурная зависимость амплитуды сигнала фотоотклика для длины волны лазерного излучения 148мкм для контактов 6-7. В этом случае освещается весь образец графена и контакты.

повышения чувствительности фотодетектора требуется, чтобы p-n переход был как можно более протяженным. Поэтому для p-n перехода была выбрана геометрия в виде вставленных друг в друга двух гребенок с длинными зубчиками (рис.6.6), причем одна из гребенок была облучена ультрафиолетом, что привело к изменению типа проводимости в ней. Ширина зубчиков составляла 100 мкм в одном образце и 50 мкм в другом. Вдоль линии соприкосновения зубчиков образовался p-n переход. Тип и степень легирования в гребенках контролировались измерениями эффекта Холла. Использование структурированного графена позволило получить надежный сигнал фотопроводимости в p-n переходе графена и затем его исследовать. Методика измерений в части использования терагерцового лазерного излучения осталась прежней. Изменялось изменение сопротивления образца под действием лазерного

излучения. Основные измерения были проведены на длине волны генерации лазера 280 мкм при температуре жидкого гелия ($T=4.2$ К).

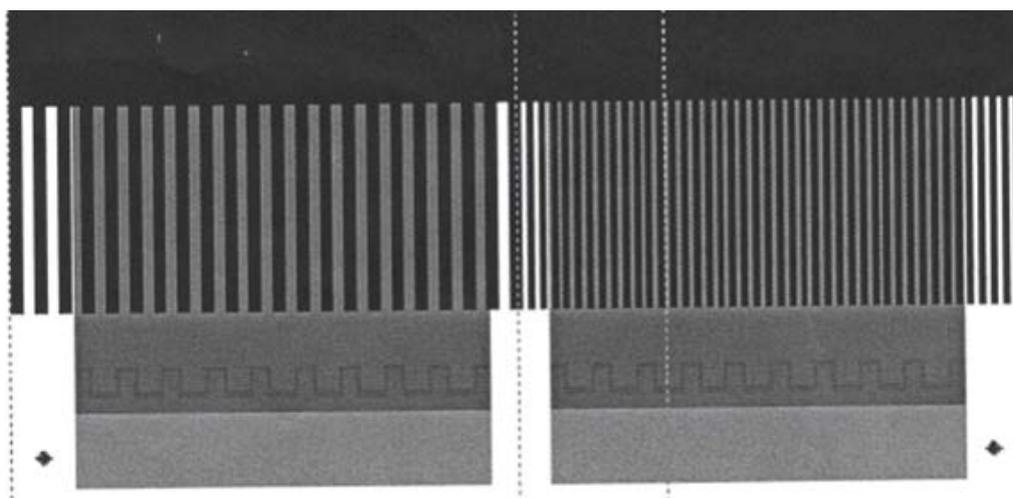


Рис.6.6. Увеличенная фотография образца графена с латеральными р-п переходами, возникшими на границе между частями графена с разным типом проводимости. Темные полоски имеют р-тип легирования, светлые - п-тип. Ширина полосок равна 100 мкм для одного прибора (на рис. слева) и 50 мкм для другого.

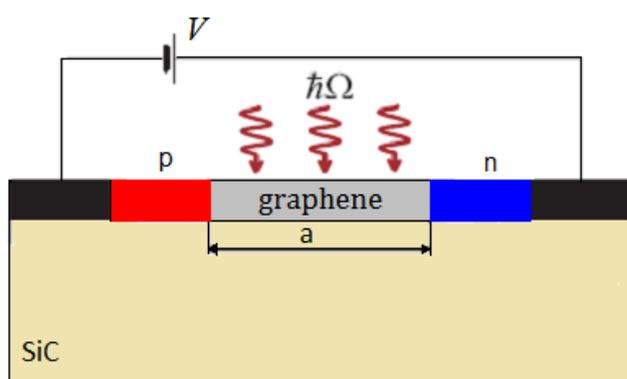


Рис.6.7. Условное изображение сечения части образца, поясняющее методику измерений фотопроводимости. Синим и красным цветом обозначены области сильного п- и р-легирования соответственно. Серым цветом изображен участок самого р-п перехода. На контакты подается напряжение смещения.

Рассмотрим механизм фотопроводимости, который может быть реализован в образцах графена с р-п переходами. Наличие р-п перехода означает, что в таком графене имеется переходная область, в которой концентрация носителей равна нулю, как условно показано на рис.6.8. Обычно в однородном графене концентрация носителей отличается от нуля из-за неизбежного присутствия

примесей. Как правило, таких примесей много, и поэтому уровень Ферми лежит довольно высоко по энергии (достигает 100 мэВ и более). Соответственно, фотонам терагерцового излучения не хватает энергии для возбуждения носителей на межзонных переходах (на рис.6.8. крайняя правая или левая панель).

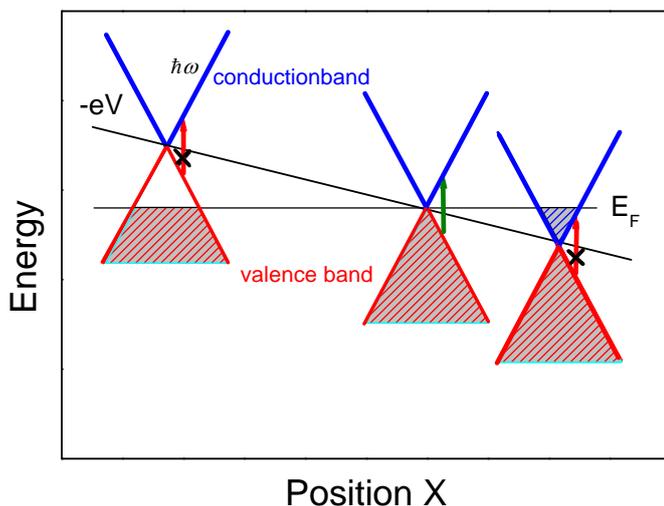


Рис. 6.8. Зонная диаграмма графена в электрическом поле р - n перехода. Вертикальные стрелки указывают на возможность оптического поглощения с заданной частотой (зеленая стрелка). Когда оба - начальные и конечные - состояния пусты или заняты, то такие переходы запрещены (перечеркнутые красные стрелки).

Невозможностью межзонных переходов объясняется отсутствие терагерцовой фотопроводимости в легированном графене [132]. Напротив, в р-п переходе терагерцовая фотопроводимость может появиться за счет межзонных переходов в переходной области, приводящих к сильному изменению концентрации носителей (средняя панель на рис.6.8) и соответствующему изменению сопротивления образца. Нами были проведены экспериментальные измерения по поиску сигнала фотопроводимости на базе межзонного поглощения излучения. К сожалению, такой механизм фотопроводимости обнаружить не удалось. Возможно, из-за слишком малой энергии фотонов терагерцового диапазона, не удавалось забросить носители выше уровня Ферми. В случае образца с р-п переходом в графене удалось обнаружить сигнал терагерцовой

фотопроводимости, обусловленный болометрическим эффектом, и ниже излагаются результаты экспериментальных исследований р-п переходов в графене.

После изготовления приборов первым делом была измерена вольт-амперная характеристика р-п перехода в графене, представленная на рис.6.9. Примечательным фактом является то, что никакой асимметрии в поведении тока при изменении полярности напряжения не наблюдается. Вольт-амперные характеристики практически идентичны для положительной и отрицательной полярности напряжения. Это означает, что р-п переход в графене не демонстрирует свойств выпрямления, как обычные диоды, что можно объяснить линейной дисперсией графена и следствием известного парадокса Кляйна.

Экспериментально измеренная зависимость тока от напряжения для обеих полярностей хорошо описывается зависимостью $I \propto V^{1.16}$. Аналогичные зависимости были получены ранее для образцов однородного графена. Как следует из теоретического расчета (см. например [142]), вольт-амперные характеристики в зависимости от концентрации носителей в баллистическом

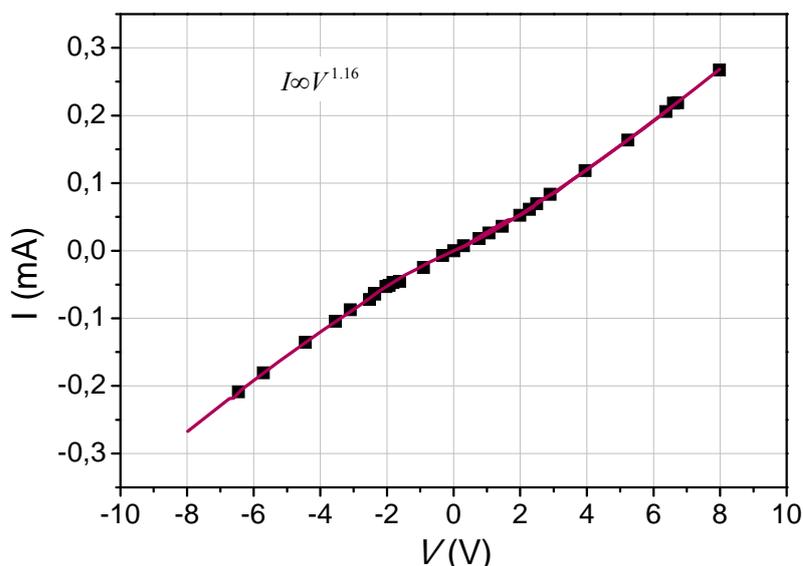


Рис.6.9 Измеренная ВАХ графена с р-п переходом.

режиме следуют закону $I \propto V^{1.5}$. Наши данные хорошо согласуются с экспериментальными измерениями других авторов [142], из которых следует, что

вольт-амперные характеристики графена можно подогнать степенной зависимостью $I \propto V^\alpha$, где $1 < \alpha < 1,5$. Такая суперлинейная зависимость объясняется действием двух механизмов протекания тока в графене - зинеровским туннелированием (туннелированием между зоной проводимости и валентной зоной) и баллистическим транспортом, который определяется прохождением тока внутри одной зоны. Хорошее соответствие ВАХ нашего образца графена и ВАХ для однородных образцов графена указывает, что область р-п перехода по существу состоит из плоской зоны с собственной проводимостью, т.е. образуется р-і-п структура. Такая модель была теоретически рассмотрена в [143], где, в частности, были рассчитаны ВАХ р-і-п структур в графене, которые находятся в хорошем согласии с измеренными нами экспериментально. Можно сделать вывод, что легированные р- и п-области образца графена осуществляют главным

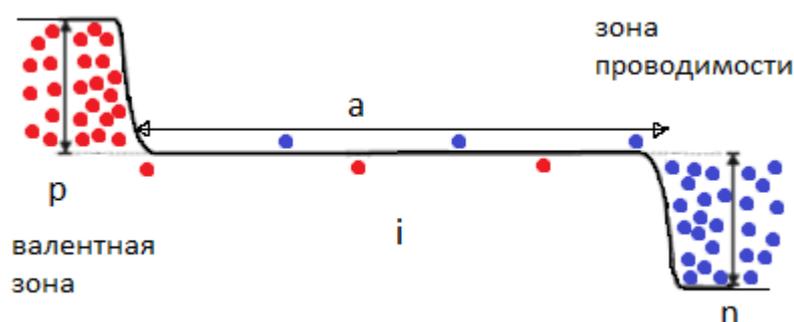


Рис.6.10. Качественный вид краев зон р-і-п структуры.

образом функции контактов и не оказывают существенного влияния на транспорт (и на фотопроводимость, как будет показано ниже).

Дополнительно были выполнены эксперименты с применением магнитных полей, направленных перпендикулярно к плоскости структуры. Изменение ВАХ становится заметным уже в относительно слабых магнитных полях. На рис. 6.11 представлены две ВАХ – одна в отсутствии магнитного поля (красная кривая), другая в поле 0.5 Тл (синяя кривая), которые качественно различаются: в магнитном поле ток линейно зависит от напряжения. Такое изменение ВАХ можно быть связано с подавлением зинеровского туннелирования в магнитном поле. Подавление туннелирования может происходить по двум причинам. Во-

первых, уменьшается вероятность туннелирования, что связано с изгибом траектории движения заряженных частиц в магнитном поле и что соответствует эффективному увеличению толщины барьера. Во-вторых, в графене уже в достаточно слабых магнитных полях происходит квантование энергии носителей заряда, что приводит к уменьшению числа частиц, для которых выполняются условия закона сохранения энергии и импульса в процессе туннелирования в магнитном поле.

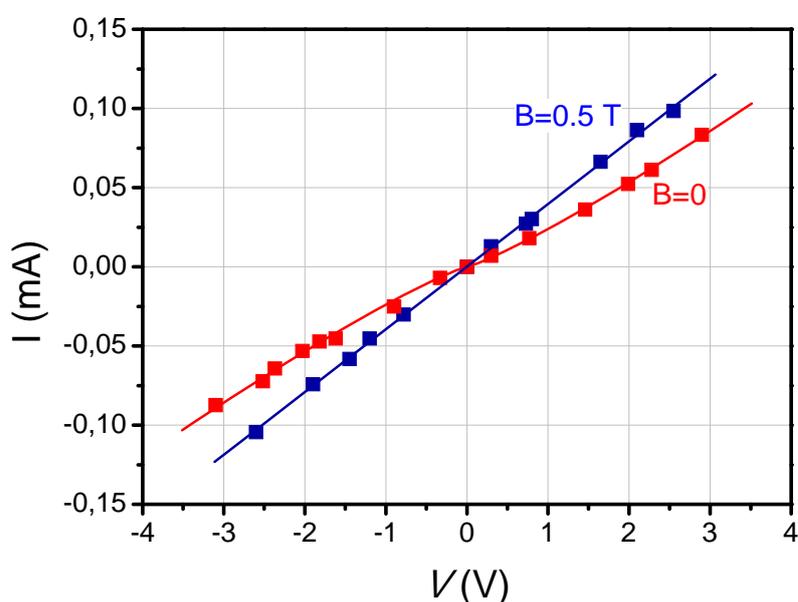


Рис. 6.11 ВАХ графена с р-п переходом в нулевом поле и поле 0.5 Тл.

Были проведены исследования влияние терагерцового излучения на сопротивление образцов графена с р-п переходами. При освещении р-п перехода терагерцовым излучением ($\lambda=280$ мкм), появляется сигнал фотопроводимости при приложении электрического напряжения к структуре. На рис. 6.12(а). отложена зависимость амплитуды такого сигнала от напряжения на структуре. В отсутствие напряжения сигнал не появляется, что означает отсутствие вклада от фототока и фотонапряжения. В обычном фотодиоде фотосигнал возникает из-за сильного электрического поля в р-п переходе, под действием которого возникает фототок (или фотонапряжение). Отсутствие фототока в нашем образце согласуется со сделанным выше выводом о том, что имеется большая i -область с

плоской зоной и собственной проводимостью, где и происходит основное поглощение в структуре. Вблизи напряжения смещения 2 В как для положительной, так и для отрицательной полярности смещения обнаружен максимум фотопроводимости, природу которого мы обсудим ниже. В целом мы считаем, что сигнал фотопроводимости связан с болометрическим механизмом, который может включать в себя два процесса. Первый из них представляет собой классическое изменение сопротивления образца с температурой под действием

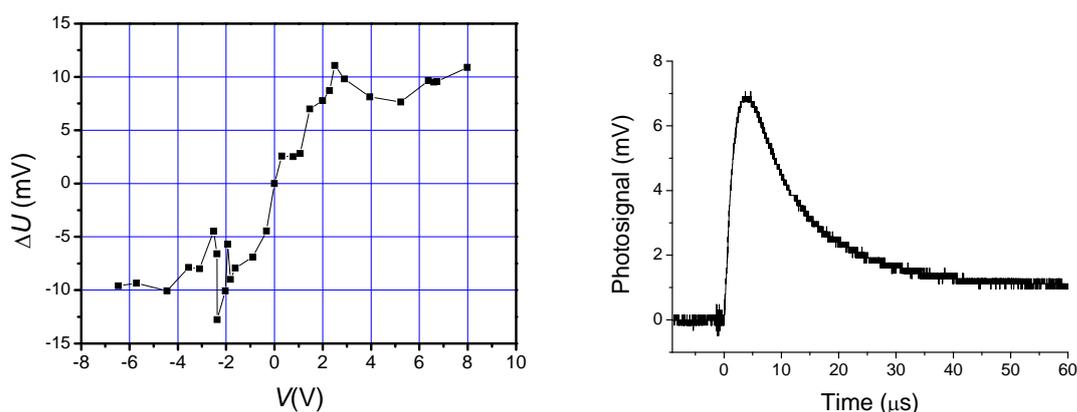


Рис. 6.12 а). Сигнал, измеренный на графене с р-п переходом в нулевом магнитном поле в зависимости от смещения. б) Форма сигнала фотопроводимости на осциллографе, измеренная при смещении 5 В.

лазерного излучения [144], для которого характерны большие времена возбуждения и релаксации сигнала фотопроводимости. Вторым вкладом в сигнал может возникать из-за облучения части образца под действием лазерного луча, если диаметр пятна лазера меньше, чем размер образца. Если считать, что число носителей заряда не меняется (энергии кванта света не хватает для создания электронно-дырочных пар), то эффект будет состоять в разогреве части образца. В этом случае появляется неравновесный поток частиц от горячего пятна в окружающую среду, температура которой ниже. Такой механизм в литературе получил название, как термо-фото-электрический эффект [145]. Неравномерный разогрев образца способствует появлению потока частиц и, соответственно, связанного с ним фототока, который измеряется в эксперименте без приложения внешнего напряжения (в отличие от фотопроводимости). Поскольку в нашем

случае сигнал отсутствует в отсутствии напряжения, то вклад фото-термо-электрического эффекта – незначительный, и весь сигнал определяется только болометрическим механизмом.

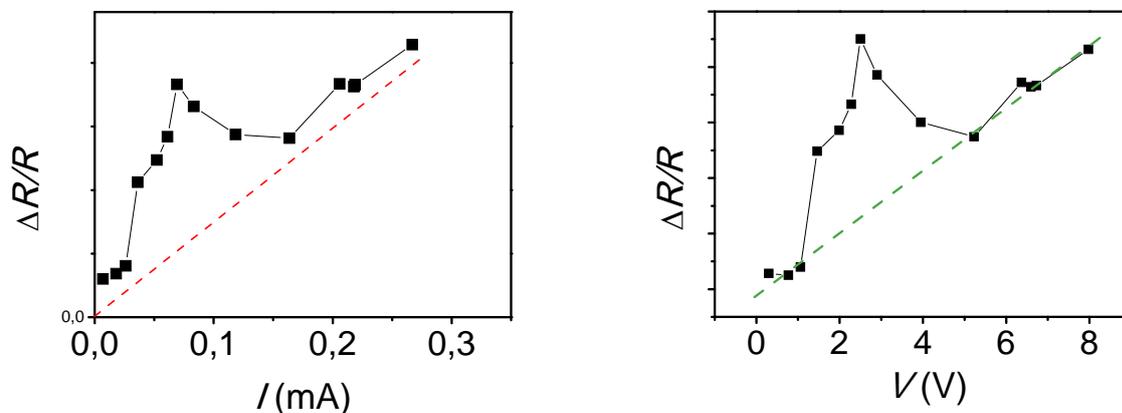


Рис. 6.13. Относительное изменение сопротивления, измеренное на графене с р-п переходом в нулевом магнитном поле в зависимости от тока и напряжения.

Интересно обсудить более подробно особенности, связанные с немонотонным поведением сигнала. Резонансный характер сигнала вблизи напряжения $V=2$ В на рис. 6.12 а) становится более очевидным, если построить зависимость относительного изменения сопротивления образца под действием излучения как функцию тока (или напряжения). Такая зависимость отложена на рис. 6.13. На фоне линейно меняющегося с током сигнала (показан красной пунктирной линией) хорошо виден дополнительный резонанс амплитуды сигнала. Мы интерпретируем этот резонанс как плазмонное усиление болометрической фотопроводимости. Предполагается, что эффект проявляется в условиях резонансного поглощения падающего излучения, когда частота излучения совпадает с плазмонной частотой. Изменение частоты плазмона происходит при развертке электрического напряжения, которое меняет параметры системы, такие как ширина i -области между р- и п- областями и концентрация носителей в i -области в р- i -п-переходе графена, от которых зависит частота плазмона. Такой эффект в литературе получил название электрически контролируемый терагерцовый плазмонный резонанс [146]. Интересно сравнить экспериментальные результаты с теоретическим описанием плазмона в р-п-

переходе графена [147]. В этой работе рассматривался направленный плазмон, распространяющийся в р-n-переходе графена, к которому приложено электрическое напряжение (рис.6.14). Есть два аргумента в пользу такой

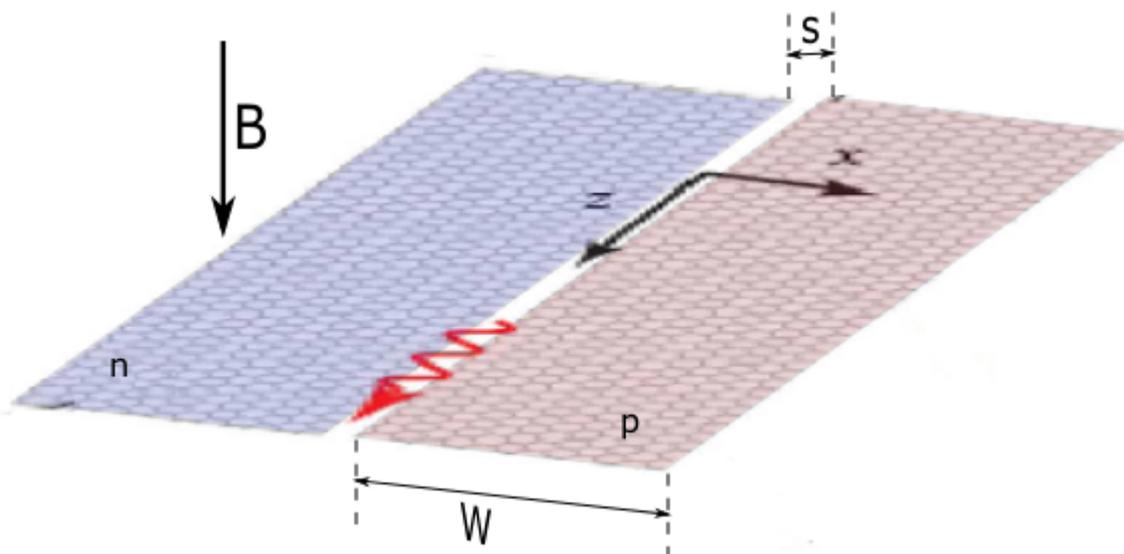


Рис.6.14. Схематическое изображение плазмона (красная стрелка) в графене с р-n переходом.

интерпретации. Во-первых, частоту плазмона, которая меняется путем приложения смещения между р- и n-контактами, можно оценить. При применении смещения ширина канала между р- и n- областями изменяется, изменяется и концентрация частиц. Поэтому приложение смещения меняет резонансную частоту плазмонов. Оценки показывают, что частота плазмона может совпадать с частотой лазерного излучения, если ширина ленты варьируется около 10 мкм в зависимости от концентрации. Точный расчет нашей структуры представляется очень сложным, и мы можем использовать только качественные соображения при обсуждении этого эффекта. Тем не менее, мы считаем, что формирование плазмонов с частотой близкой к лазерной частоте весьма вероятно. Во-вторых, применение внешнего магнитного поля B перпендикулярно плоскости графена сильно смещает положение максимума фотоотклика в сторону меньших напряжений. Зависимость сигнала от смещения показана на рисунке 6.15. Можно видеть, что пик смещается от 2,3 В до 1 В при увеличении магнитного поля от 0 до 0,5 Тл. Сдвиг можно связать с появлением дополнительного поглощения на

циклотронном резонансе, что приводит к снижению частоты плазмона и, соответственно, проявляется при другом значении смещения.

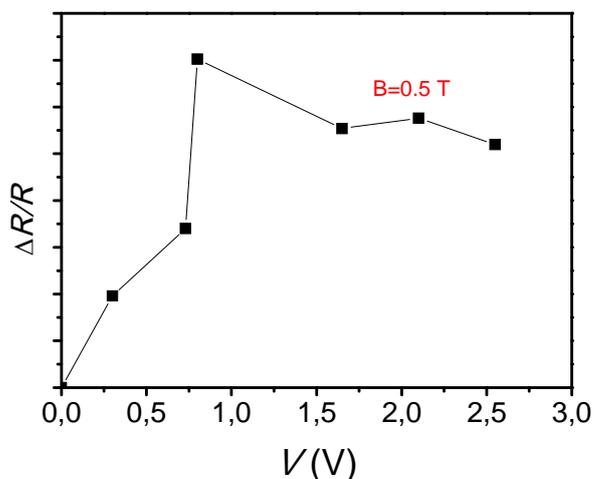


Рис. 6.15. Сигнал, измеренный в образце графена с р-п переходом в магнитном поле 0.5Тл в зависимости от смещения.

Таким образом, мы наблюдали терагерцовую фотопроводимость в образцах графена, выращенных методом сублимации, которым придавалась форма меандра, либо имеющих протяженный р-п переход. И в том, и в другом случае причиной фотопроводимости является болометрический эффект. В образцах с р-п переходом появление максимума сигнала фотопроводимости при изменении смещения, подаваемого на образец, можно объяснить усилением фотопроводимости при поглощении излучения на плазмонной частоте.

Основные результаты работы.

1. В ходе выполнения работы были изготовлены образцы монослойного и двухслойного графена методом микромеханического отшелушивания. Учитывая микронные размеры образцов, контакты к ним были изготовлены методом литографии.
2. Проведен анализ методов очистки таких образцов от примесей, который выявил, что отжиг при температуре $300\text{ }^{\circ}\text{C}$ предпочтительнее для удаления кулоновских примесей, а очистка в атомно-силовом микроскопе приводит к повышению подвижности и уменьшает количество короткодействующих дефектов.
3. Проведено экспериментальное исследование образцов двухслойного графена различной степени легирования в широком диапазоне магнитных полей и концентраций. В сильнолегированном образце двухслойного графена в узкой области затворных напряжений, когда уровень Ферми находится вблизи дна зоны, было обнаружено положительное магнетосопротивление, отсутствующее в чистом образце. Проведенная подгонка показала, что положительное МС хорошо описывается формулой Друде для систем с двумя типами носителей. Расчеты свидетельствуют, что такое поведение может быть связано с проявлением изгиба дна зонной структуры в виде «мексиканской шляпы».
4. Измерения магнетосопротивления двухслойного графена при высоких концентрациях дырок выявили положительное магнетосопротивление, не зависящее ни от степени легирования образцов, ни от их геометрических размеров. Аналогичные измерения при высокой концентрации электронов продемонстрировали наличие слабого отрицательного магнетосопротивления, анализ температурной зависимости которого показал, что обнаруженное МС не является следствием электрон-электронного взаимодействия.
5. Экспериментальные измерения для различных графеновых монослоев дают качественно различное поведение магнетосопротивления для образцов с

различной зависимостью проводимости от напряжения на затворе. Это различие приписывается различным механизмам рассеяния – дальнедействующему (кулоновскому) и короткодействующему. Теория магнетотранспорта в графене, разработанная для случая короткодействующего рассеяния, качественно хорошо согласуется с нашими данными для образцов в окрестностях точки Дирака, где короткодействующее рассеяние играет существенную роль. Все три части кривой магнетосопротивления, предсказанные теоретически, наблюдаются экспериментально.

6. Результаты экспериментального исследования магнетосопротивления в узких образцах двухслойного графена в точке электронейтральности и ее окрестностях подтвердили теоретические представления о магнетосопротивлении систем с двумя типами носителей. Из анализа экспериментальных данных магнетосопротивления были найдены: длина электронно-дырочной рекомбинации, подвижность и электронно-дырочный дисбаланс в зависимости от напряжения на затворе (концентрации носителей заряда). Показано, что для достижения количественного совпадения теоретических расчетов с результатами измерений в образцах конечного размера необходимо ввести добавочное постоянное сопротивление и учесть подмешивание холловского сопротивления вдали от точки нейтральности, либо считать, что концентрация носителей неравномерно распределена в плоскости образца.
7. На основе анализа магнетотранспортных свойств графена для усиления зависимости сопротивления от температуры была предложена форма образца в виде меандра.
8. Исследована температурная зависимость фотопроводимости графена в виде меандра на SiC, полученного методом сублимации, при разных длинах волн. Показано, что при частотах 1, 2 и 3 ТГц форма зависимости сигнала от температуры одинакова и повторяет форму производной сопротивления от температуры. Это свидетельствует о том, что причиной фотопроводимости является болометрический эффект.

9. Исследования в образцах с p-n переходом показали, что сигнал терагерцовой фотопроводимости связан с болометрическим эффектом. Измерения зависимости амплитуды сигнала от напряжения смещения позволяют предположить, что имеется усиление фотопроводимости на плазмонной частоте.

Благодарность.

Выражаю глубокую благодарность научному руководителю доктору физико-математических наук, Ива́нову Юрию Леонидовичу, за постоянное внимание и помощь в выполнении работы.

Особую благодарность выражаю теоретикам Дмитриеву А. П., Алексееву П. С., Кочаровскому В. Ю., за плодотворное сотрудничество и многочисленные полезные обсуждения результатов работ.

Благодарю Васильева Ю.Б. за курирование всего процесса.

Благодарю Хауга Р. (R. Haug), за предоставленную возможность проводить измерения в его лаборатории, и за обсуждение результатов и ценные советы. Благодарю Д. Смирнова (D. Smirnov) за помощь с проведением экспериментов и обсуждение результатов; Х. Шмидта (H. Schmidt) за обучение изготовлению образцов. Также А. Хайне (A. Heine), Н. Уббелоде (N. Ubbelohde) и Т. Вагнера (T. Wagner) и остальных аспирантов и студентов из группы профессора Р. Хауга.

Благодарю Горного И., Титова М. и Дьяконова М.И., за плодотворные дискуссии.

Отдельно хочу поблагодарить Белькова В., за ценные советы.

Благодарю Маслова А.Ю., Сейсяна Р.П., Липовского А.А., Лебедева А.А., Левинштейна М.Э., Аверкиева Н.С., и Петрова П.В.

Также благодарю всех сотрудников лаборатории неравновесных процессов в полупроводниках.

Список используемой литературы.

1. Kroto H. W., Heath J. R., O'Brien S. C., et. al. C₆₀: Buckminsterfullerene.// Nature. – 1985. – N 318. – C. 162.
2. Iijima S.. Helical microtubules of graphitic carbon. //Nature. – 1991 – N 354. – C. 56.
3. Novoselov K.S., Geim A.K., Morozov S.V., Jiang D., Zhang Y., Dubonos S.V., Grigorieva I.V., Firsov A.A. Electric field effect in atomically thin carbon films. //Science – 2004. – N 306. – C. 666–669.
4. Castro Neto A. H., Guinea F., Peres N. M. R., Novoselov K. S. and Geim A. K. The electronic properties of graphene.// Rev. Mod. Phys. – 2009. – N 81. – C.162.
5. Wallace P.R. The band theory of graphite.// Phys. Rev. – 1947. – N 71. – C. 622-634.
6. Trickey S.B., Muller-Plathe F., Diercksen G.H.F., Boettger J.C.. Interplanar binding and lattice relaxation in a graphite dilayer. //Phys. Rev. B – 1992. – N 45. – C. 4460.
7. McCann E., Fal'ko V.I. Landau-Level Degeneracy and Quantum Hall Effect in a Graphite Bilayer. //Phys. Rev. Lett. – 2006. – N 96. – C. 086805.
8. Novoselov K. S., McCann E., Morozov S. V., Fal'ko V. I., Katsnelson M. I., Zeitler U., Jiang D., Schedin F. and Geim A. K. Unconventional quantum Hall effect and Berry's phase of 2π in bilayer graphene. Nat. Phys. – 2006. – N 2. – C.177-180.
9. Min H., Sahu B., Banerjee S. K., and MacDonald A. H.. Ab initio theory of gate induced gaps in graphene bilayers.//Phys. Rev. B– 2007. – N 75. – C. 155115.
10. Koshino M. and Ando T. Orbital diamagnetism in multilayer graphenes: Systematic study with the effective mass approximation. //Physical Review B – 2007. – N 76. – C. 085425.
11. Dresselhaus M. S., and Dresselhaus G.. Intercalation compounds of graphite.// Adv. Phys. – 2002. – N 51. – C. 1.
12. Bostwick A., Ohta T., Seyller T., Horn K., and Rotenberg E.. Quasiparticle dynamics in graphene. //Nature Physics – 2007. – N 3. – C.36-40.

13. Zhou S. Y., Gweon G.-H., Fedorov A. V., First P. N., De Heer W. A., Lee D.-H., Guinea F., Neto A. H. C., and Lanzara A.. Substrate-induced bandgap opening in epitaxial graphene. //Nature Materials – 2007.– N 6.– C.770-775.
14. Zhou, S. Y., Siegel D. A., Fedorov A. V., El Gabaly F., Schmid A. K., Neto A. H. C., Lee D. H., and Lanzara A.. //Nature Materials – 2008. – N 7. – C. 259-260.
15. Bostwick A., Ohta T., McChesney J. L., Emtsev K. V. , Seyller T., Horn K., and Rotenberg E . Bostwick et al . Symmetry breaking in few layer graphene films. //New Journal of Physics – 2007. – N 9. – C. 385.
16. Ohta T, Bostwick B, Seyller T, Horn K. and Rotenberg E. Controlling the electronic structure of bilayer graphene.// Science– 2006. – N 313. – C. 951-954.
17. Ohta T, Bostwick A, McChesney J L, Seyller T, Horn K and Rotenberg E. Interlayer interaction and electronic screening in multilayer graphene investigated with angle-resolved photoemission spectroscopy. //Phys. Rev. Lett. – 2007. – N 98. – C. 206802.
18. Butenko A. V., Shvarts D., Sandomirsky V., Schlesinger Y. Hall constant in quantum-sized semimetal Bi films: Electric field effect influence.// J. Appl. Phys. – 2000. – N 88. – C. 2634.
19. Horst L., Kim S. & P. Zhang Y., TanY.-W. Experimental observation of the quantum hall effect and berry's phase in graphene. //Nature – 2005. – N 438. – C.201-204.
20. Dorgan V. E., Bae M.-H., and Pop E. Mobility and saturation velocity in graphene on SiO₂.//Applied Physics Letters – 2010.– N 97. – C. 082112.
21. Chen J.-H., Jang C., Xiao S., Ishigami M., and Fuhrer M. S. Intrinsic and extrinsic performance limits of graphene devices on SiO₂. //Nature Nanotechnology – 2008. – N 3. – C. 206-209.
22. Meyer J., Geim A. K., Katsnelson M. I., Novoselov K. S., Booth T.J., and Roth S. The structure of suspended graphene sheets. //Nature – 2007. – N 446. – C.60-63.
23. Moser J., Barreiro A., and Bachtold A.. Current-induced cleaning of graphene. //Appl. Phys. Lett. – 2007. – N 91. – C. 163513.

24. Stampfer C., Molitor F., Graf D., Ensslin K., Jungen A., Hierold C., and Wirtz L.. Raman imaging of doping domains in graphene on SiO₂. //Appl. Phys. Lett. – 2007. – N 91. – C. 241907.
25. J. Martin, Akerman N., Ulbricht G., Lohmann T., Smet J. H., von Klitzing K., and Yacoby A.. Observation of electron–hole puddles in graphene using a scanning single-electron transistor. //Nature Phys. – 2008. – N 4. – C.144-148.
26. Ponomarenko L. A., Yang R., Mohiuddin T. M., Katsnelson M. I., Novoselov K. S., Morozov S. V., Zhukov A. A., Schedin F., Hill E. W., and Geim A. K.. Effect of a High- κ Environment on Charge Carrier Mobility in Graphene. //Physical Review Letters – 2009. – N 102– C. 206603.
27. Dean C. R., Young A. F., Meric I., Lee C., Wang L., Sorgenfrei S., Watanabe K., Taniguchi T., Kim P., Shepard K. L., and Hone J.,. Boron nitride substrates for high-quality graphene electronics. //Nature Nanotech. – 2010. – N 5. – C.722-726.
28. Bolotin K. I., Sikes K. J., Hone J., Stormer H. L., and Kim P.. Temperature-Dependent Transport in Suspended Graphene. //Phys. Rev. Lett. – 2008. – N 101. – C. 096802.
29. Du X., Skachko I., Barker A., and Andrei E. Y. Approaching ballistic transport in suspended graphene. //Nature Nanotech. – 2008. – N 3.– C. 491-495.
30. Castro E. V., Ochoa H., Katsnelson M. I., Gorbachev R. V., Elias D. C., Novoselov K. S., Geim A. K., and Guinea F. Limits on Charge Carrier Mobility in Suspended Graphene due to Flexural Phonons. //Phys. Rev. Lett. – 2010. – N 105.– C. 266601.
31. Kentaro Nomura and MacDonald A. H. Quantum Transport of Massless Dirac Fermions. //Phys. Rev. Lett. – 2007. – N 98. – C. 076602.
32. Tan Y.-W., Zhang Y., Bolotin K., Zhao Y., Adam S.,. Hwang E. H, Das Sarma S., Stormer H. L., and Kim P..Measurement of Scattering Rate and Minimum Conductivity in Graphene. //Phys. Rev. Lett. – 2007. – N 99. – C. 246803.
33. Chen J. H., Jang C., Adam S., Fuhrer M. S., Williams E. D., and Ishigami M.. Charged-impurity scattering in graphene , //Nature Physics – 2008. – N 4. – C. 377-381.

34. Novoselov K S et al. Unconventional quantum Hall effect and Berry's phase of 2π in bilayer graphene. //Nature Phys. – 2006. – N 2– C. 177-180.
35. Kurganova E. V., Wiedmann S., Giesbers A. J. M., Gorbachev R. V., Novoselov K. S., Katsnelson M. I., Tudorovskiy T., Maan J. C., and Zeitler U. Quantized coexisting electrons and holes in graphene measured using temperature-dependent magnetotransport. //Phys. Rev. B – 2013. – N 87 – C. 085447.
36. Gibertini M., Tomadin A., Guinea F., Katsnelson M. I., and Polini M. Electron-hole puddles in the absence of charged impurities. //Phys. Rev. B – 2012. – N 85– C. 201405.
37. Jung S., Rutter G. M., Klimov N. N., Newell D. B., Calizo I., Hight-Walker A. R., Zhitenev N. B. & Stroscio J. A.. Evolution of microscopic localization in graphene in a magnetic field from scattering resonances to quantum dots.// Nature Physics – 2011. – N 7.– C. 245–251.
38. Sarma S.D., Adam, S., Hwang, E.H. & Rossi, E. Electronic transport in two dimensional graphene. – 2010. <http://arxiv.org/abs/1003.4731>
39. McClure J.W.. Diamagnetism of Graphite. //Phys. Rev. – 1956. – N 104.– C. 666.
40. Zheng Y., Ando T. Hall conductivity of a two-dimensional graphite system. //Phys. Rev. B – 2002. – N 65.– C. 245420.
41. Gusynin V. P., Sharapov S. G. Unconventional Integer Quantum Hall Effect in Graphene. //Phys. Rev. Lett. – 2005. – N 95. – C.146801
42. McCann Edward. Electronic properties of monolayer and bilayer graphene. – 2012. [arXiv:1205.4849v1](https://arxiv.org/abs/1205.4849v1)
43. de Haas W.J., Schubnikow L. A new phenomenon in the change of resistance in a magnetic field of single crystals of bismuth. //Nature – 1930. – N 126. – C. 500.
44. Zhang Y., Tan Y.-W., Stormer H. L. and Kim P. Experimental observation of the quantum Hall effect and Berry's phase in graphene. //Nature – 2005. – N 438. – C. 201-204.
45. Heinzl T. Mesoscopic Electronics in Solid State Nanostructures. Wiley-VCH – 2003.

46. Tikhonenko F. V., Horsell D. W., Gorbachev R. V., and Savchenko A. K. Weak localization in graphene flakes. – 2008. arXiv:0707.0140v2.
47. Tikhonenko F. V., Kozikov A. A., Savchenko A. K., and Gorbachev R. V. Transition between electron localisation and antilocalisation in graphene. – 2009. arXiv:0903.4489v1.
48. Jobst J., Waldmann D., Gornyi I., Mirlin A.D., and Weber H.B. Electron-electron interaction in the magnetoresistance of graphene. //Phys. Rev. Lett. – 2012. – N 108. – C.106601.
49. Yang-Bo Zhou, Bing-Hong Han, Zhi-Min Liao, Han-Chun Wu, and Da-Peng Yu. From positive to negative magnetoresistance in graphene with increasing disorder. //App. Phys. Lett. – 2011. – N 98.– C. 222502.
50. Novoselov K. S., Geim A. K., Morozov S. V., Jiang D., Katsnelson M. I., Grigorieva I. V., Dubonos S. V., and Firsov A. A. Two-dimensional gas of massless Dirac fermions in graphene. //Nature – 2005. – N 438. – C. 197-200.
51. Globus T. R., Woolard D. L., Khromova T., Crowe T. W., Bykhovskaia M., Gelmont B., Hesler J. and Samuels A.C. THz-Spectroscopy of Biological Molecules.// Journal of Biological Physics – 2003. – N 29. – C. 89–100
52. Parthasarathy R., Bykhovski A., Gelmont B., Globus T., Swami N. and Woolard D. Enhanced Coupling of Subterahertz Radiation with Semiconductor Periodic Slot Arrays. //Phys. Rev. Lett. – 2007. – N 98. – C. 153906.
53. Powell J., Edwards G., Genzel L., Kremer F., Wittlin A., Kubasek W. and Peticolas W. Investigation of far-infrared vibrational modes in polynucleotides. //Phys. Rev. A – 1987. – N 35. – C.3929.
54. Woolard D. L., Globus T. R., Gelmont B. L., Bykhovskaia M., Samuels A. C., Cookmeyer D., Hesler J. L., Crowe T. W., Jensen J. O., Jensen J. L., and Loerop W. R. Submillimeter-wave phonon modes in DNA macromolecules. //Phys. Rev. E – 2002. – N 65. – C. 051903.
55. Mueller T, Xia F, Freitag M, Tsang J. and Avouris P. Role of contacts in graphene transistors: A scanning photocurrent study. //Phys. Rev. B – 2009. – N 79. – C.245430.

56. Thongrattanasiri S., Koppens F. H. and de Abajo F. J. G. Complete Optical Absorption in Periodically Patterned Graphene. // Phys. Rev. Lett. – 2012. – N 108. – C. 047401.
57. Fang Z., Liu Z., Wang Y., Ajayan P. M., Nordlander P. and Halas N. J. Graphene-Antenna Sandwich Photodetector. // Nano Lett. – 2012. – N 12. – C. 3808.
58. Vicarelli L, Vitiello M. S., Coquillat D., Lombardo A., Ferrari A. C., Knap W., Polini M., Pellegrini V. and Tredicucci A. Graphene field-effect transistors as room-temperature terahertz detectors. // Nature Materials – 2012. – N 11. – C. 865–871.
59. McKitterick C B., Prober D E. and Karasik B. S. Performance of graphene thermal photon detectors. // J. Appl. Phys. – 2013. – N 113. – C. 044512.
60. Yan J., Kim M., Elle J., Sushkov A., Jenkins G., Milchberg H., Fuhrer M. and Drew H. Dual-gated bilayer graphene hot-electron bolometer. // Nature Nanotechnology – 2012. – N 7. – C. 472–478.
61. Kim M. H., Yan J., Suess R. J., Murphy T. E., Fuhrer M. S. and Drew H. D. Photothermal Response in Dual-Gated Bilayer Graphene. // Phys. Rev. Lett. – 2013. – N 110. – C. 247402.
62. Kalugin N. G., Jing L., Bao W., Wickey L., del Barga C., Ovezmyradov M., Shaner E. A. and Lau C. N. Graphene-based quantum Hall effect infrared photodetector operating at liquid Nitrogen temperatures. // Appl. Phys. Lett. – 2011. – N 99. – C. 013504.
63. Karch J. et al Terahertz Radiation Driven Chiral Edge Currents in Graphene. // Phys. Rev. Lett. – 2011. – N 107. – C. 276601.
64. Drexler C. et al. Magnetic quantum ratchet effect in graphene. // Nature Nanotechnology – 2013. – N 8. – C. 104–107.
65. Echtermeyer T J, Britnell L, Jasnós P K, Lombardo A, Gorbachev R V, Grigorenko A N, Geim A K, Ferrari A C and Novoselov K S. Strong plasmonic enhancement of photovoltage in graphene. // Nature Communication – 2011. – N 2. – C. 458.
66. Mikhailov S. A. and Ziegler K. New Electromagnetic Mode in Graphene. // Phys. Rev. Lett. – 2007. – N 99. – C. 016803.

67. Jablan M, Buljan H. and Soljačić M . Plasmonics in graphene at infrared frequencies. //Phys. Rev. B – 2009. – N 80. – C.245435.
68. Bludov Y. V., Ferreira A., Peres N. M. R. and Vasilevskiy M. I. A primer on surface Plasmon- polariton in Graphene. //Int. J. Mod. Phys. B – 2013. – N 27.– C.134100.
69. Mishchenko E. G., Shytov A. V. and Silvestrov P. G. Guided Plasmons in Graphene p–n Junctions. //Phys. Rev. Lett. – 2010. – N 104. – C.156806.
70. Gao W., Shi G., Jin Z., Shu J., Zhang Q., Vajtai R., Ajayan P. M., Kono J. and Xu Q. Excitation and active control of propagating surface plasmon polaritons in graphene . //Nano Lett. – 2013. – N 13. – C.3698–702.
71. Xia F, Mueller T., Lin Y., Valdes-Garcia A. and Avouris P. Ultrafast graphene photodetector. //Nature Nanotechnology – 2009. – N 4. – C.839–43.
72. Ju L. et al Graphene plasmonics for tunable terahertz metamaterials. //Nature Nanotechnology – 2011. – N 6. – C.630–6341.
73. Tamagnone M., Gómez-Díaz J. S., Mosig J. R. and Perruisseau-Carrier J. Reconfigurable terahertz plasmonic antenna concept using a graphene stack. //Appl. Phys. Lett. – 2012. – N 101. – C. 214102.
74. R Filter, M Farhat, M Steglich, R Alae, C Rockstuhl and Lederer F. Tunable graphene antennas for selective enhancement of THz-emission. //Opt. Express – 2013. – N 21. – C. 3737–45.
75. Petković I., Williams F. I. B., Bennaceur K., Portier F., Roche P. and Glattli D. C. Carrier Drift Velocity and Edge Magnetoplasmons in Graphene. //Phys. Rev. Lett. – 2013. – N 110. – C.016801.
76. Peres N. M. R. *et al* . Light scattering by a medium with a spatially modulated optical conductivity: the case of graphene. //J. Phys.: Condens. Matter– 2012. – N 24. – C. 245303 .
77. Nikitin A. Y., Guinea F., Garcia-Vidal F. J. and Martin-Moreno L. Edge and waveguide terahertz surface plasmon modes in graphene microribbons. //Phys. Rev. B – 2011. – N 84.– C. 161407.

78. Rana F. Graphene Terahertz Plasmon Oscillators. //IEEE Transactions on Nanotechnology – 2008. – N 7.– C.91–99.
79. Ryzhii V., Ryzhii M., Mitin V. and Shur M. S. Graphene Tunneling Transit-Time Terahertz Oscillator Based on Electrically Induced p–i–n Junction.// Appl. Phys. Express – 2009. – N 2.– C.034503.
80. Ryzhii V, Satou A, Ryzhii M, Otsuji T and Shur M S. Mechanism of self-excitation of terahertz plasma oscillations in periodically double-gated electron channels. //J. Phys.: Condens. Matter – 2008. – N 20. – C. 384207.
81. Dubinov A. A., Aleshkin V Y, Mitin V, Otsuji T and Ryzhii V. Terahertz surface plasmons in optically pumped graphene structures. //J. Phys.: Condens. Matter – 2011. – N 23. – C.145302.
82. Popov V. V., Polischuk O. V., Davoyan A. R., Ryzhii V., Otsuji T. and Shur M. S. Plasmonic terahertz lasing in an array of graphene nanocavities. //Phys.Rev.B – 2012. – N 86. – C.195437.
83. Hwang E. H. and das Sarma S. Dielectric function, screening, and plasmons in two-dimensional graphene. //Phys. Rev. B – 2007. – N 75 – C.205418.
84. Морозов С.В., Новоселов К.С., Гейм А.К. Электронный транспорт в графене. //Успехи Физических Наук – 2008. – N 7. – C.178.
85. Ferrari A.C., Mayer J.C., Scardaci V., Casiraghi C., et al. Raman Spectrum of Graphene and Graphene Layers. ..Physical Revie Letters – 2006. – N 97. – C. 187401.
86. Blake P., Hill E. W., Neto A. H. C, Novoselov K. S., Jiang D., Yang R., Booth T. J., and Geim A. K. Making graphene visible. //Applied Physics Letters – 2007. – N 91. – C. 063124.
87. Yu V., and Hilke M. Large contrast enhancement of graphene monolayers by angle detection. //Applied Physics Letters – 2009. – N 95. – C. 151904.
88. Geim A. K. Graphene: Status and Prospects. //Science – 2009. – N 324. – C. 1530.
89. Kalugin N. G., Nachtwei G., Vasilyev Yu. B., Suchalkin S. D., and Eberl K. Different components of far-infrared photoresponse of quantum Hall detectors. //Appl. Phys. Lett. – 2002. – N 81. – C. 382.

90. Ziemann E., Ganichev S.D., Yassievich I.N., Perel V. I., and Prettl W., Characterization of deep impurities in semiconductors by terahertz tunneling ionization. //J. Appl. Phys. – 2000. – N 87. – C. 3843.
91. Schmidt H. Zweidimensionale Kohlenstoffkristalle: elektrischer Transport in Einzel- und Doppellagen-Graphen. диссертация. – 2012.
92. Zhang Y. et al. Direct observation of a widely tunable bandgap in bilayer graphene. //Nature – 2009. – N 459. – C.820-823.
93. Kuzmenko A. B., Crassee I., van der Marel D., Blake P., and Novoselov K. S. Determination of the gate-tunable band gap and tight-binding parameters in bilayer graphene using infrared spectroscopy.//Phys.Rev.B – 2009. – N 80. – C.165406.
94. Mak K. F., Lui C. H., Shan J., and Heinz T. F. Observation of an Electric-Field-Induced Band Gap in Bilayer Graphene by Infrared Spectroscopy. //Phys. Rev. Lett. – 2009. – N 102. – C. 256405.
95. Zhang L. M., Li Z. Q., Basov D. N., Fogler M. M., Hao Z., and Martin M. C. Determination of the electronic structure of bilayer graphene from infrared spectroscopy. //Phys. Rev. B – 2008. – N 78. – C. 235408.
96. J. Martin, Akerman N., Ulbricht G., Lohmann T., Smet J. H., von Klitzing K., and Yacoby A.. Observation of electron–hole puddles in graphene using a scanning single-electron transistor. //Nature Phys. – 2008. – N 4. – C.144-148.
97. Rutter G. M., Jung S., Klimov N. N., Newell D. B., Zhitenev N. B., and Stroscio J. A.. Microscopic polarization in bilayer graphene. //Nature Physics – 2011. – N 7. – C. 649–655.
98. Jabakhanji B., Kazazis D., Desrat W., Michon A., Portail M., and Jouault B. Magnetoresistance of disordered graphene: From low to high temperatures. //Phys. Rev. B – 2014. – N 90. – C. 035423.
99. Займан Дж. Электроны и фононы. – М.: Издательство иностранной литературы, 1962. 488с.
100. A. S. Mayorov et al, Supporting Online Material, www.sciencemag.org/cgi/content/full/333/6044/860/DC1

101. Y.-F. Chen, M.-H. Bae, C. Chialvo, T. Dirks, A. Bezryadin, N. Mason, Negative and positive magnetoresistance in bilayer graphene: Effects of weak localization and charge inhomogeneity. //Physica B – 2011. – N 406. – C. 785-788.
102. Malard L. M., Nilsson J., Elias D. C., Brant J. C., Plentz F., Alves E. S., Castro Neto A. H., and Pimenta M. A., Probing the electronic structure of bilayer graphene by Raman scattering. // Phys.Rev. B – 2007. – N 76. – C. 201401 (R).
103. Alekseev P. S., Dmitriev A. P., Gornyi I. V., and Kachorovskii V. Yu. Strong magnetoresistance of disordered graphene. //Phys. Rev. B – 2013. – N 87. – C. 165432.
104. Ando T. and Uemura Y. Theory of Quantum Transport in a Two-Dimensional Electron System under Magnetic Fields. I. Characteristics of Level Broadening and Transport under Strong Fields.// J. Phys. Soc. Jpn. – 1974. – N 36.– C. 959.
105. Dmitriev I. A., Mirlin A. D., Polyakov D. G., and Zudov M. A. Nonequilibrium phenomena in high Landau levels. //Rev. Mod. Phys. – 2012. – N 84. – C. 1709.
106. Shon N. H. and Ando T. Quantum Transport in Two-Dimensional Graphite System. //J. Phys. Soc. Jpn. – 1998. – N 67. – C. 2421.
107. Vasileva G. Yu., Alekseev P. S., Ivanov Yu. L., Vasilev Yu. B., Smirnov D., Schmidt H., Haug R. J., Gouider F., and Nachtwei G. Особенности магнетосопротивления монослойного графена при рассеянии на короткодействующем потенциале. //JETP Letters – 2012. – N 96. – C. 519.
108. Hwang E. H., Adam S., and Das Sarma S. Carrier Transport in Two-Dimensional Graphene Layers. // Phys. Rev. Lett. – 2007. – N 98. – C. 186806.
109. Kurganova E. V., Wiedmann S., Giesbers A. J. M., Gorbachev R. V., Novoselov K. S., Katsnelson M. I., Tudorovskiy T., Maan J. C., and Zeitler U. Quantized coexisting electrons and holes in graphene measured using temperature-dependent magnetotransport. //Phys. Rev. B – 2013. – N 87. – C. 085447.
110. Castro Neto A. H., Guinea F., Peres N. M. R., Novoselov K. S., and Geim A. K. The electronic properties of graphene. //Rev. Mod. Phys. – 2009. – N 81. – C. 109.

111. Morozov S.V., Novoselov K.S., Katsnelson M.I., Schedin F., Elias D. C., Jaszczak J. A., and Geim A. K. Giant Intrinsic Carrier Mobilities in Graphene and Its Bilayer. //Phys. Rev. Lett. – 2008. – N 100. – C. 016602.
112. Peres N. M. R. The transport properties of graphene. //J. Phys.: Condens. Matter – 2009. – N 21. – C.323201.
113. Alekseev P. S., Dmitriev A. P., Gornyi I. V., Kachorovskii V. Yu., Narozhny B. N., Schuett M., Titov M., Magnetoresistance in Two-Component Systems. //Phys. Rev. Lett. – 2015. – N 114. – C. 156601.
114. Dmitriev I. A., Mirlin A. D., Polyakov D. G., and Zudov M. A. Nonequilibrium phenomena in high Landau levels. //Rev. Mod. Phys. – 2012. – N 84. – C.1709.
115. Zhou Y.-B., Zhang L., Yu D.-P., and Liao Z.-M.. Magnetic field induced insulating state in bilayer graphene at charge neutral point.// App. Phys. Lett. – 2014. – N 104. – C. 153103.
116. Xu R., Husmann A., Rosenbaum T. F., Saboungi M.-L., Enderby J. E. & Littlewood P. B. . Large magnetoresistance in non-magnetic silver chalcogenides. //Nature – 1997. – N 390. – C.57-60.
117. Branford W. R. et al . Geometric manipulation of the high-field linear magnetoresistance in InSb epilayers on GaAs .001. //Appl.Phys. Lett. – 2005. – N 86. – C. 202116.
118. Zhang W., Feng R. Yu, W., Yao Y., Weng H., Dai X., and Fang Z. Topological Aspect and Quantum Magnetoresistance of β -Ag₂Te. //Phys. Rev. Lett. – 2011. – N 106. – C.156808.
119. Alekseev P. S., Dmitriev A. P., Gornyi I. V., Kachorovskii V. Yu., Narozhny B. N., Schütt M., and Titov M. Magnetoresistance in Two-Component Systems.// Phys. Rev. Lett. – 2015. – N 114. – C.156601.
120. Rutter G. M., Jung S., Klimov N. N., Newell D. B., Zhitenev N. B. & Stroscio J. A. Microscopic polarization in bilayer graphene. //Nature Physics – 2011. – N 7. – C. 649-655.
121. Parish M. M., Littlewood P. B. Classical magnetotransport of inhomogeneous conductors. Phys. Rev. B – 2005. – N 72. – C. 094417.

122. Abrikosov A. A. Galvanomagnetic Phenomena in Metals in the Quantum Limit. //Sov. Phys. JETP – 1969. – N 29, - C. 74; //Phys. Rev. B – 1998 – N 58. – C.2788); //Europhys. Lett. – 2000. – N 49. – C.789
123. Liang T., Gibson Q., Ali M. N., Liu M., Cava R. J., and Ong N.P. Ultrahigh mobility and giant magnetoresistance in the Dirac semimetal Cd_3As_2 . – 2014. arXiv:1404.7794.
124. Ali M. N., Xiong J., Flynn S., Gibson Q., Schoop L., Haldolaarachchige N., Ong N.P., Tao J., and Cava R. J. Titanic Magnetoresistance in WTe_2 . – 2014. arXiv:1405.0973.
125. Wang K., Graf D., and Petrovic C. Anisotropic giant magnetoresistance in NbSb_2 . – 2014. arXiv:1405.1719
126. Pletikosic I., Ali M. N., Fedorov A., Cava R. J., and Valla T. Electronic structure basis for the titanic magnetoresistance in WTe_2 . – 2014. arXiv:1407.3576
127. Parish M. M., Littlewood P. B. Non-saturating magnetoresistance in heavily disordered semiconductors.// Nature – 2003. – N 426. – C.162-165.
128. Deacon R. S., Chuang K.-C., Nicholas R. J., Novoselov K. S., and Geim A. K. Cyclotron resonance study of the electron and hole velocity in graphene monolayers. //Phys. Rev. B – 2007. – N 76. – C. 081406.
129. Yan J., Kim M., Elle J., Sushkov A., Jenkins G., Milchberg H., Fuhrer M. and Drew H. Dual-gated bilayer graphene hot-electron bolometer. //Nature Nanotechnology – 2012. – N 7. – C. 472–478.
130. Mueller T., Furchi M., Urich A., and Pospischil A. Metal-graphene-metal photodetectors. – 2013. Proc. SPIE 8600, 86001H.
131. Kim M. H., Yan J., Suess R. J., Murphy T. E., Fuhrer M. S. and Drew H. D. Photothermal Response in Dual-Gated Bilayer Graphene. //Phys. Rev. Lett. – 2013. – N 110. – C. 247402.
132. Glazov M. M. and Ganichev S. D. High frequency electric field induced nonlinear effects in graphene.// Phys. Rep. – 2014. – N 535. – C.101.

133. Kalugin N. G., Nachtwei G., Vasilyev Yu. B., Suchalkin S. D., and Eberl K. Different components of far-infrared photoresponse of quantum Hall detectors. // *Appl. Phys. Lett.* – 2002. – N 81. – C. 382.
134. Ganichev S. D., Ya. V. Terent'ev, and I. D. Yaroshetskii, Photon-drag photodetectors for the far-IR and submillimeter regions.// *Sov. Tech. Phys. Lett.* – 1985. – N 11. – C. 20.
135. Lee P. A. and Ramakrishnan T. V. Disordered electronic systems. // *Rev. Mod. Phys.* – 1985. – N 57, – C. 287.
136. McCann E., Kechedzhi K., Falko V., Suzuura H., Ando T., and Altshuler B. Weak-Localization Magnetoresistance and Valley Symmetry in Graphene. // *Phys. Rev. Lett.* – 2006 – N 97. – C. 146805.
137. Berger C., Song Z., Li X., Wu X., Brown N., Naud C., Mayou D., Li T., Hass J., Marchenkov A. N., Conrad E. H., First P. N., and de Heer W. A. Electronic Confinement and Coherence in Patterned Epitaxial Graphene. // *Science* – 2006. – N 312. – C.1191.
138. Wu X., Li X., Song Z., Berger C., and de Heer W. A. Weak Antilocalization in Epitaxial Graphene: Evidence for Chiral Electrons // *Phys. Rev. Lett.* – 2007. – N 98. – C. 136801.
139. Samuel Lara-Avila, Tzalenchuk A., Kubatkin S., Yakimova R., Janssen T. J. B. M., Cedergren K., Bergsten T., and Fal'ko V. Disordered Fermi Liquid in Epitaxial Graphene from Quantum Transport Measurements. // *Phys. Rev. Lett.* – 2011. – N 107. – C. 166602.
140. Sarma S. D., Adam S., Hwang E., and Rossi E. Electronic transport in two-dimensional graphene.// *Rev. Mod. Phys.* – 2011. – N 83. – C. 407.
141. Mueller T., Xia F., Avouris P.. Graphene photodetectors for high-speed optical communications. // *Nature Photonics* – 2010. – N 4. – C.297.
142. Vandecasteele N., Barreiro A., Lazzeri M., Bachtold A., and Mauri F. Current-voltage characteristics of graphene devices: Interplay between Zener-Klein tunneling and defects. // *Phys. Rev. B* – 2010. – N 82. – C.045416.

143. Ryzhii V., Semenikhin I., Ryzhii M., Svintsov D., Vyurkov V., Satou A. and Otsuji T. Double injection in graphene p-i-n structures. // Journal of Applied Physics – 2013. – N 113. – C. 244505.
144. Yu. B. Vasilyev, G. Yu. Vasileva, Yu. L. Ivanov, S. Novikov, and S. N. Danilov. Temperature-dependent terahertz photoconductivity in epitaxial graphene. // Appl Phys Lett – 2014. – N 105. – C. 171105.
145. X. Cai et al. Sensitive Room-Temperature Terahertz Detection via Photothermoelectric Effect in Graphene. // arXiv:1305.3297
146. Echtermeyer T J, Britnell L, Jasnó P K, Lombardo A, Gorbachev R V, Grigorenko A N, Geim A K, Ferrari A C and Novoselov K S. Strong plasmonic enhancement of photovoltage in graphene. // Nature Communication – 2011. – N 2. – C. 458.
147. Mishchenko E. G., Shytov A. V. and Silvestrov P. G. Guided Plasmons in Graphene p-n Junctions. // Phys. Rev. Lett. – 2010. – N 104. – C. 156806.