

Эффект отрицательного магнетосопротивления в поперечном магнитном поле в квантовых нитях Bi

А. А. Николаева^{а,b}, Л. А. Конопко^{а,b}, А. К. Цуркан^а, Е. П. Синявский^с, О. В. Ботнарь^а

^аИнститут электронной инженерии и нанотехнологий им. Д. Гицу, АН Молдовы
ул. Академическая, 3/3, г. Кишинев, MD-2028, Республика Молдова, e-mail: A.Nikolaeva@nano.asm.md

^бМеждународная лаборатория сильных магнитных полей и низких температур,
ул. Гаявицкая, 95, 53-421, Вроцлав, Польша

^сИнститут прикладной физики АН Молдовы,
ул. Академическая, 5, г. Кишинев, MD-2028, Республика Молдова

Сообщается о впервые наблюдаемом эффекте отрицательного магнетосопротивления (ОМС) в поперечных магнитных полях ($B \perp I$) в квантовых нитях висмута при 4,2К. Монокристаллические нити висмута получают литьем из жидкой фазы в стеклянной оболочке и представляют собой монокристалл строго цилиндрической формы с ориентацией (1011) вдоль оси нити и диаметрами от 50 до 400 нм. При диаметрах нитей $d < 80$ нм наблюдался переход полуметалл-полупроводник, связанный с проявлением квантового размерного эффекта и сопровождающийся «полупроводниковой» температурной зависимостью сопротивления $R(T)$. В слабых поперечных магнитных полях наблюдался эффект ОМС как при $B \parallel C_2$, так и при $B \parallel C_3$. Увеличение диаметра нитей d , температуры T и магнитного поля B приводит к ослаблению и полному исчезновению обнаруженных особенностей ОМС в слабых магнитных полях, что отражает факт ослабления и подавления эффекта размерного квантования. Рассматривается теоретическая модель квантовой проволоки, позволяющая объяснить немонотонное поведение поперечного магнетосопротивления в нитях Bi . Для интерпретации обнаруженного эффекта ОМС используется теоретическая модель, в которой проводимость рассчитывается согласно формуле Кубо с учетом упругого рассеяния носителей на фононах и размерного квантования энергетического спектра. Сравнение экспериментальных результатов с теоретической моделью позволяет заключить, что эффект ОМС в поперечном магнитном поле в нанонитях Bi носит квантовый характер.

Ключевые слова: квантовый размерный эффект, нанонити Bi , отрицательное магнетосопротивление, переход полуметалл-полупроводник.

УДК 539.216.1

ВВЕДЕНИЕ

Транспортные свойства наноразмерных объектов вызывают неослабевающий интерес у исследователей, занимающихся теоретическими и экспериментальными разработками в области низкоразмерных систем и нанoeлектроники. Известно, что квантовый размерный эффект (КРЭ) проявляется тогда, когда поперечные размеры образца d становятся соизмеримыми с длиной волны де Бройля ($d = \lambda_F$) [1, 2]. В полуметалле Bi благодаря очень малым эффективным массам электронов ($10^{-3} m_0$) длина волны де Бройля необычайно большая ($\lambda = 50\text{--}70$ нм), а перекрытие L и T зон E_n составляет 38–40 мэВ при 4,2К.

КРЭ приводит к расщеплению энергетических зон на подзоны и сдвигу экстремумов зон (в случае с Bi это L и T зоны) друг относительно друга, в результате чего перекрытие зон уменьшается и при некотором критическом значении d происходят исчезновение перекрытия и переход полуметалл-полупроводник. При этом температурная зависимость сопротивления $R(T)$ становится «полупроводниковой». Впервые проявление КРЭ

было предсказано Сандомирским [1]. Сдвиг подзон может быть описан выражением $\Delta E = \frac{N^2 \hbar^2 \pi^2}{m^* d^2}$, где N – номер подзоны; \hbar – постоянная Планка и m^* – соответствующая эффективная масса носителей в плоскости, перпендикулярной плоскости пленки. Благодаря дискретному характеру энергетического спектра зависимость кинетических величин от размеров носит осциллирующий характер в области низких температур. Впервые КРЭ наблюдался в пленках висмута и проявлялся в переходе полуметалл-полупроводник (ПМП) и осциллирующих зависимостях сопротивления, термоэдс, эффекта Холла, подвижностей от толщины пленки [3–5], что легко можно было осуществить в эксперименте с пленками, напыленными «клином».

Вопрос размерного квантования в тонких нитях был рассмотрен в работах [6, 7]. Частный случай висмутовой нанонити был изучен Хиксом и Дрессельхаусом [8, 9]. Предсказанное возможное повышение термоэлектрической эффективности за счет КРЭ [9] стимулировало большое

количество теоретических и экспериментальных исследовательских групп по изучению квантовых нитей висмута. [9–13]. Было предсказано, что в случае неизменности эффективных масс переход ПМП происходит при критическом диаметре $d_c \sim 55$ нм для нанонитей, ориентированных вдоль тригонального направления.

В большинстве случаев практикуется метод изготовления нанонитей в виде “nanowires arrays” – массивов нанонитей. Объекты представляют собой диэлектрические матрицы (мембраны) из Al_2O_3 или мембраны поликарбоната, в которых имеется множество цилиндрических пор нанометровых размеров. При этом используют различные методы заполнения – электрохимическое осаждение либо метод вдавливания материала Bi под высоким давлением НПИ (high pressure injection) [14, 15]. В методе НПИ под высоким давлением поры заполняются жидким висмутом. Плотность нанонитей варьировалась в пределах 10^4 – 10^7 нанонитей/мм², диаметр полученных нитей – от 1 нм до 1 мкм. Преимуществом нанонитей, полученных НПИ, становится возможность их практического использования и то, что они являются монокристаллическими. Главным недостатком – их очень маленькая длина (толщина мембраны), равная 50–100 мкм, что затрудняет проведение экспериментов, связанных с термоэлектрическими и термомагнитными эффектами. Тот факт, что количество заполненных каналов в мембране неизвестно, не позволяет определить даже удельное сопротивление и $Power\ factor = \alpha^2 \sigma$.

Нити, полученные с помощью электрохимического осаждения [16], не монокристаллические, поэтому проявление квантового размерного эффекта в них проблематично. Методы молекулярно-лучевой эпитаксии, жидкостной эпитаксии, низкоэнергетической электронно-лучевой литографии используются в настоящее время для изготовления пленок и нанонитей [16, 17]. Однако объекты, полученные таким способом, также не считаются монокристаллическими. А для проявления квантовых свойств нужны именно монокристаллические образцы с высоким структурным совершенством, так как условиями квантования должны быть равенство $\lambda = d$ и большая длина свободного пробега ($l_e > d$).

Несмотря на большое количество теоретических и экспериментальных работ, посвященных квантовым нанонитям на базе Bi , имеется только одна экспериментальная работа об осциллирующей зависимости проводимости от диаметра нитей Bi , что трактовалось с точки зрения КРЭ [18], и одна работа, в которой изучалась анизотропия теплопроводности [19]. Показано, что теплопроводность нанонитей Bi , выращенных с ориентацией [110], перпендикулярной тригональной оси,

в 4 раза меньше, чем в нанонитях, выращенных в направлении [102], которое составляет угол 10° с тригональной осью, и в три раза меньше, чем в массивных образцах Bi .

Возможность проявления квантового размерного эффекта в магнетосопротивлении в перпендикулярном магнитном поле рассматривалась в теоретических работах [20, 21]. Отметим, что поперечное магнетосопротивление в образцах в виде множества нанонитей исследовалось при диаметрах от 200 до 25 нм [22]. В направлении оси нити ориентация была установлена однозначно, но в перпендикулярном магнитном поле направление магнитного поля $B \perp I$ представляет собой некоторую неопределенно-усредненную величину по всем нитям, и результаты в поперечном магнитном поле трудно поддаются обработке вследствие «неопределенности» направления поперечного магнитного поля относительно кристаллографических осей множества нитей [22, 23].

Наиболее подходящим объектом для экспериментального изучения эффекта размерного квантования в гальваномагнитных и термомагнитных свойствах в поперечных магнитных полях являются одиночные монокристаллические нити Bi в стеклянной оболочке с диаметрами менее 100 нм и длиной > 1 мм, у которых температурные зависимости сопротивления $R(T)$ носят «полупроводниковый» характер и отражают переход полуметалл-полупроводник за счет КРЭ. В наших предварительных исследованиях одиночных квантовых нитей Bi получен ряд новых эффектов, проявление которых связано с КРЭ [25, 26].

В данной работе представлены результаты исследований магнетосопротивления в поперечных магнитных полях и впервые наблюдаемого эффекта отрицательного магнетосопротивления при 4,2К в монокристаллических нитях Bi с $d < 100$ нм, который трактуется с точки зрения КРЭ.

ОБРАЗЦЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Монокристаллические нити Bi в стеклянной оболочке различных диаметров с $d > 90$ нм и длиной десятки см получались литьем из жидкой фазы по методу Улитовского-Тейлора [24]. Нити с диаметрами $d < 100$ нм и длиной ≈ 1 –2 мм изготавливались методом повторной вытяжки нитей с $d > 200$ нм. Контрольные измерения диаметров нитей проводились на сканирующем электронном (SEM) и атомном силовом (AFM) микроскопах.

Снимки на AFM и SEM получались при следующей обработке торца измеряемой нити: нить в стеклянной оболочке погружалась в диэлек-

трическую матрицу типа эпоксидной смолы. Затем на тщательно отшлифованный торец нити наносился тонкий слой проводящего углерода, после чего объект помещался в камеру SEM микроскопа.

Кристаллографическая ориентация образцов определялась с помощью метода X-Ray diffraction. Согласно X-Ray, все нити были монокристаллические с ориентацией (1011) вдоль оси, что подтверждалось методом угловых диаграмм вращения поперечного магнетосопротивления ($B \perp I$) и осцилляций Шубникова де Гааза.

Кривые вращения магнетосопротивления в поперечном магнитном поле ($B \perp I$) (диаграммы вращения) получены в автоматическом режиме с использованием специального держателя, позволяющего вращать образец в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, в интервале температур 4,2–300К в поле электромагнита или сверхпроводящего соленоида. В сильных магнитных полях до 14Т для снятия диаграмм вращения использовался держатель с вставкой, представленный на рис. 1, благодаря которому вращали нить, укрепленную неподвижно на специальной подложке перпендикулярно плоскости вращения.

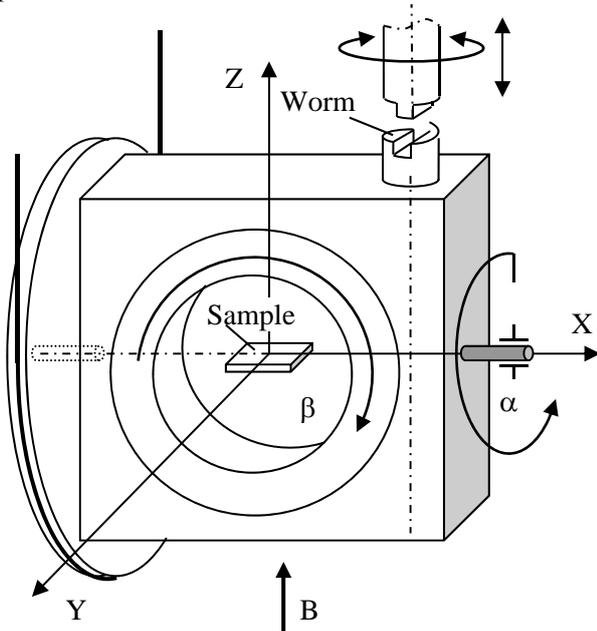


Рис. 1. Устройство для вращения образца в двух плоскостях: углы поворота α и β .

На рис. 2 приведены диаграммы вращения поперечного магнетосопротивления

$$\frac{\Delta R}{R_0}(\theta) = \frac{R_\theta - R_0}{R_0},$$

где R_0 – сопротивление при 4,2К (при отсутствии магнитного поля), нитей Vi различных диаметров при $T = 4,2\text{K}$ и $B = 1\text{T}$. Структуры диаграмм вращения нитей всех исследуемых диаметров идентичны как в слабом, так и в сильном (14Т) маг-

нитном поле. Качественно кривые соответствуют аналогичным зависимостям для массивных образцов Vi для случая, когда ток направлен по биссекторной оси [27].

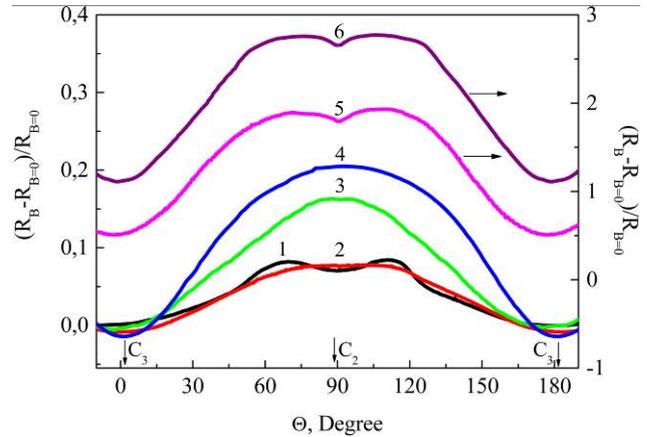


Рис. 2. Диаграммы вращения поперечного магнетосопротивления $\Delta R/R_0(\theta)$ нитей Vi стандартной кристаллографической ориентации различных диаметров d , нм ($B = 1\text{T}$: 1 – 45 ($T = 1,7\text{K}$); 2 – 50; 3 – 65; 4 – 75; 5 – 160; 6 – 330).

В слабых магнитных полях кривые вращения имеют простой колоколообразный вид. В аналитическом виде он выражается как $\rho_{22}(B) - \rho(0) = \rho_{11,22}B^2 \cdot \sin^2 \theta + \rho_{11,33}B^2 \cos^2 \theta$. Таким образом, вид угловых диаграмм поперечного магнетосопротивления в условиях, когда размерные эффекты не существенны (высокие температуры), аналогичен массивным образцам соответствующей ориентации (биссекторная ось направлена вдоль оси образца). Небольшие аномалии в узком интервале углов $\pm 30^\circ$ вблизи направлений $\theta = 0$ и $\theta = 180^\circ$ отражают тот факт, что ось нити отклонена от биссекторной оси на $\approx 19,5^\circ$. Таким образом, угловые диаграммы вращения поперечного магнетосопротивления $\Delta R/R(\theta)$ подтверждают проведенные тестовые рентгенографические исследования в нитях Vi с $d \geq 200$ нм. В результате было установлено, что в исследованных нами нитях Vi (вплоть до диаметров 50 нм), полученных методом литья из жидкой фазы, ось нити совпадает с направлением (1011), то есть расположена в биссекторно-тригональной плоскости под углом в $\approx 19,5^\circ$ к биссекторной оси C_1 . Это заключение является существенным особенно для нитей с $d < 100$ нм, когда проведение рентгенографических исследований затруднено, а эффект Шубникова де Гааза использовать невозможно, так как осцилляции Шубникова де Гааза в таких нитях практически не видны. В дальнейшем данная ориентация нитей (1011) будет называться стандартной.

Как видно из рис. 2, в магнитном поле 1Т у нитей с $d = 45$ нм на диаграммах вращения при $B \parallel C_2$ ($\theta = 90^\circ$) вновь появляется ярко выраженный минимум (рис. 2, кривая 1), природа которого

го совсем иная, чем у минимума на $R(\Theta)$ в массивных образцах Vi и в нитях с $d > 100$ нм. Кроме того, в области $\Theta = 0$, то есть $B \parallel C_3$, наблюдается область отрицательного магнетосопротивления (рис. 2) в слабом магнитном поле.

Эти особенности на диаграммах вращения поперечного магнетосопротивления $\Delta R/R(\Theta)$ в слабых магнитных полях указывают на аномалию полевых зависимостей поперечного магнетосопротивления $R(B)$ как при $B \parallel C_2$, так и при $B \parallel C_3$ в квантовых нитях Vi с $d < 75$ нм, в которых имеет место переход полуметалл-полупроводник.

Измерения в магнитных полях до 14Т в области температур 1,5–300К проводились в Международной лаборатории сильных магнитных полей и низких температур (г. Вроцлав, Польша).

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ И ОБСУЖДЕНИЕ

Для изучения поперечного магнетосопротивления нитей Vi различных диаметров были отобраны образцы с существенно различной температурной зависимостью сопротивления $R(T)$ от «полуметаллической», характерной для монокристаллических нитей с $d > 100$ нм (рис. 3, кривые 3, 4), до «полупроводниковой» $R(T)$ (рис. 3, кривые 1, 2), характерной для нитей Vi , в которых имеет место переход полуметалл-полупроводник благодаря квантовому размерному эффекту [24–26].

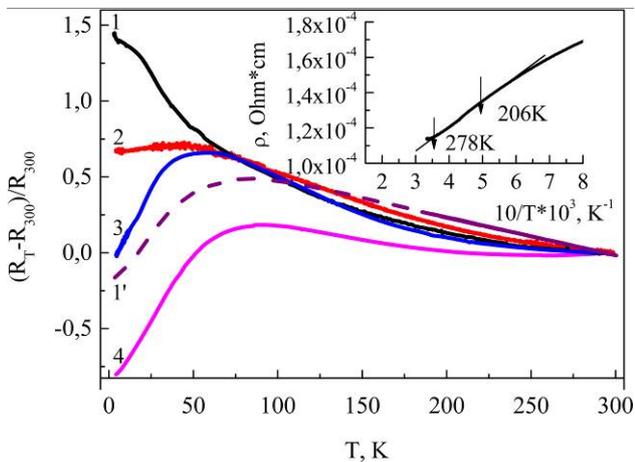


Рис. 3. Температурные зависимости приведенного сопротивления $\Delta R/R(T)$ нитей Vi стандартной ориентации и различных диаметров d , нм: 1 – 50; 2; 3 – 130; 4 – 250 (штриховая кривая $\Delta R/R(T)$ – для массивного образца Vi). На вставке: зависимость для нити с $d = 75$ нм, $\ln \rho(1/T)$. Выделена область линейной зависимости, из которой определялась щель.

На рис. 3 представлены температурные зависимости относительного сопротивления $R_T/R_{300}(T)$ для нитей Vi различных диаметров в области температур $T = 4,2$ –300К.

Удельное сопротивление ρ нитей всех исследуемых диаметров при температуре 300К в пределах погрешности измерений совпадает со значением ρ массивных образцов Vi данной кристаллографической ориентации и составляет $\sim 114 \cdot 10^{-6}$ Ом·см. Длина нитей равнялась $1 \div 3$ мм.

Как видно из рис. 3, характер температурных зависимостей сопротивления от температуры $R(T)$ существенным образом отличается как от зависимости для массивных образцов Vi , так и от $R(T)$ тонких пленок и проявляет существенную зависимость от диаметра нитей d .

Известно, что в массивных образцах Vi температурная зависимость сопротивления $R(T)$ отражает особенности изменения подвижностей носителей и концентрации в интервале температур 4,2–300К [28]. В интервале температур от 300 до 77К концентрация носителей уменьшается практически линейно \approx в 5 раз, а подвижности возрастают \approx в 20 раз, что приводит к падению сопротивления в 3–4 раза. При понижении температуры от 77 до 4,2К подвижности возрастают более чем в 200 раз, а концентрация уменьшается в 1,5 раза, что ведет к уменьшению сопротивления в массивных образцах висмута \approx в 500–600 раз в интервале температур 200–4,2К.

В температурных зависимостях $R(T)$ нитей Vi с $d < 300$ нм также имеются 2 области, где наблюдается различное поведение $R(T)$, которое было обнаружено в [29] и трактовалось с точки зрения классического размерного эффекта и изменения характера поверхностного рассеяния носителей: при 4,2К – зеркальное и при $T = 77$ К – близкое к диффузному.

Нами впервые было обнаружено, что при уменьшении диаметра нитей Vi $d < 100$ нм сопротивление при 4,2К становится больше, чем при 300К (рис. 3), и максимум на $R(T)$ сдвигается в область более низких температур при уменьшении диаметра $d < 150$ нм. Для нитей Vi с $d \leq 80$ нм зависимость $R(T)$ носит «полупроводниковый» характер, то есть сопротивление возрастает при уменьшении температуры от 300 до 2К во всей области температур. То есть температурный коэффициент сопротивления (ТКС) в нитях Vi с $d < 100$ нм – отрицательный в отличие от массивных образцов Vi и нитей с $d > 500$ нм. Наибольшее значение $R_T/R_{300} = 2,5$ –3 достигается для нитей Vi с $d = 50$ нм. Зависимость $R(T)$ для нитей с $d < 800$ нм удается аппроксимировать с зависимостью $\rho \approx \rho_0 \cdot \exp\left(\frac{\Delta E}{2k_0 T}\right)$. Из зависимости

$\lg \rho(1/T)$ (рис. 3, вставка) можно было определить термическую щель. Расчет ΔE дает значения 15 и 20 мэВ для нитей с $d = 75$ и 50 нм соответ-

ственно, которые коррелируют со значением, полученным в нанокompозитах Vi.

Таким образом, диаметр нитей $d = 80 \pm 10$ мкм данной кристаллографической ориентации является переходным от «полупроводниковой» к металлической зависимости $R(T)$. «Полупроводниковый» ход зависимости $R(T)$ в нитях Vi с $d < 80$ нм связан с проявлением квантового размерного эффекта, ведущего к переходу «полуметалл-полупроводник», предсказанного в [2, 6–8], в квантовых нитях Vi.

Полевые зависимости поперечного магнетосопротивления ($B \perp I$) исследовались при направлении магнитного поля B вдоль бинарной оси C_2 и тригональной оси C_3 , что соответствовало точкам $\theta = 90^\circ$ и $\theta = 0^\circ$ на диаграммах вращения (рис. 2).

На рис. 4 представлены полевые зависимости поперечного магнетосопротивления ($B \perp I$) нитей висмута со стандартной ориентацией (1011) вдоль оси нити различных диаметров при $T = 4,2$ К и направлении магнитного поля $B \parallel C_2$, $B \perp I$.

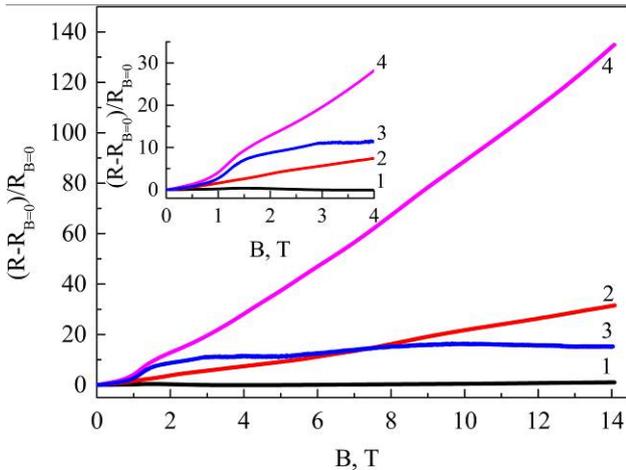


Рис. 4. Полевые зависимости приведенного поперечного магнетосопротивления $\Delta R/R_0(B)$ при $B \parallel C_2$ нитей Vi различных диаметров d , нм: 1 – 75; 2 – 160; 3 – 330; 4 – 350. На вставке: начальный участок $\Delta R/R_0(B)$ в слабых магнитных полях.

В нитях Vi с диаметрами $d > 5$ мкм обнаружен «гигантский рост» поперечного магнетосопротивления, достигающего рекордного значения 650000% при $B \parallel C_2$, ($B \perp I$) (при 4,2К) в магнитных полях 14Т в нитях с тригональной ориентацией и массивных образцах Vi [23, 30]. Резкое уменьшение магнетосопротивления как в сильных, так и в слабых магнитных полях наблюдается в нитях с $d < 75$ нм.

На рис. 5 и 6 приведена серия полевых зависимостей поперечного магнетосопротивления $\Delta R/R(B)$ для нитей Vi с $d = 50$ нм и $d = 75$ нм при различных температурах в области $T < 4,2$ К.

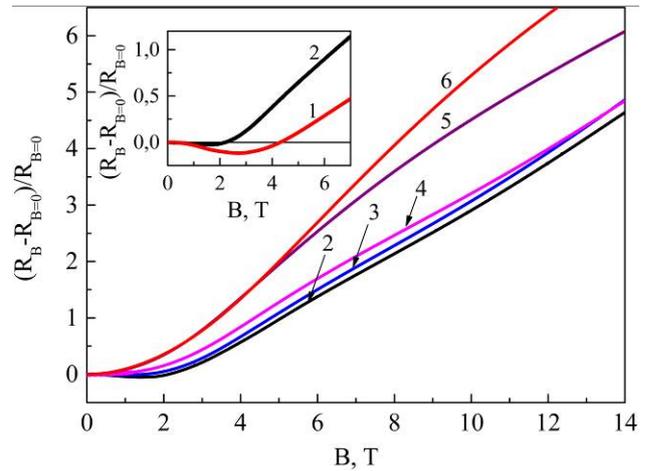


Рис. 5. Полевые зависимости приведенного поперечного магнетосопротивления $\Delta R/R(B)$ ($B \parallel C_3$) нити Vi стандартной ориентации с $d = 75$ нм при разных температурах T , К: 1 – 1,5; 2 – 4,2; 3 – 10; 4 – 18; 5 – 52; 6 – 102. На вставке: полевые зависимости приведенного магнетосопротивления $\Delta R/R(B)$ при $B \parallel C_3$ нитей Vi стандартной ориентации с $d = 50$ нм (1) и 75 нм (2) при $T = 4,2$ К.

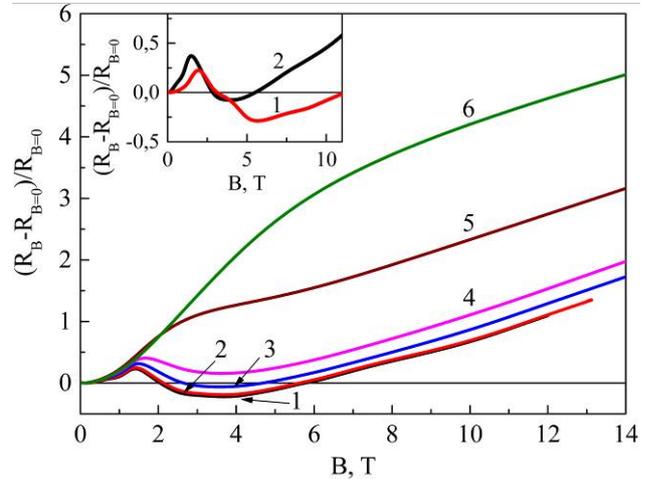


Рис. 6. Полевые зависимости приведенного поперечного магнетосопротивления $\Delta R/R(B)$ ($B \parallel C_2$) нити Vi стандартной ориентации с $d = 75$ нм при разных температурах T , К: 1 – 1,5; 2 – 4,2; 3 – 10; 4 – 18; 5 – 52; 6 – 102. На вставке: полевые зависимости приведенного магнетосопротивления $\Delta R/R(B)$ при $B \parallel C_2$ нитей Vi стандартной ориентации с $d = 50$ нм (1) и 75 нм (2) при $T = 4,2$ К.

Как видно из рисунков, характер зависимостей поперечного магнетосопротивления $R(B)_\perp$ существенным образом зависит от диаметра нитей d и направления магнитного поля B . При $B \parallel C_3$ магнетосопротивление (МС) уменьшается с нарастанием магнитного поля (эффект отрицательного магнетосопротивления), образуя минимум в слабых магнитных полях, после чего наблюдаются рост магнетосопротивления, близкий к экспоненциальному, и переход в область положительного МС.

Область существования отрицательного магнетосопротивления (ОМС), глубина минимума на $R(B)$ и переход к положительному росту МС существенно зависят как от диаметра нитей d , так и от температуры. С уменьшением диаметра

нитей d глубина минимума на $R(B)$ увеличивается, а область существования ОМС смещается в более сильные магнитные поля (рис. 5, 7). В области температур 1,5–4,2К особенности на поперечном магнетосопротивлении слабо зависят от температуры, проявляя тенденцию к уменьшению глубины минимума на $R(B)$. Повышение температуры приводит к уменьшению глубины минимума ОМС и сужению области его существования вплоть до исчезновения эффекта ОМС в области температур $T > 10\text{К}$ (рис. 5, кривые 4, 5).

В случае, когда поперечное магнитное поле направлено вдоль оси C_2 ($B \parallel C_2$, $B \perp I$), отрицательной области магнетосопротивления предшествуют рост МС и образование максимума на $R(B)$ в слабых магнитных полях (рис. 6). При дальнейшем возрастании магнитного поля B магнетосопротивление уменьшается, переходит в область отрицательных значений, образуя минимум на $R(B)$ с последующим ростом и переходом в область положительных значений МС.

Как и для случая $B \parallel C_3$ – глубина отрицательного магнетосопротивления, интервал его существования в начальной области магнитных полей возрастает с уменьшением диаметра нитей d (рис. 6, вставка), а повышение температуры приводит к исчезновению всех особенностей на $R(B)$ в слабых магнитных полях. Что касается максимума на $R(B)$ при $B \parallel C_2$, то характер его поведения как с диаметром нитей d , так и с температурой аналогичен максимуму на продольном магнетосопротивлении $R(B)$ при $B \parallel I$ в нитях $Вi$: с уменьшением диаметра нитей d максимум на $R(B)$ уменьшается по величине и смещается в область сильных магнитных полей с уменьшением d [29].

Отметим, что эффект отрицательного магнетосопротивления в поперечном магнитном поле наблюдался на нанонитях висмута нами впервые и присущ только образцам с «полупроводниковой» температурной зависимостью $R(T)$, то есть нитям, у которых имеет место переход полуметалл-полупроводник, индуцированный размерным квантованием энергетического спектра носителей заряда.

Как было показано ранее [26], сильное магнитное поле подавляет переход полуметалл-полупроводник, индуцированный размерным квантованием энергетического спектра носителей (рис. 3, штриховая кривая), поэтому исчезновение отрицательного магнетосопротивления в сильном магнитном поле является очевидным.

В работах [20, 21] был проведен расчет электропроводности в нанопроволоках в поперечном магнитном поле, исходя из формулы Кубо для электропроводности, с учетом рассеяния на

длинноволновых акустических колебаниях и примесях. При этом в [21] использовалась модель квантовой проволоки с параболическим потенциалом в плоскости, перпендикулярной оси размерно-квантованной системы. Получено выражение для электропроводности в перпендикулярном магнитном поле.

Расчет тензора проводимости, действительный для размерно-ограниченных систем с произвольной формой потенциала, приводился на базе формулы Кубо:

$$\sigma_{xx} = \frac{e^2}{Vm_x^2 k_0 T} \sum_{\alpha} (p_{\alpha\alpha}^x)^2 n_{\alpha} (1 - n_{\alpha}) \tau_{\alpha}, \quad (1)$$

где $1/\tau_{\alpha}$ выражает вероятность рассеяния носителей заряда на колебаниях кристаллической решетки в единицу времени; n_{α} – функция равномерного распределения носителей заряда, состояние которых определяется квантовым номером α ; $p_{\alpha\alpha}^x$ – матричный элемент общего оператора импульса; V – объем системы; m_x – масса носителей в направлении оси квантовой нити (ось $0x$); k_0 – постоянная Больцмана и T – температура.

Потенциал квантовой нити описывается параболоидом вращения

$$V(y, z) = \frac{m_y \omega^2}{2} (y^2 + z^2) \quad (2)$$

в плоскости $B \parallel 0z$ (для упрощения предполагалось, что эффективная масса носителей вдоль осей $0z$ и $0y$ одинакова и равна m_y). Волновая функция носителей в поперечном магнитном поле определялась аналогично [21], и характерные числа получились:

$$\begin{aligned} E_{\alpha} &= \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_x(1+\Delta)} + \hbar\Omega \left(n_1 + \frac{1}{2} \right) + \hbar\omega \left(n_2 + \frac{1}{2} \right), \\ \Delta &= \left(\frac{eB}{c} \right)^2 \frac{1}{m_x m_y \omega^2}, \\ \Omega^2 &= \omega^2 + \frac{m_y}{m_x} \omega_y^2, \\ \omega_y &= \frac{eB}{m_y c}, \end{aligned} \quad (3)$$

где c – скорость света, а $\hbar\omega$ – уровень размерного квантования.

В соответствии с [20] время релаксации для нижайшего электронного состояния ($n_1 = n_2 = 0$) принимает форму

$$\frac{1}{\tau_{\alpha}} = \gamma \frac{1 + \exp(-\delta_0 k_x^2)}{|k_x|}. \quad (4)$$

Здесь вводится обозначение:

$$\gamma = \frac{E_1^2 k_0 T m_x m_y \omega}{2\pi \rho v^2 \hbar^4} (1 + \Delta)^{5/4}, \quad \delta_0 = \frac{2\hbar}{m_x \omega} \frac{\Delta}{(1 + \Delta)^{3/2}}.$$

Если подставить выражение (4) в (1) и проинтегрировать по волновому вектору электрона k_x $\left(p_{ax}^x = \frac{\hbar k_x}{1 + \Delta} \right)$, то получаем выражение для поперечной проводимости. Для вырожденного электронного газа проводимость определяется выражением

$$\sigma_{xx}^d(B) = \frac{8e^2 \vec{\xi} \hbar^2 \rho v^2}{E_1^2 m_x m_y \omega S k_0 T} (1 + \Delta)^{-5/4} \frac{1}{1 + e^{-\delta_1}},$$

$$\delta_1 = \frac{4\vec{\xi}}{\hbar \omega} \frac{\Delta}{(1 + \Delta)^{1/2}}, \quad \vec{\xi} = \xi - \frac{\hbar \omega}{2} [1 + (1 + \Delta)^{1/2}], \quad (5)$$

где ξ – химический потенциал; ξ^f – химический потенциал, рассчитанный от дна нижней зоны в квантовой нити в поперечном магнитном поле, и S – поперечное сечение квантовой нити.

Показано, что относительное изменение поперечного магнетосопротивления нанопроволок $\Delta R/R$ от величины магнитного поля носит немонотонный характер. Для исследования особенностей поперечного магнетосопротивления в зависимости от величины магнитного поля рассматриваются три электронные подзоны (рис. 7, вставка). Нижняя парабола 0 соответствует нижайшему состоянию ($n_1 = n_2 = 0$), парабола 1 описывает первую размерно-квантованную зону ($n_1 = 0, n_2 = 1$) и парабола 2 описывается квантовыми числами ($n_1 = 1, n_2 = 0$). При отсутствии магнитного поля ($\hbar\Omega = \hbar\omega$) размерно-квантованная зона (1) двукратно вырождена.

Учет трех нижайших подзон размерно-магнитного квантования позволил объяснить наблюдаемые особенности зависимости поперечного магнетосопротивления квантовой проволоки висмута от магнитного поля B (рис. 7).

Если уровень химического потенциала ξ_0 при отсутствии магнитного поля находится значительно ниже дна второй подзоны, которая двукратно вырождена при отсутствии магнитного поля, то с ростом магнитного поля B химический потенциал ξ монотонно уменьшается, и сопротивление при этом возрастает (рис. 7, кривая 1).

Если химический потенциал ξ_0 совпадает или находится чуть ниже дна второй подзоны, то с ростом B химический потенциал уменьшается и сопротивление сначала уменьшается, а затем монотонно возрастает (рис. 7, кривая 2). Это обусловлено конкурирующим влиянием магнитного поля на величину множителя и показателя экспоненты в выражении для вероятности рассеяния носителей на уровне Ферми.

Если ξ_0 немного выше дна второй подзоны, то с ростом B сопротивление сначала растет, затем

при прохождении ξ_0 дна подзоны довольно резко падает и при дальнейшем увеличении магнитного поля монотонно возрастает (рис. 7, кривая 3).

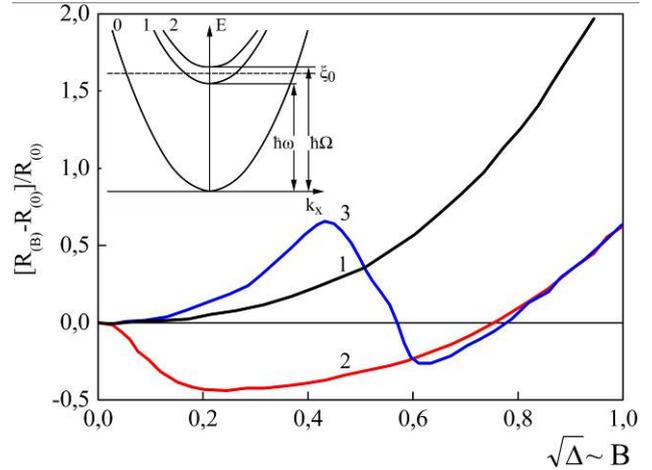


Рис. 7. Теоретические зависимости приведенного поперечного магнетосопротивления для размерно-квантованных нитей W_i . При отсутствии магнитного поля ξ_0 находится: 1 – значительно ниже дна второй подзоны; 2 – совпадает или находится чуть ниже дна второй подзоны; 3 – выше дна второй подзоны. На вставке: теоретическая модель квантовой подзоны и химического потенциала ξ_0 .

Данные теоретические кривые довольно хорошо отражают экспериментальные наблюдаемые аномалии на поперечном магнетосопротивлении в слабых магнитных полях, что в совокупности с экспериментами в сильных магнитных полях, отражающих обратный переход полупроводник-полуметалл в нитях с $d < 75$ нм, позволяет заключить, что впервые наблюдаемый нами эффект отрицательного магнетосопротивления в поперечном магнитном поле в нитях W_i с $d < 75$ нм носит квантовый характер.

ВЫВОДЫ

Впервые экспериментально обнаружен эффект отрицательного магнетосопротивления в поперечных слабых магнитных полях в тонких монокристаллических нитях висмута. Установлено, что эффект проявляется в нитях W_i , у которых наблюдается «полупроводниковый» ход температурной зависимости $R(T)$, свидетельствующий о переходе полуметалл-полупроводник за счет квантового размерного эффекта.

Экспериментально установленная критичность обнаруженного эффекта ОМ к диаметру нитей, температуре и магнитному полю, а также сравнение с теоретической моделью, использующей модель квантовой проволоки с параболическим потенциалом в плоскости, перпендикулярной оси размерно-квантованной системы, позволяют заключить, что наблюдаемый эффект ОМ обусловлен размерным квантованием энергетического спектра носителей заряда.

Данная работа выполнена при поддержке гранта Молдова – Беларусь 13.820.05.12/BF.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сандомирский В.Б. Квантовый эффект размеров в пленке полуметаллов. *ЖЭТФ*. 1967, **52**, 158–166.
2. Hoffman C.A., Meyer J.R., Bartoli F.J., Di Venere A., Yi X.J., Hou C.L., Wang H.C., Ketterson J.B. and Wong G.K. Semimetal-to-semiconductor Transition in Bismuth thin Films. *Phys Rev B*. 1993, **48**, 11431.
3. Ogrin Y.F., Lutsky V.N. and Yelinson M.I. About Observation of Quantum Size Effects in thin Bi Films. *Sov Phys JETP Lett*. 1966, **3**, 71.
4. Комник Ю.Ф., Андриевский В.В. Кинетические свойства пленок висмута. *ФНТ*. 1975, **1**, 104–109.
5. Rogacheva E.I., Grigorov S.N., Nashchekina O.N. and Lyubchenko S., Dresselhaus M.S. Quantum-size Effects in *n*-type Bismuth thin Films. *Appl Phys Lett*. 2003, **82**, 16.
6. Ларсон Д.К. Размерные эффекты в электропроводности тонких металлических пленок и проволок. *Физика тонких пленок*. Под ред. М.Х. Хранкомба и Р.У. Гофмана М.: Мир, 1973, **6(6)**, 97–170.
7. Lin Y.M., Sun X.Z., Dresselhaus M.S. Theoretical Investigation of Thermoelectric Transport Properties of Cylindrical Bi Nanowires. *Phys Rev B*. 2000, **62**, 4610–4623.
8. Sun X., Zhang Z., Dresselhaus M.S. Theoretical Modeling of Thermoelectricity in Bi Nanowires. *Appl Phys Lett*. 1999, **74(26)**, 4005–4007.
9. Hicks L.D., Dresselhaus M.S. Thermoelectric Figure of Merit of a One-dimensional Conductor. *Phys Rev B*. 1993, **47**, 16631–16634.
10. Chu H.T., Fang Ni and Zheng Qi. Double Quantum Size Effects on the Energy Spectra of Charge Carriers in thin Wires of Pure Bismuth. *J Phys Chem Solids*. 1995, **56(8)**, 1069–1075.
11. Heremans J., Thrush C.M., Lin Y.M., Zhang Z., Dresselhaus M.S. and Mansfield J.F. Bismuth Nanowires Arrays: Synthesis and Galvanomagnetic Properties. *Phys Rev B*. 2000, **61**, 2921–2930.
12. Zhang Z., Sun X., Dresselhaus M.S., Ying J.Y., Heremans J. Electronic Transport Properties of Single-crystal Bismuth Nanowires Arrays. *Phys Rev B*. 2000, **61(7)**, 4850–4861.
13. Lee S., Ham J., Jeon K., Noh J. S., Lee W. Direct Observation of the Semimetal-to-Semiconductor Transition of Individual Single-Crystal Bismuth Nanowires Grown by On-Film Formation of Nanowires. *Nanotechnology*. 2010, **27**, 405701.
14. Huber T.E., Anakoya O. and Ervin M.J. Constitutional Supercooling and the Growth of 200-nm Bi-Sb Wire Array Composites. *J Appl Phys*. 2002, **92**, 1337.
15. Zhang Zhibo and Sun Xiangzhong, Dresselhaus M.S., Ying Jackie Y., Heremans J. Electronic Transport Properties of Single-crystal Bismuth Nanowire Arrays. *Phys Rev B*. 2000-I, **61(7)**, 4850–4861.
16. Liu Kai and Chien C.L., Searson P.C. Finite-size Effects in Bismuth Nanowires. *Phys Rev B*. 1998, **58(22)**, R14681–14684.
17. Heremans J. and Thrush C.M. Thermoelectric Power of Bismuth Nanowires. *Phys Rev B*. 1999, **59**, 12579.
18. Cornelius T.W., Toimil-Molares M.E., Karim S. and Neumann R. Oscillations of Electrical Conductivity in Single Bismuth Nanowires. *Phys Rev B*. 2008, **77**, 125425.
19. Roh J.W., et al. Observation of Anisotropy in Thermal Conductivity of Individual Single-crystalline Bismuth Nanowires. *ACS Nano*. 2011, **5(5)**, 3954–3960.
20. Синявский Э.П., Хамидуллин Р.А. Особенности электропроводности параболической квантовой ямы в магнитном поле. *ФТП*. 2002, **36**, 489.
21. Sinyavskii E.P., Sokovnich S.M., Pasechnik F.I. Energy of Bound State in Parabolic Quantum Well in Magnetic and Electric Fields. *Phys Status Solidi B*. 1998, **209**, 55–62.
22. Heremans J., Thrush C. M., Lin Yu-Ming, Cronin S., Zhang Z., Dresselhaus M.S. and Mansfield J.F. Bismuth Nanowires Arrays: Synthesis and Galvanomagnetic Properties. *Phys Rev B*. 2000-II, **61(4)**, 2921–2930.
23. Hong K., Yang F.Y., Liu Kai, Reich D.H., Searson P.C., Chien C.L., Balakirev F.F. and Boebinger G.S. Giant Positive Magnetoresistance of Bi Nanowire Arrays in High Magnetic Fields. *J Appl Phys*. 1999, **85**, 6184.
24. Gitsu D., Konopko L., Nikolaeva A. and Huber T. Pressure Dependent Thermopower of Individual Bi Nanowires. *Appl Phys Lett*. 2005, **86**, 10210.
25. Nikolaeva A., Huber T.E., Gitsu D. and Konopko L. Diameter Dependent Thermopower of Bismuth Nanowires. *Phys Rev B*. 2008, **77**, 035422.
26. Nikolaeva A., Huber T., Konopko L., Tsurkan A. Observation of the Semiconductor-Semimetal and Semimetal-Semiconductor Transitions in Bi QuantumWires Induced by Anisotropic Deformation and Magnetic Field. *J Low Temp Phys*. 2010, **158(3–4)**, 530–535.
27. Гицу Д.В., Голбан И.М., Канцер В.Г., Мунтяну Ф.М. *Явления переноса в висмуте и его сплавах*. Кишинев: Штиинца, 1983, 266 с.
28. Копылов В.Н., Межов-Деглин Л.И. Исследование кинетических коэффициентов висмута при гелевых температурах. *ЖЭТФ*. 1973, **65(8)**, 720–734.
29. Nikolaeva A.A., Konopko L.A., Gitsu D.V., Huber T.E., Para G.I., Tsurkan A. Effect of Magnetic Field, Elastic Stretch and Dimensions on Thermoelectric Properties of Bismuth Nanowires. *J Thermoelectricity*. 2008, **2**, 21–36.
30. Shim W., Ham J., Lee K.I., Jeung W.Y., Johnson M., Lee W. On-film Formation of Bi Nanowires with Extraordinary Electron Mobility. *Nano Lett*. 2009, **9(1)**, 18–22.

Summary

We present here the effect observed for the first time, namely, that of the negative magnetoresistance (NMR) at a transverse magnetic field ($B \perp I$) in quantum Bi wires. The single crystal bismuth wires in a glass cover were prepared by liquid phase casting methods. Bi wires are of a strictly cylindrical shape with (1011) orientation along the wire axis with diameters ranging from 50 to 400 nm and the length up to several millimeters. In wires with the diameter of $d < 80$ nm the semimetal-semiconductor transition associated with the quantum size effect has been observed. We have found the transition accompanied by the “semiconductor” temperature dependence of the resistance $R(T)$ in the temperature range of 2.1–300K, and the NMR in the weak transverse magnetic fields (both at

$B \parallel C_2$ and at $B \parallel C_3$) at $T < 5$ K. Increasing the diameter of the wires, temperature T and magnetic field B leads to the weakening of the negative transverse MR effect connected with the suppression effect of size quantization. To interpret this effect of the NMR we have used a theoretical model in which the electrical conductivity is calculated using the Kubo formula, taking into account the elastic scattering carriers on phonons and the size quantization of the energy spectrum. Comparison of experimental results with the theoretical model allows us to conclude that the observed effect of the NMR in Bi-nanowires is of a quantum nature.

Keywords: quantum size effect, Bi nanowires, negative magnetoresistance, semimetal-semiconductor transition.