

ТЕМПЕРАТУРНО-ЗАВИСИМОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ ОДНОСЛОЙНОГО ГРАФЕНА

Г. Ю. Васильева^а, П. С. Алексеев^а, Ю. Б. Васильев^{а*}, А. П. Дмитриев^а,
В. Ю. Качоровский^а, Д. Смирнов^б, Х. Шмидт^{б**}, Р. Хауг^{б**}

^а Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук
194021, Санкт-Петербург, Россия

^б Institut für Festkörperphysik, Universität Hannover
30167, Hannover, Germany

Поступила в редакцию 26 марта 2019 г.,
после переработки 26 марта 2019 г.
Принята к публикации 23 апреля 2019 г.

Выполнены измерения магнитосопротивления образцов однослойного графена с различными типами рассеивающих примесей в широком интервале температур и магнитных полей. Показано, что в образцах с короткодействующим беспорядком магнитосопротивление пропорционально квадратному корню из величины магнитного поля, за исключением случаев сравнительно низких концентраций, когда оно является линейным. Проанализирована корневая зависимость величины магнитосопротивления от температуры и получено хорошее согласие с теоретическими расчетами. Эти результаты свидетельствуют о том, что наличие корневого магнитосопротивления в малых магнитных полях можно рассматривать как характерную особенность однослойного графена с короткодействующим беспорядком.

DOI: 10.1134/S0044451019090153

1. ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные исследования транспортных явлений являются одним из главных направлений в физике твердого тела, так как позволяют получить важную информацию о механизмах рассеяния, ответственных за электропроводность, теплопроводность и многие другие свойства конкретных материалов и структур. Особенно информативны опыты по измерению зависимости сопротивления от приложенного к изучаемому образцу магнитного поля. Теоретически показано [1], что в материалах с линейным законом дисперсии и короткодействующим беспорядком в области классически сильных магнитных полей должно наблюдаться положительное магнитосопротивление, пропорциональное квадратному корню из величины магнитного поля H (отметим, что корневая зависимость сопротивления от поля возможна и в материалах с квадратичной дисперсией, но лишь в квантовом пределе [2–4]). Ясно, что экспери-

ментальное обнаружение магнитосопротивления в таком важном для электроники материале как графен представляет немалый интерес.

В настоящей работе мы сообщаем об измерениях магнитосопротивления четырех образцов однослойного графена с качественно разными зависимостями проводимости от напряжения на затворе. Мы обнаружили корневую зависимость магнитосопротивления в двух образцах (А и D), в которых эта зависимость сублинейна, что характерно для графена с короткодействующим беспорядком [5, 6]. В двух других образцах (В и С) она не сублинейна и режим корневого магнитосопротивления не наблюдался. Полученные в наших экспериментах зависимости сопротивлений образцов А и D от магнитного поля находятся в хорошем качественном согласии с теоретическими расчетами во всем диапазоне магнитных полей и температур. Из сказанного можно сделать вывод, что наличие в сравнительно малых магнитных полях корневой зависимости магнитосопротивления в конкретном образце однослойного графена указывает на то, что в этом образце доминирует рассеяние на короткодействующем беспорядке.

* E-mail: galya_vasilyeva@mail.ru

** H. Schmidt, R. Haug.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Чешуйки однослойного графена были изготовлены путем микромеханического расщепления природного графита. В качестве подложки использовались кремниевые пластины, покрытые пленкой из оксида кремния толщиной 330 нм. Чешуйки однослойного графена были идентифицированы по оптическому контрасту и впоследствии подтверждены измерениями в сильных магнитных полях: осцилляции Шубникова–де Гааза имеют минимумы, а холловское напряжение — плато при факторах заполнения $\nu = 2, 6, 10, 14$ (см. рис. 1б), что указывает на то, что наши образцы графена действительно однослойные. Образец А отжигался при 300 °С в атмосфере He_2 в течение 3 ч, а образцы В и D очищались зондом установки AFM, что позволяет значительно уменьшить концентрацию заряженных примесей на поверхности графена [7]. Образец С не отжигался и оставался таким, каким был получен изначально. Подвижность носителей оценивалась как $6500 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ в образцах А и В, $2500 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ в D и $1000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ в С. Два образца (В и С) были изготовлены в геометрии мостика Холла, D — в форме прямоугольника, а образец А имел неправильную форму первоначальной чешуйки. Концентрацию n носителей в образцах можно варьировать до $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, прикладывая напряжение к проводящей подложке, которая выступает в качестве затвора. Магнитосопротивление измерялось с помощью синхронных усилителей с низкочастотными токами ($f = 17.7 \text{ Гц}$, $I = 100 \text{ нА}$) в диапазоне температур 1.5–200 К в магнитных полях до 12 Тл.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1а показаны зависимости проводимости σ от напряжения V_g на затворе для исследуемых образцов. Напряжения V_D , при которых функции $\sigma(V_g)$ достигают минимума, соответствуют так называемой точке электронейтральности (точке Дирака), когда концентрации электронов и дырок одинаковы. Образцы различаются степенями легирования, задающими положения точки Дирака. Образцу С отвечает положение точки Дирака при $V_D = 38 \text{ В}$, что сильно отличает этот образец от остальных: $V_D = 5 \text{ В}$ в образце А, $V_D = 8 \text{ В}$ в образце D и $V_D = 12.4 \text{ В}$ в образце В. Штриховые прямые на рис. 1а проведены с целью показать, что зависимость $\sigma(V_g)$ имеет разный характер для разных образцов: для образцов А и D проводимость $\sigma(V_g)$ изменяется сублинейно с ростом разности $|V_g - V_D|$, для образца

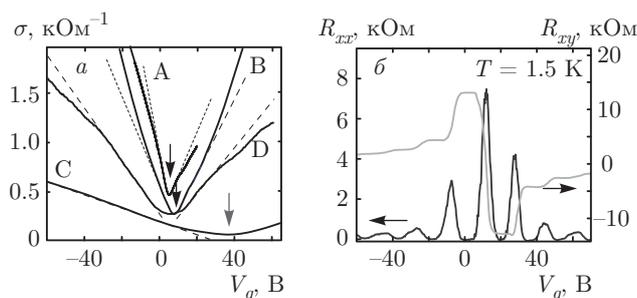


Рис. 1. а) Проводимость в зависимости от напряжения на затворе в нулевом магнитном поле для образцов А, В, С, D. Штриховые линии демонстрируют отклонения от линейных зависимостей. Стрелки показывают положение точки электронейтральности. б) Продольное сопротивление R_{xx} и холловское сопротивление R_{xy} измерены в образце В при $T = 1.5 \text{ К}$ и $H = 120 \text{ кЭ}$

В функция $\sigma(V_g)$ является суперлинейной, а для образца С проводимость почти точно пропорциональна $|V_g - V_D|$ во всем диапазоне изменения V_g .

Различие в характере зависимости проводимости $\sigma(V_g)$ для разных образцов, по-видимому, отражает различие механизмов рассеяния носителей заряда в этих образцах [8–11]. Анализируя поведение проводимости на рис. 1а, можно оценить значимость разных механизмов рассеяния. Так, строго линейное и суперлинейное поведение зависимости $\sigma(V_g)$ типично для случая рассеяния на заряженных примесях с кулоновским потенциалом [12]. Поэтому мы можем сделать вывод, что в образцах В и С доминирует этот механизм рассеяния.

Известно, что проводимость графена как функция затворного напряжения V_g часто демонстрирует сублинейное поведение [10, 11]. В работах [5, 6] было показано, что степень сублинейности функции $\sigma(V_g)$ увеличивается, когда возрастает роль рассеяния на дефектах с короткодействующим потенциалом. Как отмечалось в работе [13], асимметрия кривых $\sigma(V_g)$ относительно точки $V_g = V_D$, наблюдавшаяся в наших опытах на образцах А и D (см. рис. 1а), также указывает на существенную роль рассеяния электронов и дырок на дефектах с короткодействующим потенциалом.

Таким образом, сублинейность и асимметрия кривых $\sigma(V_g)$ для образцов А и D указывают на то, что в этих образцах рассеяние носителей на дефектах с короткодействующим потенциалом является существенным, в частности, значительно более интенсивным, чем в образцах В и С. Для всех образцов были проведены измерения зависимостей сопротивления от магнитного поля H при различных напря-

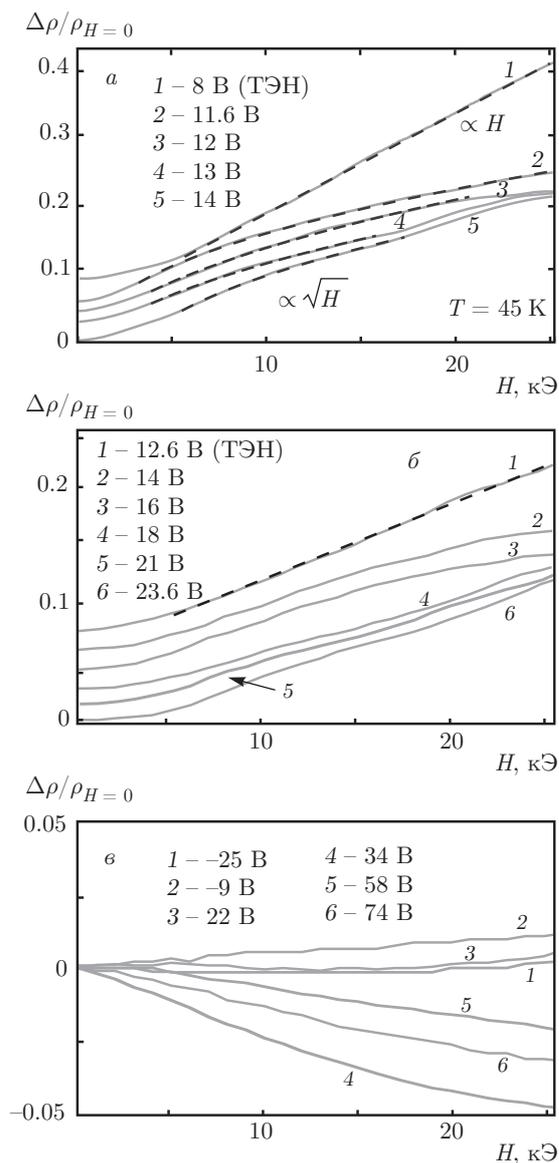


Рис. 2. а) Зависимости магнитосопротивления (сплошные линии) образца D с короткодействующим беспорядком для нескольких значений напряжения V_g на затворе; подгонка (штриховые линии 2–5) соответствует квадратному корню из величины магнитного поля; линия 1 — линейному магнитосопротивлению в точке электронейтральности (ТЭН). б) Магнитосопротивление образца B для разных значений V_g ; штриховая линия показывает линейную зависимость магнитосопротивления в ТЭН. в) Магнитосопротивление образца C для разных значений V_g . На рис. 2а,б кривые сдвинуты для лучшей видимости

жениях на затворе. Результаты этих измерений для образцов D, B и C показаны на рис. 2. Мы построили на каждом из этих рисунков несколько графиков зависимости сопротивления от магнитного поля

при затворном напряжении V_g в точке электронейтральности $V_g = V_D$ и вдали от нее. Для образца D вдали от точки электронейтральности $V_g = V_D$ сопротивление как функция магнитного поля в достаточно широком диапазоне магнитных полей (меньше 20 кЭ) хорошо описывается корневой зависимостью $\rho(H) \propto H^{1/2}$ (см. рис. 2а). На этом рисунке представлены измеренные значения магнитосопротивления (сплошные линии) с наложенными на них графиками функции $H^{1/2}$ со сдвигом $a + AH^{1/2}$ с соответствующим образом подобранными параметрами a и A (штриховые линии). Для образцов B и C как вблизи, так и вдали от точки электронейтральности корневая зависимость магнитосопротивления не наблюдалась (см. рис. 2б,в).

В работе [1] была предсказана корневая зависимость магнитосопротивления для однослойного графена с короткодействующими дефектами при достаточно высоких температурах. Наличие такой зависимости в образцах A и D, для которых проведенный выше анализ зависимостей $\sigma(V_g)$ указывает на существенную роль короткодействующих дефектов, при одновременном отсутствии корневого магнитосопротивления в остальных образцах согласуется с предсказаниями теории [1] и свидетельствует в пользу того, что наблюдаемое в образцах A и D магнитосопротивление объясняется механизмом, предложенным в работе [1]. Достаточно далеко от точки электронейтральности корневая зависимость магнитосопротивления отсутствует, как того и требует теория [1]. Отсутствует оно и в окрестности точки электронейтральности. Действительно, как видно на рис. 2а,б, в образцах B и C в точке электронейтральности наблюдается линейное магнитосопротивление. В работах [14–16] было теоретически показано, что в электрон-дырочной системе в точке электронейтральности возможен режим линейного магнитосопротивления. Этот эффект наблюдался в работе [17] в образце двухслойного графена. Разумно предположить, что наблюдавшееся в настоящей работе линейное магнитосопротивление в точке электронейтральности однослойного графена также объясняется предложенным в работах [14–16] механизмом.

Следует отметить также, что отсутствие корневого магнитосопротивления в точке электронейтральности и ее окрестности [18] может быть связано не только с «включением» в этой области механизма линейного магнитосопротивления, но и с изменением характера рассеяния по мере приближения к точке электронейтральности. В реальных образцах важную роль играет рассеяние носителей заряда на

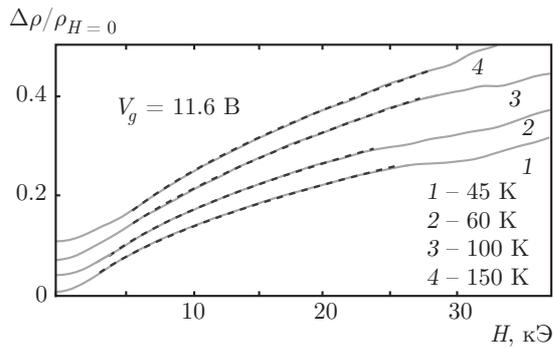


Рис. 3. Экспериментальные зависимости магнитосопротивления образца D (с короткодействующим беспорядком) при разных температурах T (кривые смещены для лучшей видимости). Штриховые линии соответствуют корневой зависимости магнитосопротивления

заряженных примесях с кулоновским потенциалом, интенсивность которого возрастает с уменьшением энергии носителей [8], тогда как интенсивность рассеяния носителей на короткодействующих дефектах, наоборот, уменьшается с уменьшением энергии носителя [8], что и приводит к исчезновению корневой зависимости магнитосопротивления вблизи $V_g = V_D$.

Измерения магнитосопротивления для образца D показали, что эффект корневой магнитосопротивления сохраняется с повышением температуры. На рис. 3а представлены результаты измерений магнитосопротивления этого образца при температурах $T = 45, 60, 100, 150$ К при фиксированном затворном напряжении $V_g = 11.6$ В. Сплошная линия соответствует экспериментальным данным, а штриховые — подгоночным кривым вида $\Delta\rho(H)/\rho_0 = a + AH^{1/2}$. Анализ этих кривых показывает, что коэффициент A увеличивается с температурой, как это видно на рис. 4а. Такое увеличение соответствует предсказанию теории [1] и будет более подробно рассмотрено в следующем разделе. Для образца А была измерена зависимость магнитосопротивления от магнитного поля в более широком диапазоне магнитных полей при $V_g = 0$ (рис. 5). Заметим, что значение $V_g = 0$ находится недалеко от точки Дирака для этого образца, $V_D = 5$ В.

Минимум магнитосопротивления при $H = 64$ кЭ связан с возникновением шубниковских осцилляций, поэтому будем обсуждать магнитосопротивление только в магнитных полях, меньших $H = 64$ кЭ, где оно определяется, по-видимому, характером рассеяния носителей на дефектах и заселенностью большого числа близких уровней Ландау из-за до-

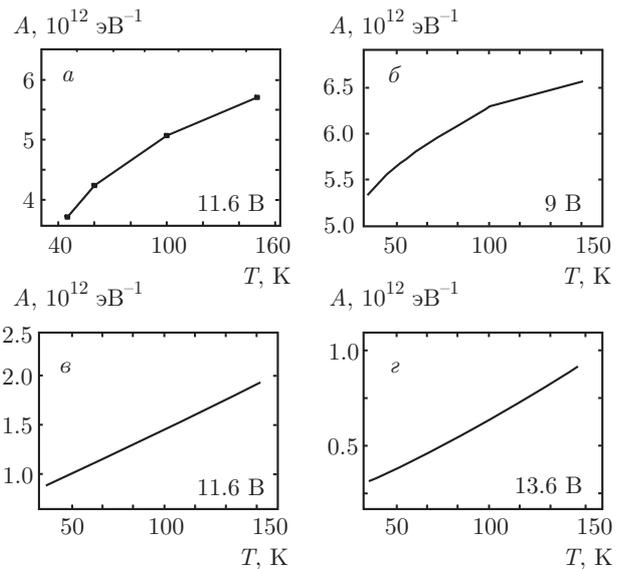


Рис. 4. Зависимости коэффициента A (см. основной текст) от температуры, полученные из экспериментальных данных для $V_g = 11.6$ В (а) и рассчитанные согласно теории [1] для $V_g = 9$ В (б), 11.6 В (в), 13.6 В (г)

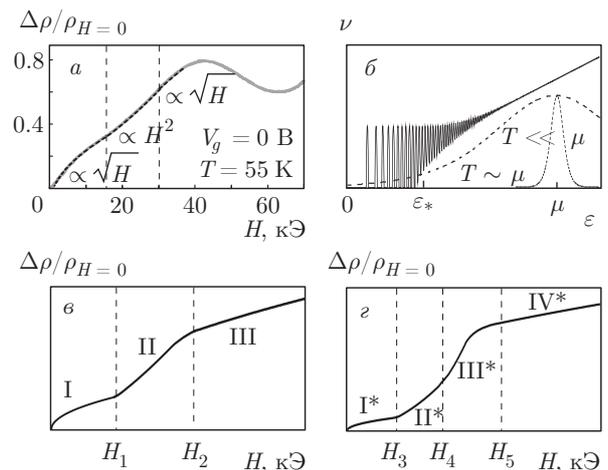


Рис. 5. а) Измеренное магнитосопротивление образца А в диапазоне магнитных полей $H = 0-70$ кЭ. б) Плотность состояний в графене в магнитном поле (сплошная линия) и производная распределения Ферми (штриховая линия) при низких и высоких температурах согласно теории [1]. в, г) Магнитосопротивление графена, рассчитанное согласно теории [1] для $\mu \ll T$ (в) и $\mu \gg T$ (г) (подробности см. работу [1])

статочно высоких температур (см. рис. 5б). Хорошо видны три участка графика магнитосопротивления с различным характером зависимости $\rho(H)/\rho_0$ (см. рис. 5а). Как обсуждалось выше, в малых магнитных полях (до $H = 16$ кЭ) наблюдается корневое магнитосопротивление $\rho(H)/\rho_0 \propto H^{1/2}$.

При высоких полях (выше $H = 30$ кЭ) кривая также может быть хорошо описана зависимостью $\rho(H)/\rho_0 \propto H^{1/2}$ [19]. Между этими участками в полях $16 \text{ кЭ} < H < 30 \text{ кЭ}$ зависимость сопротивления от магнитного поля описывается функцией с выпуклостью, отличной по знаку от выпуклости на участках $H < 16 \text{ кЭ}$ и $H > 30 \text{ кЭ}$. Такой ход магнитосопротивления согласуется с теорией [1], которая предсказывает, что в достаточно больших магнитных полях кривая магнитосопротивления состоит из трех участков с немонотонными изменениями производной $d\rho(H)/dH$: $\rho(H)/\rho_0 \propto H^{1/2}$ в очень малых и очень больших магнитных полях и $\rho(H)/\rho_0 \propto H^2$ или $\rho(H)/\rho_0 \propto H^{3/2}$ (см. рис. 5б) в промежуточных магнитных полях (см. рис. 5в,з). Такое поведение очень похоже на экспериментальное наблюдавшееся магнитосопротивление для образца А (ср. рис. 5а и рис. 5в,з).

Наконец, отметим, что в образце С с низкой подвижностью (высокой плотностью дефектов), см. рис. 1, было обнаружено отрицательное магнитосопротивление во всем диапазоне напряжений затвора за исключением некоторых значений V_g , соответствующих очень высоким плотностям дырок и очень малым плотностям электронов (см. рис. 2б).

4. СОПОСТАВЛЕНИЕ С ТЕОРИЕЙ

Проведем более подробное сопоставление полученных экспериментальных результатов по корневому магнитосопротивлению графена с предсказаниями теории [1].

Ключевой энергетический масштаб теории [1] дается формулой

$$\varepsilon^* = \sqrt{\gamma} \frac{\hbar v}{l_m} = \sqrt{\gamma} \frac{\sqrt{\hbar e} v}{\sqrt{c}} \sqrt{H}, \quad (1)$$

где v — скорость носителей в графене, $l_m = \sqrt{c\hbar/eH}$ — магнитная длина, $\gamma = \varepsilon\tau(\varepsilon)/\hbar$ — безразмерный параметр, который не зависит от ε , когда время рассеяния носителей определяется рассеянием на примесях с короткодействующим потенциалом, $\tau(\varepsilon)$ — время рассеяния носителей, а именно, квантовое время жизни электрона или дырки в данном состоянии, пропорциональное $1/\varepsilon$ для случая рассеяния на примесях с короткодействующим потенциалом.

Плотность состояний носителей, $\nu(\varepsilon)$, изображена на рис. 5б для случая электронов (энергия ε положительна). Зависящий от магнитного поля энергетический параметр $\varepsilon^* = \varepsilon^*(H)$ разделяет на оси энергии области, где состояния носителей являются квазиклассическими, волновая функция которых

близка к плоским волнам, и где состояния носителей являются существенно квантовыми. Именно, при $\varepsilon < \varepsilon^*$ электронные состояния отвечают хорошо разделенным уровням Ландау с плотностью состояний, отличной от нуля в некоторых окрестностях этих уровней и равной нулю вне их (квантовая область), а при $\varepsilon > \varepsilon^*$ состояния отвечают сильно перекрывающимся уровням Ландау с плотностью состояний, близкой к своему значению в отсутствие магнитного поля.

Для случая высоких температур $T \gg \mu$ (здесь $\mu > 0$ — химический потенциал, отсчитываемый от точки Дирака) теория [1] предсказывает, что магнитосопротивление $\Delta\rho(H)/\rho_0$ зависит от магнитного поля корневым образом как в области малых магнитных полей, $\varepsilon^* < T$, так и в области очень больших магнитных полей, $\varepsilon^* > T^2/\mu$ (см. рис. 5б). Для случая низких температур, $\mu \gg T$, теория [1] также предсказывает, что магнитосопротивление пропорционально корню из магнитного поля как в слабых, так и в сильных магнитных полях (см. рис. 5з), однако границы такого поведения даются более сложными выражениями (подробности см. в работе [1]).

В слабых магнитных полях магнитосопротивление дается формулой

$$\frac{\Delta\rho(H, T)}{\rho_0} = A(T)\varepsilon^* \propto \sqrt{H}, \quad (2)$$

где $A(T) = 3.18 \exp(-\mu/T)/T$ для $\mu \gg T$ и $A(T) = 0.78/T$ для $\mu \ll T$. Для данных, представленных на рис. 5а, расчет химического потенциала для известной геометрии структуры (см. разд. 3) при напряжении затвора $V_g = 0$ дает $\mu = 66$ мэВ. Таким образом, для температуры $T = 55 \text{ К} = 4.7$ мэВ, при которой были получены данные, представленные на рис. 5а, мы имеем $\mu \gg T$. В этом случае теория [1] предсказывает, что корневое магнитосопротивление должно быть экспоненциально малым, а именно, пропорциональным $\exp(-\mu/T)$ (см. выражение (2)). Можно было бы ожидать, что в связи с последним фактом корневое магнитосопротивление вряд ли могло бы наблюдаться экспериментально. Тем не менее, как видно на рис. 5а, корневая зависимость сопротивления от магнитного поля хорошо видна на экспериментальной кривой.

Чтобы объяснить это противоречие предположим, что в нашей системе имеется крупномасштабная геометрическая неоднородность и неоднородное распределение дефектов. Эти факторы приводят к наличию в системе плавного случайного потенциала большой амплитуды, дополнительного к короткодействующему потенциалу примесей. При условии,

что корреляционная длина этого случайного потенциала достаточно велика, рассеянием носителей на нем можно пренебречь. При этом, однако, плавный потенциал сдвигает локальное положение точки Дирака относительно уровня химического потенциала в образце, вследствие чего химический потенциал, отсчитанный от точки вырождения спектра электронов и дырок, становится пространственно флуктуирующей величиной. Это приводит к существенному изменению проводимости и магнитосопротивления образца. Действительно, учет таких локальных флуктуаций положения уровня химического потенциала эквивалентен наличию эффективной температуры $T_{eff} = T_{dis} + T$, где T — термодинамическая температура, а T_{dis} — поправка к ней, обусловленная плавным беспорядком и учитывающая флуктуацию начала отсчета энергии по образцу за счет плавного потенциала. Соотношение между T и T_{dis} может быть произвольным, в частности возможен случай $T_{eff} \gg T$. Разумно предположить, что с целью учета наличия плавного беспорядка во всех формулах теории [1] следует использовать именно величину T_{eff} вместо термодинамической температуры T .

О существовании такого плавного потенциала из-за неоднородного распределения дефектов в образцах графена на подложке сообщалось в работе [9]. Грубая оценка амплитуды этого потенциала на основе температурной зависимости проводимости [20] в нулевом магнитном поле дает $T_{dis} \approx 20$ мэВ. Используя это значение T_{dis} и приведенное выше значение химического потенциала μ , получаем корневую зависимость магнитосопротивления от магнитного поля с амплитудой, близкой к экспериментально измеренной (см. рис. 5а). Используя уравнение (1) для ε^* и полученное значение μ , из подгонки экспериментальных зависимостей $\Delta\rho(H)/\rho_0$ находим значение параметра γ для короткодействующего потенциала в образце: $\gamma = 3.6$. Напомним, что в теории [1] предполагалось неравенство $\gamma \gg 1$. Значение $\gamma = 3.6$ показывает, что условия применимости теории [1] в экспериментах были выполнены с не очень хорошей, но все же достаточной точностью, чтобы могло наблюдаться качественное согласие теории и эксперимента. Измерение зависимости амплитуды корневого магнитосопротивления A от термодинамической температуры T дает дополнительное свидетельство в пользу того, что наблюдаемое магнитосопротивление обусловлено рассеянием носителей на дефектах с короткодействующим потенциалом и описывается теорией [1].

Для сопоставления теоретических и экспериментальных зависимостей $A(T)$ мы, во-первых, определили экспериментальную зависимость коэффициента A от термодинамической температуры T из подгонки экспериментальных кривых магнитосопротивления на рис. 3 по формулам (1) и (2) (результатирующая экспериментальная зависимость представлена на рис. 4а). Во-вторых, для всех кривых на рис. 3 мы вычислили, используя выражение для плотности состояний носителей в графене, химический потенциал $\mu(T, V_g)$ как функцию T и V_g для заданных значений напряжений. По полученной зависимости $\mu(T, V_g)$ мы определили зависимость коэффициента A от величин T , T_{dis} и μ , считая, что в формулы для A (см. текст после формулы (2)) в качестве температуры входит эффективная температура T_{eff} , включающая в себя вклады как от плавного потенциала $T_{dis} = 20$ мэВ, так и от термодинамической температуры T : $T_{eff} = T_{dis} + T$.

Мы проанализировали полученные теоретические зависимости $A(T_{eff}, \mu) = A(T + T_{dis}, \mu)$ для нескольких напряжений затвора V_g , близких к значению $V_g = 11.6$ В, при котором были измерены зависимости магнитосопротивления на рис. 3. На рис. 4б представлен результат расчета $A(T)$ для напряжения затвора $V_g = 9$ В. Видно, что эта зависимость очень хорошо соответствует экспериментальной зависимости, представленной на рис. 4а. Теоретическая зависимость $A(T)$ значительно хуже соответствует экспериментальной зависимости $A(T)$ при $V_g = 11.6$ В, чем при $V_g = 9$ В. Такое несоответствие может быть обусловлено неопределенностью положения точки вырождения спектра, $\varepsilon = 0$, в образце в целом из-за наличия плавного случайного потенциала и связанной с ним неопределенностью определения зависимости химического потенциала $\mu(T, V_g)$ от величины затворного напряжения V_g .

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что в образцах однослойного графена, в которых преобладает рассеяние на короткодействующем беспорядке, в слабых магнитных полях наблюдается корневая зависимость сопротивления от величины магнитного поля. Кроме того, в таких образцах наблюдаются предсказанная теорией температурная зависимость коэффициента при корневом магнитосопротивлении в малых магнитных полях и немонотонное изменение производной магнитосопротивления в более сильных полях. Это позволяет сделать вывод о том, что корне-

вая зависимость магнитосопротивления является характерным свойством однослойного графена с короткодействующим беспорядком.

Благодарности. Авторы благодарят И. В. Горного за плодотворные обсуждения результатов.

Финансирование. Один из авторов (Г. Ю. В.) выполнила экспериментальные исследования при поддержке Российского научного фонда (грант № 17-72-10134).

ЛИТЕРАТУРА

1. P. S. Alekseev, A. P. Dmitriev, I. V. Gornyi et al., *Phys. Rev. B* **87**, 165432 (2013).
2. T. Ando and Y. Uemura, *J. Phys. Soc. Jpn.* **36**, 959 (1974).
3. I. A. Dmitriev, A. D. Mirlin, D. G. Polyakov et al., *Rev. Mod. Phys.* **84**, 1709 (2012).
4. N. H. Shon and T. Ando, *J. Phys. Soc. Jpn.* **67**, 2421 (1998).
5. K. Nomura and A. H. MacDonald, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 076602 (2007).
6. E. H. Hwang, S. Adam, and S. Das Sarma, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 186806 (2007).
7. A. M. Goossens, V. E. Calado, A. Barreiro et al., *App. Phys. Lett.* **100**, 073110 (2012).
8. A. H. Castro Neto, F. Guinea, N. M. R. Peres et al., *Rev. Mod. Phys.* **81**, 109 (2009).
9. S. Das Sarma, S. Adam, E. H. Hwang et al., *Rev. Mod. Phys.* **83**, 407 (2011).
10. S. V. Morozov, K. S. Novoselov, M. I. Katsnelson et al., *Phys. Rev. Lett.* **100**, 016602 (2008).
11. Y.-W. Tan Y. Zhang, K. Bolotin et al., *Phys. Rev. Lett.* **99**, 246803 (2007).
12. T. Stauber, N. M. R. Peres, and F. Guinea, *Phys. Rev. B* **76**, 205423 (2007).
13. N. M. R. Peres, *J. Phys.: Condens. Matter* **21**, 323201 (2009).
14. P. S. Alekseev, A. P. Dmitriev, I. V. Gornyi, et al., *Phys. Rev. Lett.* **114**, 156601 (2015).
15. P. S. Alekseev, A. P. Dmitriev, I. V. Gornyi et al., *Phys. Rev. B* **95**, 165410 (2017).
16. P. S. Alekseeva, I. V. Gornyi, A. P. Dmitriev et al., *Semiconductors* **51**, 766 (2017).
17. G. Yu. Vasileva, D. Smirnov, Yu. L. Ivanov et al., *Phys. Rev. B* **93**, 195430 (2016).
18. G. Yu. Vasileva, P. S. Alekseev, Yu. L. Ivanov et al., *JETP Letters* **96**, 471 (2012).
19. Отметим, что в сильных магнитных полях корневое магнитосопротивление может маскироваться осцилляциями Шубникова–де Гааза.
20. E. V. Kurganova, S. Wiedmann, A. J. M. Giesbers et al., *Phys. Rev. B* **87**, 085447 (2013).