

06

Электронный переход металл—изолятор в графите: сравнение с гетероструктурами с высокой подвижностью носителей заряда

© Е.В. Коненкова, D. Grundler, M. Morgenstern, R. Wiesendanger

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

Institute of Applied Physics, Hamburg, Germany

II. Institute of Experimental Physics, RWTH Aachen, 52056 Aachen, Germany

Поступило в Редакцию 7 июня 2007 г.

Экспериментально изучены условия перехода электронной системы в высокоориентированном пиролиитическом графите (НОРГ) из состояния „изолятора“ в состояние „металла“. Исследования проводились с использованием магнитотранспортных измерений в интервале температур от 0.3 до 150 К. Установлено, что при слабых магнитных полях, когда величина поля (B) меньше критической (B_c), $B < B_c \sim 0.05$ Т наблюдается классическое магнитосопротивление, а при $B > B_c$ температурная зависимость сопротивления определяется состоянием „изолятора“ (I) или „металла“ (M) для электронов. Причем переход M–I по аналогии с переходом в гетероструктурах с двумерным электронным газом может быть описан законом $T_c \sim (B - B_c)^k$, где $k = 0.25$, и связан со спин-орбитальным взаимодействием электронных волн.

PACS: 71.30.+h, 73.43.Qt

Переход металл—изолятор (МИ) — одно из наиболее интересных явлений в физике двумерных электронных систем [1] — был экспериментально обнаружен в легированных полупроводниках [2], в двумерных системах с высокой подвижностью [3], в том числе в МОП полевых транзисторах на основе кремния [4] и в НОРГ, который при приложении магнитного поля проявляет свойства квазидвумерной системы [5–7]. Графит имеет слоистую анизотропную структуру с низкой плотностью электронов и дырок ($n = p = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) [7]. Эффективная масса электронов в такой структуре различается: в направлении, параллельном плоскости слоев, равна $m^* \approx 0.04m_0$, а в направлении, перпендикулярном слоям, — $m^* \approx 10m_0$ [8]. При приложении магнит-

ного поля, перпендикулярного поверхности графита, при температуре порядка 1 К, система переходит в состояние квантового ограничения [9].

Экспериментальное изучение условий МИТ в HOPG обнаружило существенное различие зависимости $T_c = f(B_c)$ — диаграммы электронного перехода в координатах T_c и B_c :

$$T_c = 26.7 \cdot (19 - 0.25B) \exp\left(-\frac{140}{B} [10]\right)$$

или

$$T_c = 21.5 \cdot \left[1 - \left(\frac{H_c}{H}\right)^2\right] \sqrt{H},$$

где H и B связаны соотношением $B = \mu_0 H$ [5].

Существуют несколько моделей, в которых предпринимались попытки объяснить механизм перехода металл–изолятор в графите. Так, в [11,12] переход анализируется на основе классической двухзонной модели, в [5] — на основе возникновения сверхпроводящей фазы. В [13,14] предлагается модель, в которой магнитное поле открывает экситонную зону при кулоновском взаимодействии квазичастиц и зависимость $T_c \sim (B - B_c)^{0.5}$. В [15] предполагается возникновение каскада переходов I–M–I, причем МИТ связан с $T_c \sim (B - B_c)^k$, где $k = 0.45 + 0.05$.

В данной работе экспериментальные значения диаграммы перехода $T_c = f(B_c)$ по аналогии с МИТ в гетероструктурах с двумерным электронным газом (2DEG) связываются со спин-орбитальным взаимодействием электронных волн.

Экспериментальные факты. Магнитотранспортные измерения проводились в диапазоне температур от 0.3 до 150 К при изменении величины магнитного поля B от 0 до 9 Т. Поле прикладывалось параллельно гексагональной оси c образцов HOPG, полученных из GE Advanced Ceramics, у которых угол рентгеновской кривой качания был $\text{FWHM} = 0.4 - 1.4^\circ$.

Измерения показывают, что в зависимости от величины магнитного поля поведение сопротивления R является как „металл“-подобным, при котором сопротивление растет с ростом температуры $dR/dT > 0$, так и „изолятор“-подобным, при котором сопротивление уменьшается при увеличении температуры, т.е. $dR/dT < 0$ (рис. 1). Видно, что существует критическое магнитное поле $B_c = 0.05$ Т и при $B < B_c$ сопротивление имеет „металл“-подобный характер (рис. 1, а) и критическая

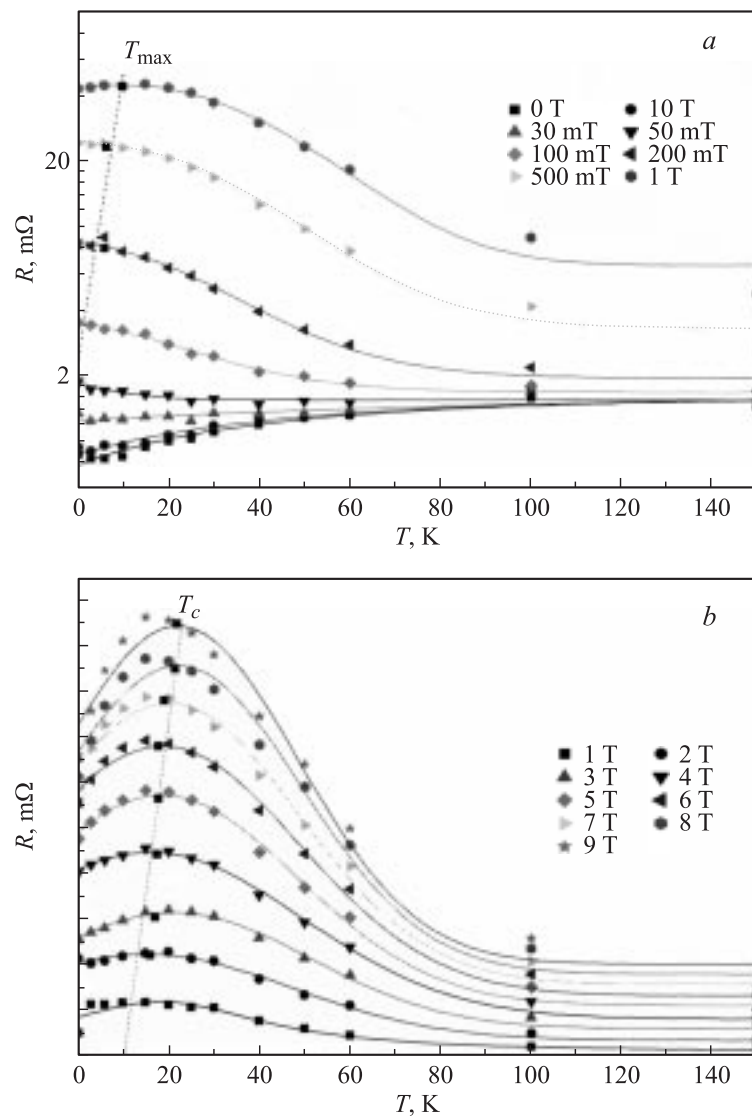


Рис. 1. Температурная зависимость магнитосопротивления HOPG при приложении различных магнитных полей.

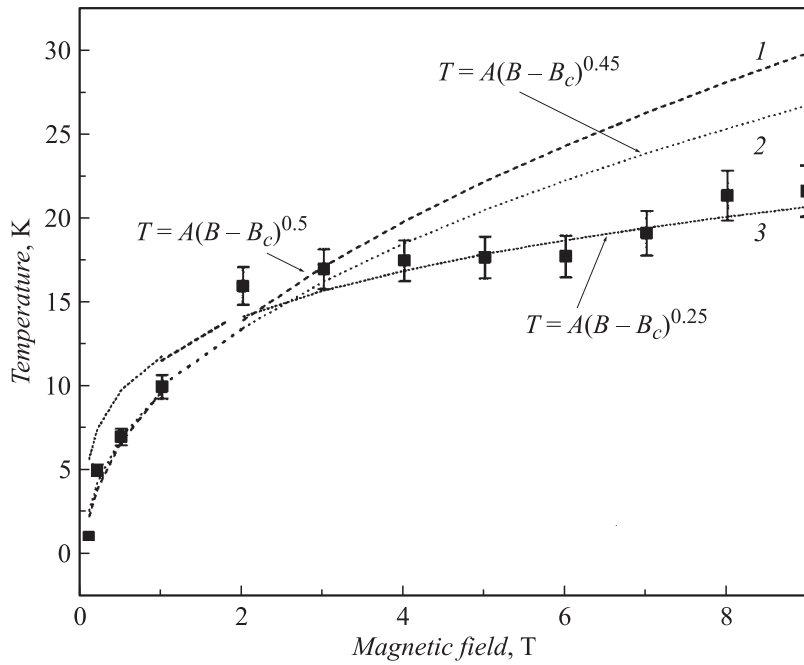


Рис. 2. Температурная зависимость перехода металл (низ)—изолятор (верх) от величины приложенного магнитного поля для графита HOPG; квадрат — наш эксперимент, пунктирными линиями отмечены зависимости перехода металл—изолятор, рассчитанные по моделям: 1 — [14], 2 — [15], 3 — наша аппроксимация.

температура T_c , выше которой сопротивление образцов уменьшается с ростом температуры, что характерно для диэлектриков, а ниже которой сопротивление с температурой увеличивается (рис. 1, *b*), что характерно для металлов.

Полученные нами экспериментальные данные критической напряженности магнитного поля B_c от температуры, при которой в графите происходит переход из состояния „изолятора“ в „металлическое“ состояние, представлены на рис. 2. Видно, что ни одна из перечисленных выше моделей не совпадает с экспериментальными данными и, следовательно, представления о механизме перехода изолятор—металл

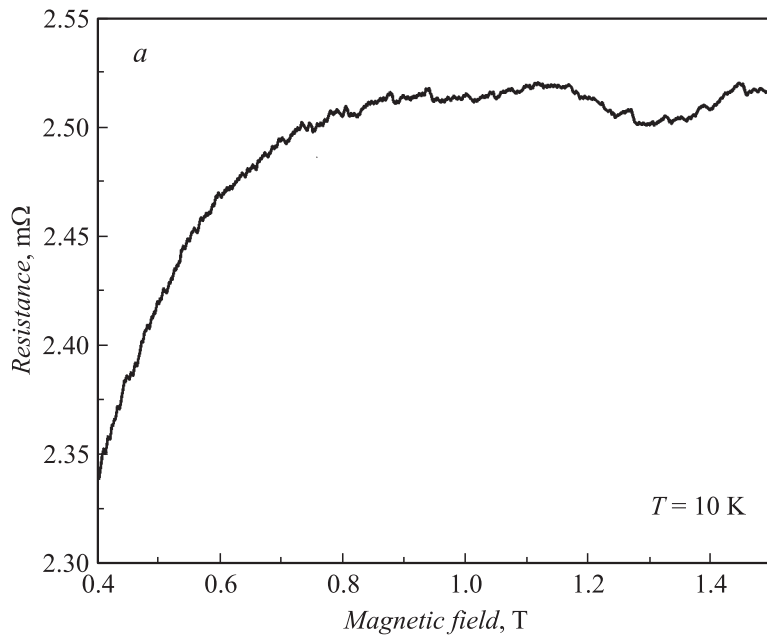


Рис. 3. Осцилляции Шубникова–де-Гааза в NOPG, измеренные при $T = 10$ К (a — изолятор) и $T = 0.3$ К (b — металл).

в графите, находящемся в магнитном поле, можно расширить за счет модели MIT в 2DEG-гетероструктурах.

Измерения эффекта Холла в графите показали, что в условиях „металлического“ состояния наблюдались осцилляции Шубникова–де-Гааза и образовывались двумерные электроны, в то время как в условиях состояния „изолятора“ осцилляции не наблюдались (рис. 3).

Расстояние между максимумами осциллирующих пиков увеличивается при возрастании поля B , а значения минимумов пиков осцилляций Шубникова–де-Гааза находятся в хорошем согласии с теоретическими значениями, рассчитанными для состояния квантового ограничения [16] (табл. 1).

Факт проявления осцилляций Шубникова–де-Гааза и несогласие экспериментальных данных с известными моделями наводит нас на мысль о возможности подойти к объяснению явления перехода металл–

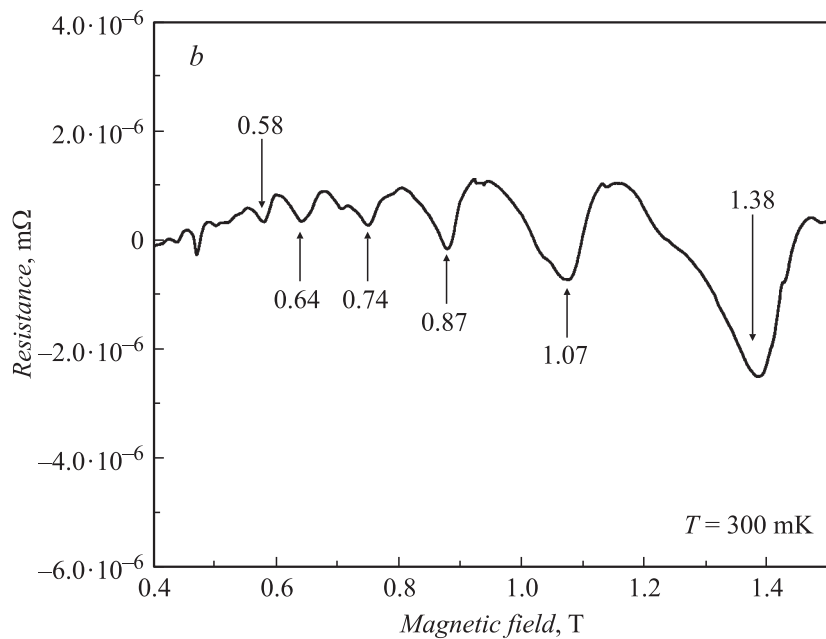


Рис. 3 (продолжение).

Таблица 1.

Уровень Ландау	Значение магнитного поля в минимуме осцилляций сопротивления, Т	
	Теория [16]	Эксперимент
1	3.6	3.4
2	1.99	1.92
3	1.42	1.38
4	1.10	1.07
5		0.87
6		0.74
7		0.64

изоляторы исходя как из классической модели, так и модели, присущей системам с двумерным электронным газом.

В отсутствие магнитного поля сопротивление графита (рис. 1, *a*) уменьшается согласно $R \propto 1/\mu n e$, где μ — подвижность, n — концентрация и e — заряд электронов. Поскольку с понижением температуры подвижность электронов значительно возрастает, а концентрация электронов слабо падает [17], то сопротивление графита уменьшается.

При приложении магнитного поля эта тенденция сохраняется до величины $B_c \sim 50$ мТ, однако при больших значениях магнитных полей поведение сопротивления имеет участки, когда $dR/dT > 0$ и $dR/dT < 0$, что свидетельствует о наличии перехода металл–изолятор (рис. 1). Такой переход в зависимости от величины магнитного поля и температуры можно интерпретировать на основе модели, связывающей проводимость с величиной беспорядка в системе с квантовым ограничением [18].

Известно, что для двумерного электронного газа поведение длины локализации электронной волны ξ под воздействием магнитного поля выражается $\xi = (B - B_c)^{-\nu}$, где B_c — величина критического поля перехода, ν — экспоненциальный множитель эффективной длины локализации [18]. При изучении двумерного электронного газа в гетероструктурах обнаружено, что знакопеременный характер магнитосопротивления от магнитного поля свидетельствует о влиянии спин-орбитального взаимодействия на проводимость [19].

Анализ экспериментальных данных и их интерпретации по поведению магнитосопротивления (ρ_{xx}) в гетероструктурах с 2DEG показал, что в зависимости от качества гетероструктур это поведение описывается $\rho_{xx} \propto |B - B_c|^k$, где $k = 1/\nu Z$, ν и Z — критическая и динамическая экспоненты соответственно [20]. Известно, что $Z = 1$, а величина ν зависит от спин-орбитального взаимодействия: для спин-вырожденных взаимодействий $\nu = 7/3$, а для спин-расщепленного взаимодействия $\nu = 14/3$ [20]. При изучении магнитосопротивления в 2DEG было обнаружено, что величина k принимает определенные значения, равные 0.21, 0.42 [21,22], и связана с различным механизмом спин-орбитального взаимодействия, который зависит как от качества гетеросистемы, так и от ее типа (табл. 2).

Известно [23], что при изменении системы не только проводимость, но и, что более важно, величина электрон-электронного взаимодействия эффективно изменяются, приводя не к одно-, а к двухпараметрической зависимости. При понижении температуры в первую очередь перенормируется взаимодействие. Его сильный рост означает тенденцию к

Таблица 2.

Гетеросистема	k	Ссылки
AlGaAs/GaAs	0.42	21
InGaAs/InP	0.21	22
InGaAs/InP	0.42	22

ферромагнитному или иному более сложному упорядочению в системе электронных спинов. В результате проводимость вначале падает (слабая локализация), а затем, ниже некоторой температуры T_c , взаимодействие приводит уже к делокализации.

Недавно было обнаружено, что в НОРГ величины B_c и T_c связаны соотношением $B_c \sim T_c^{-k}$ [15]. Наши экспериментальные данные для МПТ хорошо описываются зависимостью $T_c \propto (B - B_c)^{0.25}$, что существенно отличается от зависимости, полученной в [15]. По аналогии с поведением магнитосопротивления в гетероструктурах с двумерным электронным газом, где $\rho_{xx} \propto |B - B_c|^k$, мы полагаем, что в НОРГ фазовая диаграмма МПТ в координатах B_c и T_c может иметь подобную зависимость. Величина $k = 0.25$, хорошо описывающая наши экспериментальные данные, по-видимому, связана с механизмом взаимодействия спин-вырожденных волн.

Итак, МПТ в НОРГ можно представить как переход от классического магнитосопротивления в состоянии локализации (изолятор) к магнитосопротивлению со спин-орбитальным взаимодействием в состоянии квантового ограничения (металл).

В заключение. При экспериментальном изучении условий перехода электронной системы в высокоориентированном пиролитическом графите (НОРГ) из состояния „изолятора“ в состояние „металла“ было установлено, что переход металл–изолятор может быть описан законом $T \sim (B - B_c)^k$, где $k = 0.25$, и по аналогии с МПТ в гетероструктурах с 2DEG свидетельствует о переходе от классического магнитосопротивления в состоянии локализации к магнитосопротивлению со спин-орбитальным взаимодействием в состоянии квантового ограничения.

Один из авторов (Е.В. Коненкова) благодарен профессору С.А. Кушкину за полезные дискуссии.

Настоящая работа выполнена при поддержке Санкт-Петербургского научного центра.

Список литературы

- [1] Kivelson S., Lee D.H., Zhang S.C. // Phys. Rev. B. 1992. V. 46. P. 2223.
- [2] Rosenbaum T.F., Milligan R.E., Paalanen M.A., Thomas G.A., Bhatt R.N., Lin W. // Phys. Rev. B. 1983. V. 27. P. 7509.
- [3] Shabar D., Tsui D.C., Cunningham J.E. // Phys. Rev. B. 1995. V. 52. P. 14372.
- [4] Abrahams E., Kravchenko S.V., Sarachik M.P. // Rev. Mod. Phys. 2001. V. 73. P. 251.
- [5] Kopelevich Y., Torres J.H.S., da Silva R.R., Mrowka F., Kempa H., Esquinazi P. // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 90. P. 156402.
- [6] Suzuki M., Suzuki I.S., Lee R., Walter J. // Phys. Rev. B. 2002. V. 66. P. 014533.
- [7] Kopelevich Y., Lemanov V.V., Moehlecke S., Torres J.H.S. // ФТТ. 1999. Т. 41. С. 2135.
- [8] Iye Y. // Phil. Trans. R. Soc. Lond. A. 1998. V. 356. P. 157.
- [9] Yoshioka D., Fukuyama H. // J. Phys. Soc. Japan. 1981. V. 50. P. 725.
- [10] Ochimizu H., Takamasu T., Takeyama S., Sasaki S., Miura N. // Phys. Rev. B. 1992. V. 46. P. 1986.
- [11] Tokumoto T. et al. // Solid State Commun. 2004. V. 129. P. 599.
- [12] Du X. et al. // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 94. P. 166601.
- [13] Khveshchenko D.V. // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87. P. 206401.
- [14] Gorbar E.V., Gusynin V.P., Miransky V.A., Shovkovy I.A. // Phys. Rev. B. 2002. V. 66. P. 045108.
- [15] Kopelevich Y. et al. // Phys. Rev. B. 2006. V. 73. P. 165128.
- [16] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. 5. Ч. 1. М.: Физматлит, 2002.
- [17] Tokumoto T., Jolibion E., Choi E.S., Oshima Y., Brooks J.S. // Solid State Comm. 2004. V. 129. P. 599.
- [18] Pruisken A.M.M. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. P. 1297.
- [19] Быканов Д.Д., Новиков С.В., Полянская Т.А., Савельев И.Г. // ФТП. 2002. Т. 36. С. 1475.
- [20] Engel L.W., Shahar D., Kurdak C., Tsui D.C. // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 71. P. 2638.
- [21] Koch S., Haug R.J., Klitzing K.V., Ploog K. // Phys. Rev. B. 1991. V. 43. P. 6828.
- [22] Hwang S.W., Wei H.P., Engel L.W., Tsui D.C., Pruisken A.M.M. // Phys. Rev. B. 1993. V. 43. P. 11416.
- [23] Finkelstein A.M. // Z. Phys. B. 1984. V. 56. P. 189.