

PACS numbers: 72.60.+g, 73.20.-r, 73.21.Hb, 73.43.Qt, 73.63.Nm, 81.07.Gf, 85.35.Be

Осцилляции Ааронова–Бома в монокристаллических нанонитях Вi

Л. А. Конопко^{*,**}, А. А. Николаева^{*,**}, Т. Е. Хубер^{***}

**Институт электронной инженерии и нанотехнологий АН Молдовы,
ул. Академическая, 3/3,
MD-2028 Кишинёв, Молдова*

***Международная лаборатория сильных магнитных полей
и низких температур,
ул. Гайовицкая, 95,
53-421 Вроцлав, Польша*

****Department of Chemistry, Howard University,
525 College Street,
NW, Washington, DC 20059, U.S.A.*

Представлены результаты исследования магнитосопротивления (МС) монокристаллических Вi-нанопроводов диаметром $d < 80$ нм. Монокристаллические нанопроволоки были изготовлены по технологии Тэйлора–Улитовского. В связи с переходом полуметалл–полупроводник в жиле нанопроволоки и большой плотностью поверхностных состояний с сильным спин-орбитальным взаимодействием движение носителей заряда ограничено трубкой из поверхностных состояний. В продольном МС обнаружены осцилляции Ааронова–Бома с двумя периодами ΔB , пропорциональными h/e и $h/2e$, причём, в осцилляциях $h/2e$ наблюдалось проявление фазы Берри. Эквидистантные по прямому полю осцилляции МС существуют, и при поперечной ориентации магнитного поля период осцилляций зависит от диаметра нанопроволоки d , как и в случае продольного МС. Представлена интерпретация обнаруженных осцилляций МС.

Наведено результати дослідження магнетоопору (МО) монокристалічних Вi-нанодротів діаметром $d < 80$ нм. Монокристалічні нанодрооти було виготовлено за технологією Тейлора–Улітовського. У зв'язку з переходом напівметал–напівпровідник у жилі нанодроту і великою густиною поверхневих станів з сильною спин-орбітальною взаємодією рух носіїв заряду обмежено руркою з поверхневих станів. У поздовжньому МО виявлено осциляції Ааронова–Бома з двома періодами ΔB , пропорційними h/e і $h/2e$, причём, в осциляції $h/2e$ спостерігався прояв фази Беррі. Еквідистантно за прямим полем осциляції МО існують, і за поперечної орієнтації магнетного поля період осциляцій залежить від діаметра нанодроту d , як і у випадку поздовжнього

МО. Представлено інтерпретацію виявлених осциляції МС.

The results of magnetoresistance (MR) studies of single-crystal Bi nanowires with diameter of $d < 80$ nm are presented. The single-crystal nanowire samples are prepared by means of the Taylor–Ulitsky technique. Due to semimetal-to-semiconductor transition and high density of surface states with strong spin–orbit interaction, the charge carriers are confined to the conducting tube formed by surface states. The Aharonov–Bohm oscillations extracted from the longitudinal MR with two periods of ΔB , which are proportional to h/e and $h/2e$, are observed. Manifestation of Berry phase is revealed in $h/2e$ oscillations. However, even in the case of transverse magnetic field, there are equidistant oscillations of MR, and their period depends on the wire diameter, d , just as in the case of longitudinal MR. An interpretation of detected MR oscillations is presented.

Ключевые слова: висмут, нанопроволоки, осцилляции Ааронова–Бома, поверхностные состояния, фаза Берри.

(Получено 19 октября 2010 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

Мезоскопические системы интенсивно исследовались на протяжении нескольких десятилетий. Свойства одномерных систем или квантовых проволок были исследованы теоретически, Bi нанопровода были изучены Хиксом и Дрессельхауз [1]. Поверхность Ферми полуметалла Bi состоит из малых дырочного и трёх электронных квазиэллипсоидальных карманов (рис. 1), причём, длина волны Ферми λ_F — очень

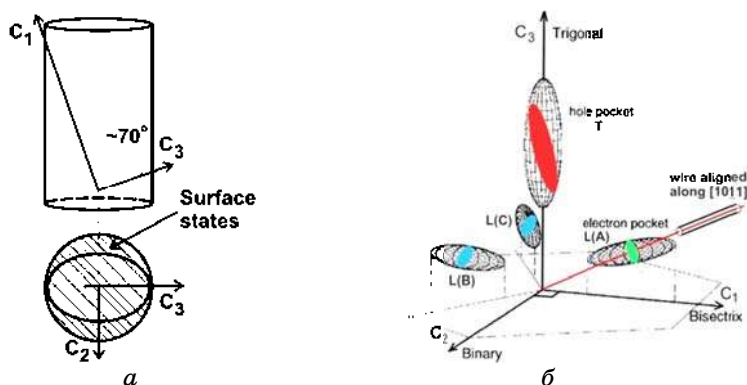


Рис. 1. *a* — схематическое изображение ориентации главных кристаллографических осей относительно нанопроволоки Bi. Глубина проникновения поверхностных состояний в нанопроволоке зависит от ориентации; *b* — поверхность Ферми Bi и ориентация нанопроволоки Bi.

большая (около 50 нм). Висмут — особенно благоприятный материал для изучения электронных свойств квантовых проволок из-за малой эффективной массы и высокой подвижности носителей. Квантовые размерные эффекты, которые уменьшают эффективное перекрытие энергетических зон, E_0 , становятся существенными для квантовых проволок с диаметром $d \approx 2\hbar / (2m^* E_0)^{1/2}$, где m^* — эффективная масса носителей в поперечном по отношению к оси проволоки направлении. Подробные вычисления [2] показывают, что переход полуметалл–полупроводник (ПМП) происходит при $d \approx 55$ нм для нанопроводов с ориентацией вдоль тригонального направления. Исследования поверхностей Вi, выполненные с помощью фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES), показали, что они содержат поверхностные состояния с концентрацией носителей $\Sigma \approx 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ и с большой эффективной массой $m_\Sigma \approx 0,3m_0$ [3]. Наблюдаемые эффекты соответствуют теории поверхности немагнитных проводников, в которой Рашба спин-орбитальное взаимодействие приводит к значительным концентрациям носителей на поверхности. Учитывая объёмные концентрации электронов n и дырок p (в нелегированном Вi, $n = p = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при 4 К) и поверхностную концентрацию Σ , измеренную с помощью ARPES, можно ожидать, что поверхностные носители при низких температурах станут основными в нанопроводах с диаметром $d < 100$ нм; отношение концентрации поверхностных носителей к концентрации электронов или дырок в массивных образцах равно 12 для нанопроволоки 55 нм. В этом смысле нанопроволоки Вi должны стать эффективными нанотрубками.

В присутствии магнитного потока осцилляции МС, эквидистантные по прямому магнитному полю, — осцилляции Ааронова–Бома (АВ), — могут наблюдаться в двусвязных системах [4]. Для нормального металла период этих осцилляций пропорционален кванту потока $\Phi_0 = h/e$. Такие эффекты должны исчезать, как только длина свободного пробега электронов становится меньше, чем характерный размер системы. Для неупорядоченных цилиндрических образцов с малой длиной свободного пробега (по сравнению с длиной окружности цилиндра) АВ-осцилляции с периодом, пропорциональным $h/2e$, были предсказаны Альтшлером, Ароновым и Спиваком (ААС) [5]. Этот эффект возникает из-за интерференции пары когерентных электронных волн, распространяющихся вокруг цилиндра в двух противоположных направлениях и характерен для неупорядоченных проводников. Осцилляции АВ и ААС наблюдались в различных проводящих кольцах, трубках, многослойных углеродных нанотрубках и в массивах, состоящих из 270 нм Вi нанопроводов [6].

Экспериментальное исследование МС тонких монокристаллических микропроводов висмута в стеклянной изоляции, полученных методом Улитовского, в диапазоне диаметров 200–800 нм с большой длиной свободного пробега l выявили осцилляции продольного

МС с периодом h/e при $r_L, l > d/2$, где r_L — ларморовский радиус траектории электрона [7]. В этом случае теоретические исследования были сосредоточены на модели шепчущей галереи для электронов с малыми эффективными массами, которые вблизи поверхности проволоки образуют хорошо проводящие области. Период этих осцилляций зависит от угла α между осью образца и направлением магнитного поля и определяется выражением $\Delta B(\alpha) = \Delta B(0)/\cos\alpha$, такая зависимость является характерной чертой размерных осцилляций типа «квантования потока» [8], эти осцилляции исчезают в поперечной ориентации магнитного поля, когда $\alpha = 90^\circ$.

С момента открытия эффекта АВ интенсивно изучалась и фаза осцилляций. Берри показал, [9] что даже в отсутствие электромагнитных полей, когда квантовое состояние адиабатически эволюционирует вдоль замкнутой кривой в параметрическом пространстве, оно приобретает фазовый сдвиг, который зависит только от этой кривой. Для наблюдения фазы Берри в электронной системе со спином в работе [10] предлагается изучать электронный транспорт в мезоскопических кольцевых структурах в присутствии ориентационно неоднородного магнитного поля.

Настоящая статья посвящена экспериментальным исследованиям эквидистантных в прямом магнитном поле квантовых размерных осцилляций МС висмутовых монокристаллических нанопроволок с диаметром $d < 80$ нм. Осцилляции наблюдались при гелиевых температурах во всем диапазоне магнитных полей до 14 Тл.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Образцы нанопроволок были изготовлены по усовершенствованной технологии Улитовского [11] высокочастотным литьем из жидкой фазы в стеклянный капилляр и представляли собой цилиндрические монокристаллы в стеклянной изоляции с (1011)-ориентацией вдоль оси проволоки. В этой ориентации биссекторная ось C_1 наклонена к оси проволоки в биссекторно-тригональной плоскости на угол $19,5^\circ$, тригональной ось C_3 отклонена от оси проволоки на угол $\cong 70^\circ$, а одна из бинарных осей C_2 перпендикулярна к оси проволоки. Поверхности Ферми V_i и ориентация главных кристаллографических осей относительно нанопроволоки висмута показаны на рис. 1.

Согласно исследованиям поверхности висмута с помощью ARPES глубина проникновения поверхностных состояний анизотропна. (100)-поверхность V_i содержит глубоко проникающие состояния, в отличие от тригональной поверхностей, где поверхностные состояния неглубокие. Поверхность нашей нанопроволоки, в силу особенностей ориентации кристаллографических осей V_i относительно оси проволоки, состоит из сочетания различных монокристаллических

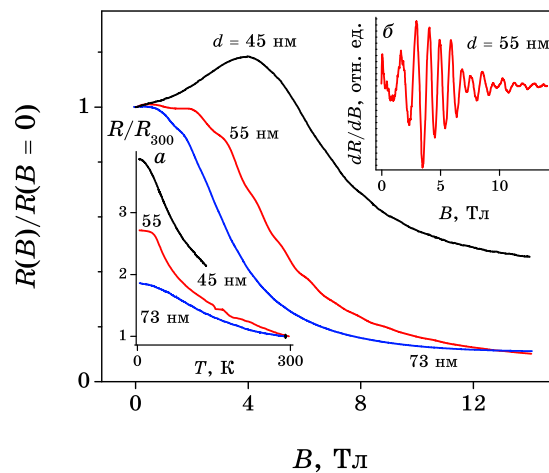


Рис. 2. Магнитополевая зависимость продольного МС для Вi-нанопроводов 45 нм, 55 нм и 73 нм, $T = 1,5$ К. *a* — температурная зависимость сопротивления для Вi-нанопроводок 45 нм, 55 нм и 73 нм; *б* — магнитополевая зависимость производной продольного МС для нанопроволоки Вi 55 нм, $T = 1,5$ К (монотонная часть подавлена).

поверхностей, поэтому можно ожидать, что хорошо проводящая область на поверхности нанопроволоки представляет собой трубку переменной толщины (см. сечение нанопроволоки на рис. 1, *a*).

На рисунке 2 представлена зависимость от магнитного поля продольного МС для нанопроводов Вi $d = 45$ нм, 55 нм и 73 нм. Сопротивление убывает при увеличении магнитного поля из-за эффекта Чамберса, который наблюдается, когда магнитное поле фокусирует электроны ближе к центру жилы провода, что позволяет избежать рассеяния на поверхности. На вставке (*a*) рис. 2 показана температурная зависимость сопротивления R_T/R_{300} для нанонитей Вi $d = 45$ нм, 55 нм и 73 нм. В соответствии с переходом ПМПП $R(T)$ зависимости проявляют «полупроводниковое» поведение. При $T > 100$ К, сопротивление нанопроводок $R(T) \propto \exp(\delta/2k_B T)$. Определённое значение δ равно 10 ± 5 мэВ для нанопроводов 55 нм и 73 нм. Следуя Чою [12], δ интерпретируется нами как энергетическая щель между электронной и дырочной зонами в жиле нанопроводов. Полученные таким образом значения δ находятся в хорошем согласии с теоретической работой [2] и указывают на то, что из-за размерного квантования перекрытие зон становится существенно ниже значения для объёмного Вi (38 мэВ). Таким образом, можно ожидать, что концентрации электронов и дырок в наших нанопроводах будут меньше, чем в массивных образцах и можно предположить, что наблюдаемый низкотемпературный электронный транспорт определяется, в основном, поверхностными состояниями.

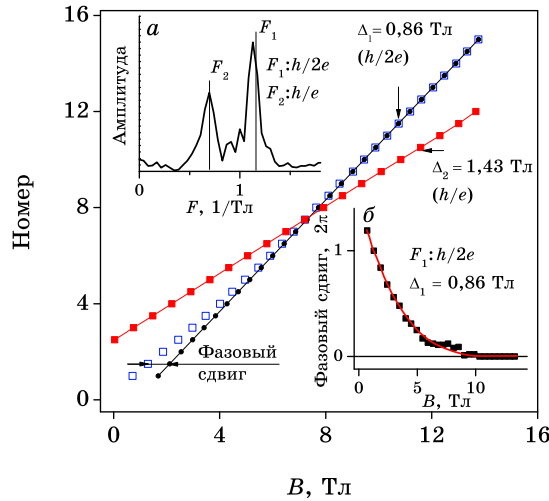


Рис. 3. Зависимость квантовых номеров h/e - и $h/2e$ -осцилляций от магнитного поля для 55 нм нанопроволоки Vi. Позиции экстремумов эквидистантных $h/2e$ -осцилляций, аппроксимированных в зависимости от сильного магнитного поля, помечены черными точками. *a* — FFT-спектр осцилляций продольного МС для 55 нм нанопроволоки Vi; *б* — изменения позиций экстремумов в зависимости от магнитного поля для $h/2e$ -осцилляций, которые были преобразованы в значения фазового сдвига относительно аппроксимированных гармонических колебаний из области сильных магнитных полей.

Осциллирующая часть производной по магнитному полю продольного МС 55 нм нанопроволоки показана на вставке (*б*) рис. 2. Исходя из спектра быстрого преобразования Фурье (FFT) этих осцилляций, они имеют два периода: $\Delta B_1 \propto h/e$ и $\Delta B_2 \propto h/2e$ (рис. 3, вставка (*a*)). h/e -осцилляции являются гармоническими, а точки положений экстремумов $h/2e$ -осцилляций аппроксимируются прямой линией только для $B > 8$ Тл, и шаг за шагом отклоняются от неё в слабых магнитных полях (рис. 3). После преобразования позиции экстремумов в слабом магнитном поле в сдвиг фазы аппроксимированных из сильного магнитного поля гармонических осцилляций, была получена кривая фазового сдвига (вставка (*б*) на рис. 3). С $B \cong 8$ Тл до $B = 0$ Тл фазовый сдвиг $h/2e$ -осцилляций изменяется от 0 до 3π при $B = 0$ Тл, что является проявлением фазы Берри из-за движения электрона в неоднородном магнитном поле $\mathbf{V}_\Sigma = \mathbf{V} + \mathbf{V}_{SO}$, где \mathbf{V}_{SO} — зеемановское эффективное магнитное поле. Фаза Берри, которая для частиц со спином порядка $\delta_B = \pm\pi(1 - B / (B_{SO}^2 + B^2)^{1/2})$, в нашем случае только одного знака; поэтому можно предположить, что носители при движении по поверхностным состояниям висмутовых нанопроволок имеют только одну спиновую степень свободы, как в топологических изоляторах [13]. Период $h/2e$ -осцилляций $\Delta B_2 =$

$= 0,86$ Тл, что согласуется с периодом, рассчитанным для среднего диаметра 50 нм проводящей трубки вокруг жилы нанопровода. Диаметр нанопровода $d = 55$ нм соответствует h/e -осцилляциям ($\Delta B_1 = 1,4$ Тл). Отношение $\Delta B_1/\Delta B_2 = 1,66$, и тот факт, что фаза Берри существует только для $h/2e$ -осцилляций, позволяет нам считать, что наблюдаемые осцилляции возникают из различных интерференционных механизмов. Учитывая сходство между хорошо проводящей трубкой из поверхностных состояний в Вi нанопроволоках и углеродными нанотрубками, мы интерпретируем наблюдаемые h/e -осцилляции МС в терминах осцилляций в плотности поверхностных состояний [14–16]. $h/2e$ -осцилляции возникают из-за эффекта ААС на поверхностных состояниях нанопроволоки.

Производная МС нанопроволоки висмута 55 нм была измерена при различных углах наклона α магнитного поля относительно оси нанопроволоки, $0 \leq \alpha \leq 90^\circ$. Наблюдаемое изменение периодов осцилляций в зависимости от угла α не согласуется с теоретической зависимостью $\Delta B(\alpha) = \Delta B(0)/\cos\alpha$ размерных осцилляций типа «квантования потока», когда период осцилляций в магнитном поле зависит только от компонента магнитного поля B_x , параллельного оси цилиндрического образца. Более того, даже в случае поперечного магнитного поля эквидистантные по прямому полю осцилляции МС существуют при определённых углах поворота, и период осцилляций зависит от диаметра нанопроволоки d , как и в случае продольного МС.

На рисунке 4 представлена зависимость производной поперечно-

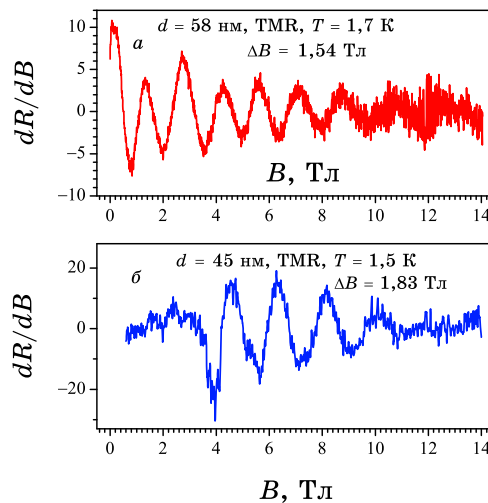


Рис. 4. Магнитополевая зависимость производной поперечного МС для нанопроволок Вi 58 нм (а) и 45 нм (б) (монотонная часть подавлена); период осцилляций ΔB равен 1,54 Тл и 1,83 Тл соответственно.

го МС от магнитного поля для нанопроволок Vi 58 нм и 45 нм (монотонная часть подавлена). Для нанопроволоки 58 нм период осцилляций $\Delta B = 1,54$ Тл; при этом в продольном МС для этой нанопроволоки h/e -осцилляции зарегистрированы с периодом $\Delta B_1 = 1,36$ Тл, $h/2e$ -осцилляции — с периодом $\Delta B_2 = 0,82$ Тл. Для 45 нм нанопроволоки период осцилляций $\Delta B = 1,83$ Тл, в продольном МС для h/e -осцилляций $\Delta B_1 = 2,12$ Тл, для $h/2e$ -осцилляций $\Delta B_2 = 1,28$ Тл. Можно сказать, что существуют эквидистантные осцилляции МС по прямому магнитному полю с периодом $\Delta B \approx \Phi_0/S = (h/e)/(\pi d^2/4)$ в условиях, когда магнитный поток через цилиндр $\Phi = 0$. Возможно, это связано со спин-орбитальным взаимодействием на поверхностных состояниях.

В нанопроволоке 45 нм в поперечном магнитном поле зарегистрированы осцилляции Шубникова–де Гааза с периодом $\Delta(1/B) = 0,06$ Тл^{-1} от носителей с эффективной массой $0,25m_0$. Наши наблюдения носителей с большой эффективной массой сравнимы с данными об эффективной массе носителей на поверхностных состояниях, полученными в ARPES измерениях поверхности висмута [3].

В заключение, мы исследовали МС нанопроволок Vi при низких температурах до 1,5 К и сильных магнитных полях до 14 Тл. Благодаря высокой плотности поверхностных состояний и переходу ПМПП в жиле нанопроволоки Vi , носители заряда, в основном, локализованы в трубке из поверхностных состояний. Осциллирующий вклад в МС с периодом $h/2e$ связан с эффектом ААС на поверхностных состояниях. В магнитных полях $B < 8$ Тл в $h/2e$ -осцилляциях была обнаружена фаза Берри, причём, при $B = 0$ Тл фазовый сдвиг осцилляций равен 3π и только одного знака, поэтому мы предполагаем, что электроны на поверхностных состояниях имеют только одну спиновую степень свободы, как в топологических изоляторах h/e -осцилляции МС выявили структуры подзон в зоне поверхностных состояний. Были обнаружены эквидистантные по прямому магнитному полю осцилляции поперечного МС с периодом $\Delta B \approx \Phi_0/S = (h/e)/(\pi d^2/4)$ в условиях, когда магнитный поток через цилиндр $\Phi = 0$. Из осцилляций Шубникова–де Гааза поперечного МС была определена эффективная масса носителей равная $0,25m_0$, что соответствует данным, полученным из ARPES-измерений поверхности висмута.

Работа выполнена при поддержке частично STCU-гранта No. 5050 и частично SCOPES-гранта No. IZ73ZO_127968.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. L. D. Hicks and M. S. Dresselhaus, *Phys. Rev. B*, **47**: 16631 (1993).
2. Y. Lin, X. Sun, and M. S. Dresselhaus, *Phys. Rev. B*, **62**: 4610 (2000).
3. P. Hofmann, *Prog. Surf. Sci.*, **81**: 191 (2006).
4. Y. Aharonov and D. Bohm, *Phys. Rev.*, **115**: 485 (1959).

5. Б. Л. Альтшлер, А. Г. Аронов, Б. З. Спивак, *Письма ЖЭТФ*, **33**: 101 (1981).
6. T. E. Huber, K. Celestine, and M. J. Graf, *Phys. Rev. B*, **67**: 245317 (2003).
7. Н. Б. Брандт, Д. В. Гицу, А. А. Николаева, Я. Г. Пономарев, *ЖЭТФ*, **72**: 2332 (1977).
8. Н. Б. Брандт, Е. Н. Богачек, Д. В. Гицу, Г. А. Гогодзэ, И.О. Кулик, А. А. Николаева, Я.Г. Пономарев, *ФНТ*, **8**: 718 (1982).
9. M. V. Berry, *Proc. R. Soc. Lond. Ser. A*, **392**: 45 (1984).
10. D. Loss, P. M. Goldbart, and A. V. Balatsky, *Phys. Rev. Lett.*, **65**: 1655 (1990).
11. D. Gitsu, L. Konopko, A. Nikolaeva, and T. Huber, *J. Appl. Phys. Lett.*, **86**: 102105 (2005).
12. D. S. Choi, A. A. Balandin, M. S. Leung, G. W. Stupian, N. Presser, S. W. Chung, J. R. Heath, A. Khitun, and K. L. Wang, *Appl. Phys. Lett.*, **89**: 141503 (2006).
13. M. Hasar and C. Kane, arXiv:1002.3895v1 [cond-mat.mes-hall].
14. U. C. Coskun, T.-C. Wei, S. Vishveshwara, P.M. Goldbart, and A. Bezryadin, *Science*, **304**: 1132 (2004).
15. C. Strunk, B. Stojetz, and S. Roche, *Semicond. Sci. Technol.*, **21**: S38 (2006).
16. A. Nikolaeva, D. Gitsu, L. Konopko, M. Graf, and T. Huber, *Phys. Rev. B*, **77**: 075332 (2008).