

# Переход между электронной локализацией и антилокализацией, а также проявление фазы Берри в графене на поверхности SiC

© Н.В. Агринская<sup>1</sup>, А.А. Лебедев<sup>1</sup>, С.П. Лебедев<sup>3</sup>, М.А. Шахов<sup>1</sup>, E. Lahderanta<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Department of Mathematics and Physics, Lappeenranta University of Technology, Lappeenranta, Finland

<sup>3</sup> Университет ИТМО, 197101 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: nina.agrins@mail.ioffe.ru

(Получена 17 апреля 2018 г. Принята к печати 27 мая 2018 г.)

Показано, что транспортные свойства графитизированного карбида кремния определяются слоем графена на поверхности SiC, сильно легированным электронами. В слабых магнитных полях и при низких температурах наблюдалось отрицательное магнетосопротивление, являющееся следствием слабой локализации. Впервые в таких образцах в магнетосопротивлении при повышении температуры наблюдался переход от слабой локализации к слабой антилокализации (последняя является проявлением изоспина в графене). В сильных магнитных полях (до 30 Тл) наблюдалась выраженная картина осцилляций Шубникова–де Гааза, которая демонстрирует 4-кратное вырождение спектра носителей вследствие двойного спинового и двойного долинного вырождений, а также проявление фазы Берри. Оценена эффективная масса электронов  $m^* = 0.08m_0$ , которая характерна для графена с высокой концентрацией носителей.

DOI: 10.21883/FTR.2018.12.46767.8892

## 1. Введение

В настоящее время графен (представляющий собой изолированный одноатомный слой графита) рассматривается как один из самых перспективных двумерных материалов для применения в нанoeлектронике. Однако свойства графена существенно отличаются от хорошо изученных двумерных квантовых ям в полупроводниках. К таким свойствам относятся полуцелочисленный квантовый холл-эффект и существование ненулевой фазы Берри, что является спецификой дираковских фермионов или псевдоспина. Эти отличия связаны с уникальной топологией зонной структуры графена. Кроме чисто научного интереса, эти уникальные квантовые транспортные явления могут привести к новым применениям графена в магнетоэлектронике [1].

Несмотря на то что графен в настоящее время является достаточно хорошо изученным материалом, это в основном относится к монослоям графена, механически нанесенного на подложку. Что касается графена, выращенного на подложке, здесь понимания значительно меньше. В этом случае свойства графена зависят от конкретной подложки и характера связи с подложкой. Для механически нанесенного монослоя графена предполагается наличие квантовых поправок к проводимости, вызванных эффектом слабой антилокализации (WAL), связанным с проявлением фазы Берри. Однако для графена, выращенного на подложках, в магнетосопротивлении при низких температурах наблюдаются эффекты слабой локализации (WL). В работе [2] это объяснялось тем, что время междолинных переходов за-

метно меньше, чем время дефазировки. Такое поведение ожидается для графена, сильно связанного с подложкой, при этом пространственный масштаб рассеивателей на подложке сравним с атомным, т.е. на больших траекториях в разупорядоченном графене псевдоспин может не проявляться [3]. Однако в эффектах, которые связаны с малыми траекториями (циклотронная орбита для осцилляций Шубникова–де Гааза), псевдоспин и фаза Берри должны проявляться.

Наиболее перспективной технологией синтеза графена, которая позволяет получать высококачественный материал достаточно больших размеров и в то же время может быть интегрирована в промышленное производство, представляется термодеструкция поверхности полупроводниковых подложек карбида кремния (SiC). Такие структуры также достаточно хорошо изучены [4–6], однако полного понимания влияния интерфейсного слоя не существует. В частности, это связано с тем, что вследствие дефектного характера интерфейса подвижность носителей в таких структурах существенно меньше, чем в механически нанесенных монослоях графена. В таких образцах некоторые квантовые эффекты, такие как осцилляции Шубникова–де Гааза (ШдГ), обычно проявляются слабо [7].

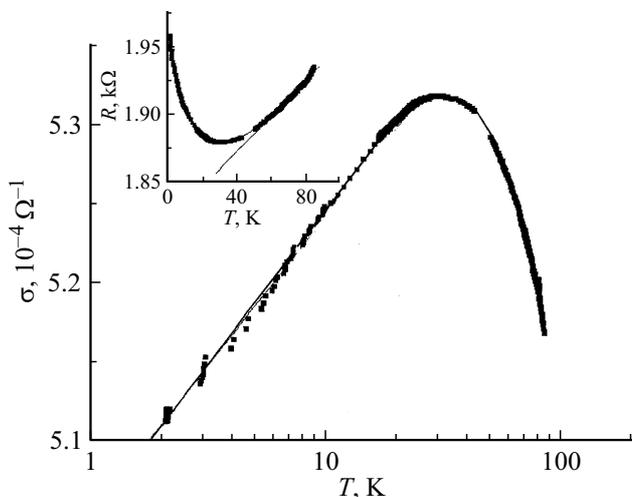
В данной работе будут представлены результаты изучения квантовых транспортных свойств графена, выращенного методом термодеструкции на поверхности SiC(0001) в среде аргона, как в слабых, так и в сильных магнитных полях, до 30 Тл. В частности, мы наблюдали очень четкую картину осцилляций ШдГ и установили наличие аномальной фазы Берри. Кроме того, впервые

наблюдался переход от слабой локализации к слабой антилокализации в магнетосопротивлении слоя графена при повышении температуры до 200 К.

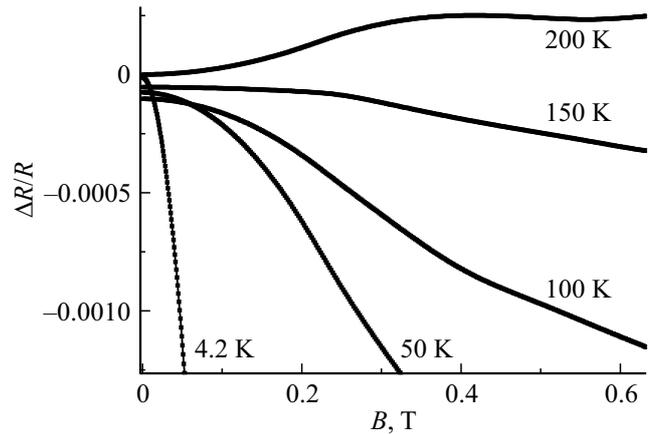
## 2. Эксперимент

Для подготовки пленок графена к проведению электрофизических измерений на поверхности образцов формировались тестовые структуры в геометрии холловского моста (Hall-bar). Топология требуемых структур была создана с применением стандартной процедуры процесса контактной фотолитографии с использованием специально разработанного комплекта фотошаблонов. В области температур 4–300 К и магнитных полей 0–35 Тл были измерены эффект Холла, проводимость и магнетосопротивление. По знаку холловского сигнала установлен электронный тип носителей. Концентрация электронов, определенная из эффекта Холла при низких магнитных полях, составляла  $1.2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$  и очень слабо менялась с температурой в диапазоне температур от 300 до 4 К. Такая большая концентрация связана с собственными дефектами на интерфейсе и означает, что химический потенциал лежит примерно на 420 мэВ выше дираковской точки [6]. В соответствии с данными эффекта Холла подвижность носителей составляла  $300\text{--}400 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  в диапазоне температур 300–4 К.

Температурная зависимость проводимости представлена на рис. 1. Начиная с высоких температур, проводимость растет (сопротивление падает) с уменьшением температуры,  $R \propto T$  (см. вставку на рис. 1), что соответствует металлическому поведению двумерных носителей заряда при рассеянии на акустических фононах [8]. Далее проводимость начинает падать с уменьшением температуры в интервале 30–2 К, при этом зависимость проводимости от  $T$  четко следует логарифмическому закону в соответствии с поведением, ожидаемым для



**Рис. 1.** Температурная зависимость проводимости при  $B = 0$ . На вставке — высокотемпературная часть зависимости сопротивления.



**Рис. 2.** Кривые магнетосопротивления в слабых магнитных полях при различных температурах.

слабой локализации — WL (т.е. интерференционной поправки в двумерную проводимость). Для графена интерференционная поправка равна (см., например, [3])

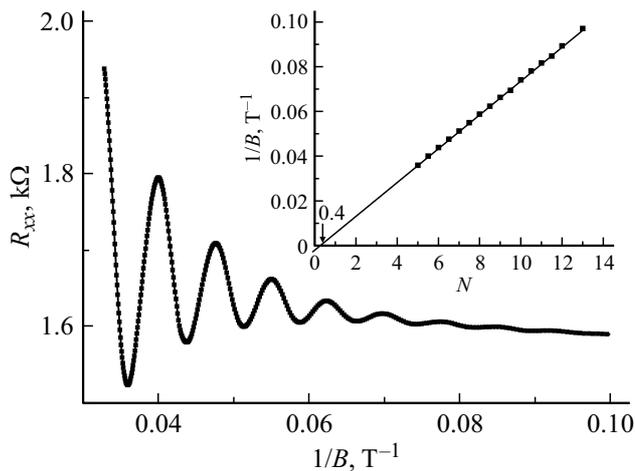
$$\Delta\sigma(T) \propto -(e^2/\pi h) \ln(\tau_\phi/\tau_{tr}), \quad (1)$$

где  $\tau_\phi \propto T^{-1}$  — время сбоя фазы,  $\tau_{tr}$  — время релаксации импульса в графене. Наклон зависимости на рис. 1 дает значение  $0.2 \cdot 10^{-4} \text{ Ом}^{-1}$  или, в терминах шкалы натуральных логарифмов,  $\sim 0.8 \cdot 10^{-5} \text{ Ом}^{-1}$ , что соответствует коэффициенту в выражении (1).

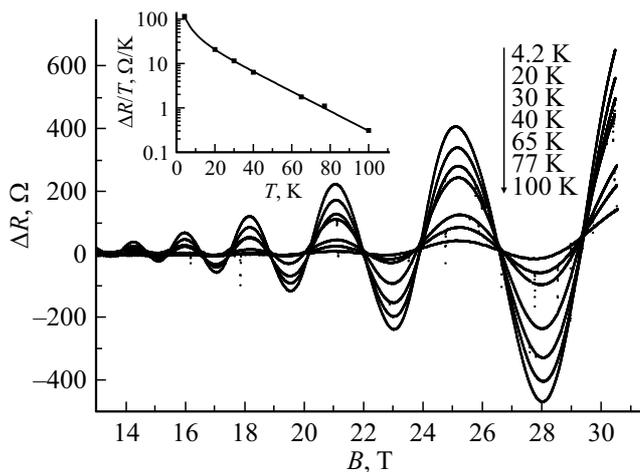
На рис. 2 показаны зависимости магнетосопротивления (магнитное поле перпендикулярно плоскости образца) при различных температурах.

В области слабых магнитных полей ( $B < 1$  Тл) и низких температур был обнаружен эффект отрицательного магнетосопротивления (ОМС), величина которого уменьшалась с ростом температуры 100–4 К. Этот эффект имеет интерференционную природу и связан с WL. Более подробное объяснение будет дано в разд. 3. С другой стороны, в области высоких температур (при  $T = 150\text{--}200$  К) в слабых магнитных полях  $\sim 0.2$  Тл наблюдался сравнительно резкий рост положительного магнетосопротивления (ПМС), тогда как дальнейший рост поля приводит к переходу к классическому квадратичному ПМС. Мы рассматриваем начальный рост ПМС как проявление слабой антилокализации (WAL), характерной для графена, вследствие свойств носителей заряда (наличие псевдоспина, приводящего к проявлению фазы Берри). Таким образом, с ростом температуры мы наблюдали переход от WL к WAL. При дальнейшем повышении температуры до 250 К интерференционные квантовые эффекты исчезают и остается классическое ПМС для свободных электронов.

Далее, было измерено магнетосопротивление и эффект Холла при  $T = 4.2$  К в сильных магнитных полях. На кривых  $R_{xy}(B)$  не было обнаружено проявления квантового эффекта Холла, на кривых  $R_{xx}(B)$  наблюдались четко выраженные осцилляции ШдГ (рис. 3).



**Рис. 3.** Кривая магнетосопротивления в масштабе обратного магнитного поля, полученная вычетом фонового МС (полином 2-го порядка). На вставке — номера уровней Ландау как функция положения максимумов (полуцелые номера) и минимумов (целые номера) для осцилляций ШдГ. Для графена отсечка по горизонтальной оси должна быть  $\beta/2\pi = 0.5$ , если фаза Берри равна  $\beta = \pi$ .



**Рис. 4.** Температурная зависимость амплитуды осцилляций ШдГ —  $A(T, B)$ . На вставке — для поля 28 Тл: точки — эксперимент, кривая — построена в соответствии с выражением (2).

На вставке к рис. 3 показаны положения максимумов (полуцелые числа уровней Ландау) и минимумов (целые числа) осцилляций ШдГ в масштабе  $1/B$ . Видно, что эта зависимость прямолинейна с наклоном  $0.00745/B$  и по оси ординат экстраполируется в  $N = (0.4 - 0.35)$ . Для графена отсечка по горизонтальной оси должна быть  $\beta/2\pi = 0.5$ , если фаза Берри равна  $\beta = \pi$ . Это означает фазовый сдвиг порядка  $\pi$  по отношению к стандартному квантованию Ландау в металлах. Этот сдвиг наблюдается в моноатомных пленках графена и связан с фазой Берри (зависимость чисел уровней Ландау от  $1/B$  экстраполируется в 0.5). В пленках

графита из-за отсутствия фазы Берри зависимость чисел уровней Ландау от  $1/B$  экстраполируется в 0 [9].

С другой стороны, частота осцилляций ШдГ  $\Delta = \phi/f \cdot n$ , где  $\phi = 4.14 \cdot 10^{-11}$  Тл  $\cdot$  см $^{-2}$  — квант магнитного потока,  $f$  — фактор вырождения,  $n$  — концентрация носителей. Для графена  $f = 4$  вследствие двойного спинового и двойного долинного вырождения. Вычисление концентрации носителей из частоты дает значение  $1.3 \cdot 10^{13}$  см $^{-2}$ , что хорошо совпадает с холловскими данными для 4.2 К. Поскольку осцилляции были хорошо видны до 100–150 К, была построена температурная зависимость амплитуды  $A(T, B)$  (см. рис. 4):

$$A(T, B)/T = (2\mu\pi^2 k_B / h\omega_c) \cdot (1 / \sin h(2\pi^2 k_B T / h\omega_c)),$$

$$\omega_c = eB / mc. \tag{2}$$

Кривая хорошо ложится на экспериментальные точки, значение приведенной массы для электронов  $m^* = 0.08m_0$ . Для графена эффективная масса электронов сильно растет вблизи дираковской точки с ростом концентрации носителей.

$$m = E_F / v_F = (\pi\hbar^2 n / v_F^2)^{1/2}, \tag{3}$$

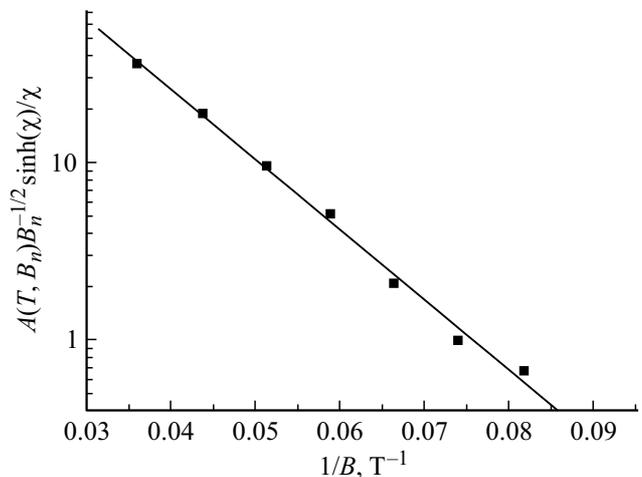
где  $n$  — концентрация носителей,  $v_F = 1.1 \cdot 10^8$  см/с. Для  $n = 1 \cdot 10^{13}$  см $^{-2}$  получается  $m^* = 0.07m_0$ , что неплохо согласуется с нашей оценкой.

Несмотря на низкую подвижность, можно четко наблюдать порядка 10 осцилляций и построить зависимость амплитуды осцилляций от ее номера или график Дингла при  $T = 4.2$  К (рис. 5).

$$\ln [(A(T, B_n) \cdot B_n^{-1/2} \cdot \sin h\chi) / \chi] = C - \pi m^* e\tau_q (1/B_n),$$

$$\chi = 2\pi^2 k_B T / h\omega_c. \tag{4}$$

Отсюда, зная эффективную массу графена для данной концентрации  $m^* = 0.08m_0$ , можно оценить  $\tau_q$  квантовое время жизни  $\simeq 14.5 \cdot 10^{-15}$  с. Линейная зависимость показывает, что это время не зависит от магнитного поля. Полученное таким образом квантовое



**Рис. 5.** Зависимость амплитуды осцилляций от ее номера при  $T = 4.2$  К.

время жизни можно сравнить с транспортным временем  $\tau_t$ , полученным из значений холловской подвижности  $\mu_h = 400 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  при  $T = 4.2 \text{ К}$ . Вычисленное значение  $\tau_t = \mu_h m^* / e \simeq 20 \cdot 10^{-15} \text{ с}$ , отношение  $\tau_t / \tau_q = 1.4$ . Превышение значения  $\tau_t$  над  $\tau_q$  является естественным, поскольку квантовое („уходное“) время релаксации всегда меньше, чем транспортное (поскольку учитывает рассеяние на любые углы, тогда как транспортное учитывает лишь рассеяние на достаточно большие углы, приводящее к релаксации импульса). Таким образом, низкотемпературные данные в высоких магнитных полях: наличие фазы Берри (необычным является ее отклонение от стандартной величины в меньшую сторону) и 4-кратное вырождение спектра носителей, а также значение приведенной массы для электронов  $m^* = 0.08m_0$  подтверждают, что проводимость соответствует проводимости однослойного графена. Данные эффекты характерны для графена и слабо чувствительны к дефектам на подложке [10].

### 3. Обсуждение результатов

Как было показано в данных образцах графена, на SiC наблюдаются хорошо выраженные осцилляции ШдГ, несмотря на низкие значения подвижности и высокие концентрации носителей. Это связано с применением высоких магнитных полей до 30 Тл. Как легко оценить, значение ларморовской частоты в полях 30 Тл для эффективной массы  $0.08m_0$  составляет  $10^{14} \text{ с}^{-1}$ , так что интервал между уровнями Ландау составляет примерно 70 мэВ. Соответственно, учитывая, что положение уровня Ферми для концентрации  $1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$  порядка 400 мэВ [6], число наблюдаемых осцилляций составляет порядка 6, что согласуется с экспериментом. С другой стороны, циклотронный период при этом может оказаться недостаточно малым по сравнению с временем междолинного рассеяния (время релаксации, определенное из графиков Дингла, составляет  $1.3 \cdot 10^{-14} \text{ с}$ ), чтобы обеспечить идеальную проработку фазы Берри. Последнее обстоятельство может объяснять отличие наблюдаемого значения фазы Берри от „идеального“ значения  $\pi$ , которое бы обеспечило отсечку на вставке к рис. 3, равную 0.5.

Далее было показано, что в данных образцах наблюдается переход от отрицательного магнетосопротивления (слабая локализация) к положительному (слабая антилокализация) с ростом температуры. Как известно, в слабых полях интерференционная поправка к магнетопроводимости в графене, возникающая в результате разложения общего выражения для проводимости по магнитному полю, может быть оценена как (см., например, [3])

$$\Delta\sigma(B) = (e^2/24\pi h)(4eDB\tau_\phi / ch)^2 \times [1 - 1/(1 + 2\tau_\phi/\tau_i)^2 - 2/(1 + \tau_\phi/\tau_i + \tau_\phi/\tau_0)^2], \quad (5)$$

где  $D$  — коэффициент диффузии,  $\tau_\phi$  — время сбоя фазы,  $\tau_i$  и  $\tau_0$  — характерные времена междолинной и внутридолинной релаксации соответственно. Прежде всего заметим, что при  $\tau_\phi < \tau_i$  фактор

$$(4eDB\tau_\phi / ch)^2$$

в уравнении [3] описывает квадратичное по полю ОМС (отношение магнитного потока, пронизывающего контур с масштабом длины дефазировки  $D\tau_\phi$  и в области слабых полей, полагается малым). В области более сильных полей вместо этого, квадратичного по полю, фактора возникает логарифмический. Таким образом, мы можем грубо оценить время  $\tau_\phi$ , оценив (для данной температуры) значение поля, при котором указанный фактор сравнивается с единицей. Из рис. 2 соответствующие значения полей можно оценить как  $1.6 \cdot 10^{-1} \text{ Тл}$  ( $T = 100 \text{ К}$ ),  $0.8 \cdot 10^{-1} \text{ Тл}$  ( $T = 50 \text{ К}$ ) и  $0.7 \cdot 10^{-2} \text{ Тл}$  ( $T = 4.2 \text{ К}$ ). Имея в виду, что  $D = \tau_i v_F^2 / 2$ , и подставляя соответствующие значения для  $\tau_i \sim 2 \cdot 10^{-14} \text{ с}$ ,  $v_F \sim 10^8 \text{ см/с}$ , получаем для 4.2 К  $\tau_\phi \sim 0.5 \cdot 10^{-11} \text{ с}$ , для 50 К  $\tau_\phi \sim 0.6 \cdot 10^{-12} \text{ с}$ , тогда как для температур 100 К  $\tau_\phi \sim 0.3 \cdot 10^{-12} \text{ с}$ ; изменение  $\tau_\phi(T)$  хорошо описывается законом  $\propto T^{-1}$ , ожидаемым для электрон-электронного рассеяния. Эти обстоятельства позволяют сделать вывод о том, что наблюдаемое поведение  $\Delta\sigma(B)$ , так же как и поведение  $\Delta\sigma(T)$ , действительно связано с интерференционными эффектами.

В свою очередь фактор второго члена в квадратных скобках в уравнении (5) определяется соотношением между  $\tau_\phi$  и  $\tau_i$ . В частности, для достаточно больших температур этот фактор — независимо от величины магнитного поля — приводит к ПМС или к слабой антилокализации. Таким образом, поведение образца в слабых полях определяется соотношением междолинного рассеяния и рассеянием с потерей фазы, тогда как последнее чувствительно к температуре. Поскольку наблюдения квантовых поправок в слабых полях возможно лишь при достаточно низкой температуре, достаточно типичным обычно полагается переход от слабой локализации к слабой антилокализации с ростом поля [7]. Действительно, с ростом поля становятся актуальными все более короткие траектории, и междолинное рассеяние (проявляющееся в области слабых полей) перестает быть актуальным. Мы имеем дело с несколько иной ситуацией, когда поля являются существенно более сильными, чем в экспериментах [7]. Во всяком случае, в области сравнительно малых температур, когда длина дефазировки велика, во всей наблюдаемой области полей мы имеем дело лишь со слабой локализацией (вклад очень малых траекторий является пренебрежимо малым). В то же время в области сильных полей начинает проявляться чисто классический, квадратичный по полю механизм, о котором мы писали выше. Что же касается области высоких температур (которые, как правило, не рассматривались в предыдущих экспериментах в силу недостаточной величины использовавшихся полей), то,

как мы видим, в области слабых полей обнаруживается достаточно заметный и сравнительно резкий рост положительного магнетосопротивления, который мы связываем с проявлением антилокализации на сравнительно коротких траекториях (обусловленных малостью длины сбега фазы при больших температурах). Затем следует сравнительно плавный рост, обусловленный классическим магнетосопротивлением. Поэтому мы подчеркиваем, что в наших экспериментах мы наблюдаем кроссовер от слабой локализации к слабой антилокализации не с ростом магнитного поля (как в прежних экспериментах [7]), а с ростом температуры. А именно в области малых температур в слабых полях наблюдается слабая локализация, а в области высоких температур — слабая антилокализация, тогда как дальнейший рост поля в обоих случаях приводит к переходу к классическому магнетосопротивлению.

С целью качественного обсуждения этого перехода отметим, что если грубо оценивать классическую магнетопроводимость как  $(\Delta\sigma)_{cl} \sim -\sigma(\Omega\tau)^2$ , где  $\Omega$  — лармовская частота,  $\tau$  — транспортное время релаксации, то отношение интерференционной поправки  $(\Delta\sigma)_{int}$  к классической можно переписать в виде

$$(\Delta\sigma)_{int}/(\Delta\sigma)_{cl} \sim C((e^2/h)/\sigma)(\varepsilon\tau_\phi/h) \cdot [A], \quad (6)$$

где  $\varepsilon$  — энергия,  $C$  — некоторый численный коэффициент,  $A$  зависит от соотношения между соответствующими временами релаксации. Можно усмотреть, что знак интерференционной поправки зависит от знака  $A$ , причем при больших временах  $\tau_\phi$  (по сравнению с  $\tau_i$ ) знак  $A$  отрицательный (слабая локализация), тогда как с ростом температуры, когда  $\tau_\phi$  резко уменьшается, знак меняется — антилокализация. Качественно, антилокализационное поведение обусловлено тем, что характерное время движения по замкнутой траектории, ответственной за интерференционное поведение (ограниченное значением  $\tau_\phi$ ), в соответствующей ситуации оказывается меньше времени междолинных переходов. Соответственно для таких траекторий фаза Берри проявляется в полной мере, и антилокализационное поведение, типичное для изолированных слоев графена, восстанавливается. При этом в соответствующей области магнитных полей, где справедливо выражение (5), как видно из (6), интерференционная поправка может превосходить классическое магнетосопротивление (в силу большого значения параметра)  $\varepsilon\tau_\phi/h$ , если отношение  $(e^2/h)/\sigma$  не слишком мало. Однако с ростом поля в условиях, когда параметр

$$4\Omega\tau(\varepsilon\tau_\phi)/h$$

становится больше единицы, зависимость интерференционной поправки от магнитного поля становится значительно более слабой (логарифмической), тогда как классический эффект сохраняет квадратичную зависимость от поля. В результате при более сильных полях классический вклад становится преобладающим (и таким образом квадратичным по магнитному полю). Так

что итоговая зависимость проводимости от поля должна быть квадратичной в слабых и сильных полях, обнаруживая участок более слабой зависимости от поля.

## 4. Заключение

Таким образом, графен, полученный на поверхности SiC методом термодеструкции, обнаруживает ряд несомненных свойств, характерных для графена. Наблюдается выраженная картина осцилляций ШдГ в сильных полях, которая показывает 4-кратное вырождение спектра носителей вследствие двойного спинового и двойного долинного вырождения. Кроме того, было установлено наличие фазы аномальной Берри, ее отличие от „идеального“ значения  $\pi$ . Оцененное из температурной зависимости амплитуды осцилляций ШдГ значение приведенной массы для данных сильно легированных образцов графена составляет  $m^* = 0.08m_0$ . Впервые для данных структур в кривых магнетосопротивления наблюдался переход от слабой локализации к слабой антилокализации (последняя является подписью изоспина в графене) при повышении температуры до 200 К. Интересно, что в графене на SiC эффект слабой антилокализации наблюдается при достаточно высоких температурах вследствие слабого электрон-фононного рассеяния [2].

Авторы признательны В.И. Козубу за прочтение и полезные обсуждения рукописи.

## Список литературы

- [1] Y. Zhang, Y.-W. Tan, H.L. Stormer, P. Kim. Nature Lett., **438**, 201 (2005).
- [2] F.V. Tikhonenko, A.A. Kozikov, A.K. Savchenko, R.V. Gorbachev. Phys. Rev. Lett., **103**, 226801 (2009).
- [3] E. Mc Cann, K. Kechedzhi, V.I. Fal'ko, H. Suzuura, T. Ando, B.L. Altshuler. Phys. Rev. Lett., **97**, 146805 (2006).
- [4] E. Tiras, S. Ardali, T. Tiras, E. Arslan, S. Cakmakyapan, O. Kazar, J. Hassan, E. Janzben, E. Ozbay. J. Appl. Phys., **113**, 043708 (2013).
- [5] E. Arslan, S. Ardali, E. Tiras, S. Cakmakyapan, E. Ozbay. Phil. Mag., **97** (3), 187 (2017).
- [6] C. Reidl, C. Coletti, U. Starke. J. Phys. D: Appl. Phys., **43**, 374009 (2010).
- [7] X. Wu, X. Li, Z. Song, C. Berger, W.A. de Heer. Phys. Rev. Lett., **98**, 136801 (2007).
- [8] В. Карпус. ФТП, **20**, 12 (1986).
- [9] K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov, D. Jiang, M.I. Katsnelson, I.V. Grigorieva, S.V. Dubonos, A.A. Firsov. Nature Lett., **438**, 197 (2005).
- [10] K. Bennaceur, J. Guillemette, P.L. Lefevre, N. Cottene, F. Mahvash, N. Hemsworth, A. Kumar, Y. Murata, S. Heun, M.O. Goerbig, C. Proust, M. Siaz, R. Martel, G. Gervais, T. Szkopek. Phys. Rev. B, **92**, 125410 (2015).

Редактор Г.А. Оганесян

## Transition between electron localization and antilocalization as well as manifestation of Berry's phase in graphene on the surface of SiC

*N.V. Agrinskaya*<sup>1</sup>, *A.A. Lebedev*<sup>1</sup>, *S.P. Lebedev*<sup>3</sup>,  
*M.A. Shakhov*<sup>1</sup>, *E. Lahderanta*<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Ioffe Institute,  
194021 St. Petersburg, Russia

<sup>2</sup> Department of Mathematics and Physics,  
Lappeenranta University of Technology,  
Lappeenranta, Finland

<sup>3</sup> University ITMO,  
197101 St. Petersburg, Russia

**Abstract** It is shown that transport properties of graphitized silicon carbide are controlled by surface graphene layer strongly doped by electrons. At weak magnetic fields and low temperatures a negative magnetoresistance being a consequence of weak localization was observed. We present a first observation in these samples of a crossover in magnetoresistance from weak localization to weak antilocalization (the latter is a manifestation of isospin in graphene). The pronounced picture of Shubnikov–de Haas oscillations was observed at strong magnetic fields (up to 30 T) which demonstrated 4-fold degeneration of carrier spectrum due to double spin degeneration and double valley degeneration. We also observed a manifestation of the Berry phase. The electron effective mass was estimated to be  $m^* = 0.08m_0$  which is characteristic for graphene with high carrier concentration.