

КВАНТОВЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ МАГНЕТОСОПРОТИВЛЕНИЯ В НИТЯХ ВІ С ТРИГОНАЛЬНОЙ ОРИЕНТАЦИЕЙ ПРИ УПРУГОЙ ДЕФОРМАЦИИ РАСТЯЖЕНИЯ

Альбина Николаева^{1,2}, Леонид Конопко^{1,2}, Анна Цуркан¹, Татьяна Котоман¹, Евгений Истратий¹

¹Институт электронной инженерии и нанотехнологий им. Д. Гицу АН Молдовы

²Медународная Лаборатория сильных магнитных полей и низких температур, Вроцлав, Польша

a.nikolaeva@nano.asm.md

Abstract. For the first time glass-insulated wires of Bi with $d \leq 1 \mu\text{m}$ and trigonal orientation were prepared. Samples crystallographic orientation was determined by means of X-ray diffraction method and was confirmed by angle rotation diagrams of transverse magnetoresistance and Shubnikov de Haas (ShdH) oscillations. It is shown that frequency of ShdH at elastic deformation increase three times indicating that the sections of the Fermi surfaces are increase. Features on longitudinal magnetoresistance and thermopower with the maximum on $R(B)$ and area of negative magnetoresistance, its dependence on temperature and wires diameter show the manifestation of the galvanomagnetic size effect.

Ключевые слова: Вi, нанонити, Шубников де Газа осцилляции, тригональная ориентация, упругое деформирование

I. Введение

Квантовые осцилляция магнетосопротивления (эффект Шубникова де Газа) являются инструментом для изучения сечений поверхности Ферми и подробно исследовались при гидростатической и анизотропной деформации массивных образцов Вi и сплавов на его основе [1-4].

Условиями наблюдения эффекта ШдГ являются – вырождение электронного газа ($\varepsilon_F/kT > 1$), низкие температуры ($\hbar\omega_c > kT$) и магнитное поле $\omega_c\tau > 1$, где $w_c = \frac{eB}{m_c c}$ - циклотронная частота, определяется циклотронной массой m_c [5,6].

Обычно используется квазиклассическая область магнитных полей, в которой $\hbar w_c \ll e_F$. В этой области изменением энергии Ферми в магнитном поле можно пренебречь. В массивных образцах Вi и сплавах на его основе область упругой анизотропной деформации составляет 0,3% [3,4]. В монокристаллических нитях область упругого деформирования может достигать 1,5-2% относительного удлинения [7].

Исследование нитей Вi с тригональной ориентацией в условиях упругой деформации представляет особый интерес, т.к. в данном случае имеет место эквивалентное смещение всех трех электронных эллипсоидов, относительно потолка валентной зоны в Т. Кроме того, в случае проявления квантового размерного эффекта в таких нитях происходит также эквивалентное смещение трех эллипсоидов по шкале энергии вверх, ведущие к переходу полуметалл-полупроводник [8,9].

II. Методика эксперимента, результаты и обсуждения

Нити Вi в стеклянной оболочке получались литьем из жидкой фазы по методу Улитовского с стандартной ориентацией (1011) вдоль оси нити. Для получения нитей с тригональной ориентацией использовался метод горизонтальной зонной перекристаллизации с затравкой. С помощью этого метода были получены нити с $d=0,5 \mu\text{m} \div 50 \mu\text{m}$. Диаграммы вращения поперечного магнетосо-

противления нитей с ориентацией C_3 вдоль оси и нитей со стандартной ориентацией приведены на рис. 1.

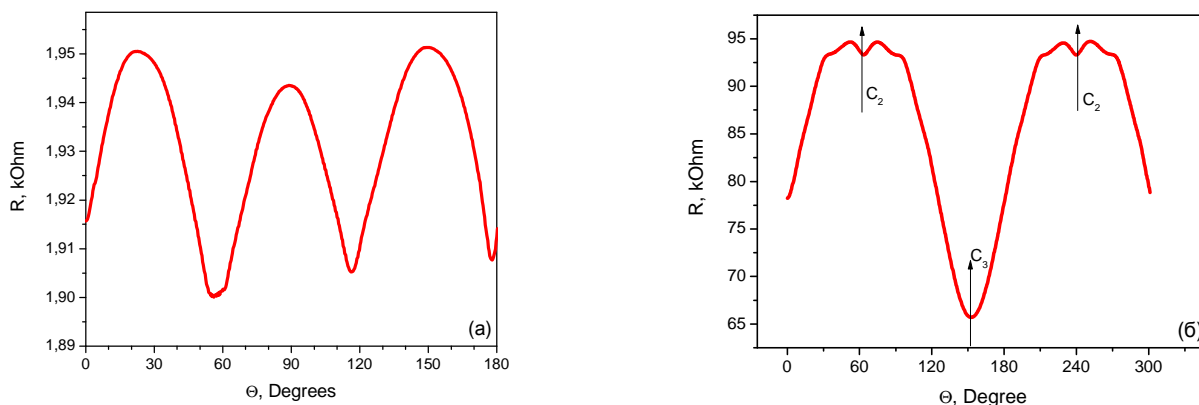


Рис. 1. Диаграммы вращения поперечного магнетосопротивления $R(\Theta)$ нитей Bi с тригональной (а) и стандартной $(10\bar{1}1)$ (б) ориентациях: а. $d=0.55$ мкм, $T=2.1$ К, $B=0.2$ Т, б. $d=0.14$ мкм, $T=2.1$ К, $B=0.5$ Т.

Измерения ориентации части нитей проведены с помощью X-ray diffraction метода, которые подтверждают тригональную ориентацию исследованных нитей.

Тестовые измерения термоэдс при 300 К показали, что значения термоэдс составляет $-100 \div -110$ $\mu\text{V}/\text{K}$, что хорошо согласуется с значениями соответствующими для массивных образцов Bi с данной кристаллографической ориентацией.

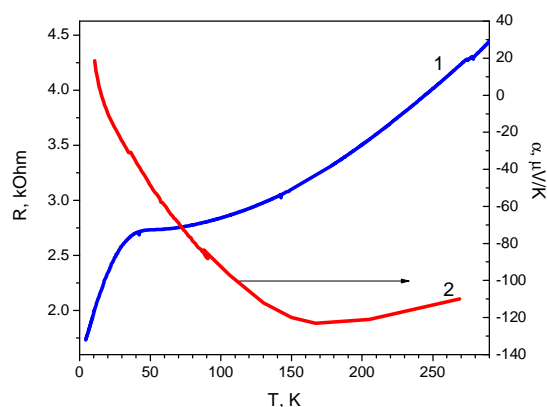


Рис. 2. Температурная зависимость сопротивления $R(T)$ (1) и термоэдс $\alpha(T)$ (2) нити Bi с тригональной ориентацией, $d=0,55$ мкм.

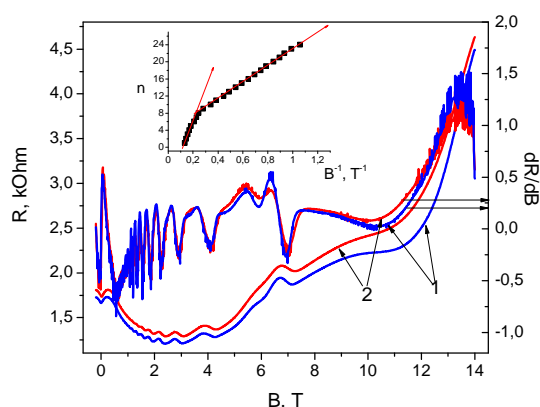


Рис.3. Полевые зависимости продольного магнетосопротивления $R(B)$ (шкала слева) и производная $\partial R/\partial B(B)$ (шкала справа) нити Bi с тригональной ориентацией, $d=0,55$ мкм при $T=2,1$ К (1) и $T=4,2$ К (2). На вставке: зависимость квантового номера n осцилляций ШдГ от обратного магнитного поля $1/B$.

Упругое растяжение нитей осуществлялось с помощью растягивающего устройства, позволяющего по точкам и плавно в динамическом режиме упруго деформировать нить до 2-3% относительного удлинения в области температур 4.2-300 К. Калибровка растягивающего устройства проводилась при 300 К под микроскопом типа МБС-1.

На рис. 2 представлена температурная зависимости сопротивления $R(T)$ (1) термоэдс $\alpha(T)$ (2)

нити Vi с $d \approx 0,55$ мкм с тригональной ориентацией.

При понижении температуры сопротивление уменьшается в 2 раза почти линейно до 100-120 К, в области 120-50 К образуется плато, а затем в области до 4.2 К наблюдается более резкое уменьшение сопротивления отражающее преобладание роста подвижностей носителей тока, как и в массивных образцах Vi . Термоэдс меняет знак в области 20-15 К.

На рис. 3 представлены ШдГ осцилляции на продольном магнетосопротивлении при $T=4.2$ К и 2.1 К. ШдГ осцилляции хорошо видны как на производной $\partial R/\partial B(B)$, так и на $R(H)$, вплоть до температур 10-15 К, что косвенным образом указывает на высокое структурное совершенство исследованных нитей.

Наиболее четко осцилляции ШдГ видны на полевых зависимостях термоэдс (рис.4) вплоть до 20 К. Период осцилляций составляет $1,1 \cdot 10^{-5} \text{Oe}^{-1}$, что в пределах погрешности совпадает с периодом ШдГ осцилляций массивных образцов чистого Vi в тригональном направлении ($H||C3$).

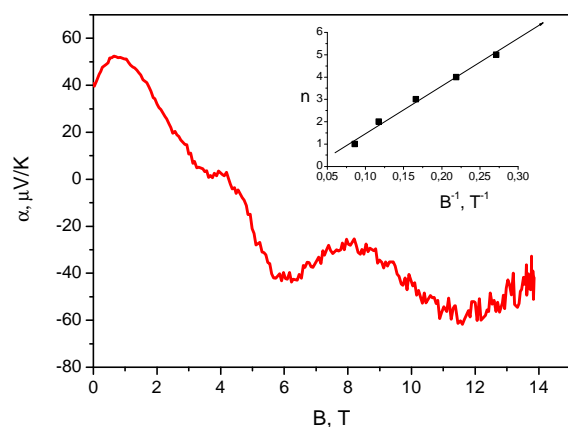


Рис. 4. Полевая зависимость термоэдс $\alpha(B)$ нити Vi с тригональной ориентацией, $d=0,55$ мкм при $T=12$ К. На вставке: зависимость квантового номера n осцилляций термоэдс от обратного магнитного поля $1/B$.

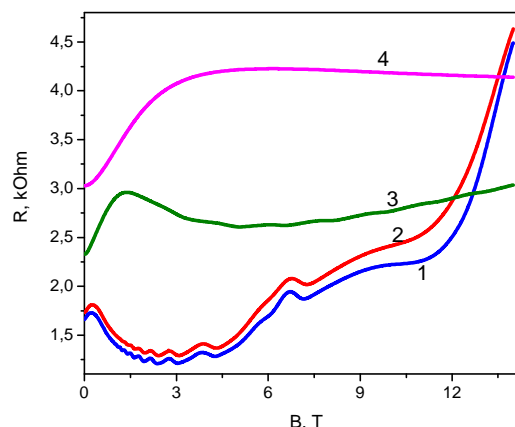


Рис. 5. Полевые зависимости продольного магнетосопротивления $R(B)$ нити Vi с тригональной ориентацией, $d=0,55$ мкм при разных значениях температуры: 1. $T=2.1$ К, 2 $T=4.2$ К, 3. $T=100$ К, 4. $T=200$ К.

Полевая зависимость продольного магнетосопротивления носит немонотонный характер. В области слабых магнитных полей имеется слабо выраженный максимум величина и положение, которого зависят от температуры (рис. 5).

Отметим, что в нитях Vi с $d=53$ мкм с тригональной ориентацией, как максимум на $R(B)$ так и отрицательное магнетосопротивление при $H||C3$ отсутствуют.

Кроме максимума на $R(B)$ имеется область отрицательного магнетосопротивления связанная с проявлением гальваномагнитного размерного эффекта Мак-Дональдза, Чамберса. Особенности на продольном магнетосопротивлении в нитях Vi с $d=0,55$ мкм, связанные с проявлением размерных эффектов происходят на фоне объемного магнетосопротивления. Известно, что в массивных образцах Vi магнетосопротивление в слабых магнитных полях растет квадратично, а в слабых – насыщается. С повышением температуры максимум на $R(B)$ и область отрицательного магнетосопротивления исчезают и сопротивление $R(B)$ в слабых магнитных полях возрастает и насыщается в сильных полях, что связано с ослаблением влияния размерных эффектов вследствие уменьшения длины свободного пробега носителей.

На рис. 6 представлена трансформация ШдГ осцилляций на продольном магнетосопротивлении $R(B)$ при 4.2 К при различных значениях упругого растяжения.

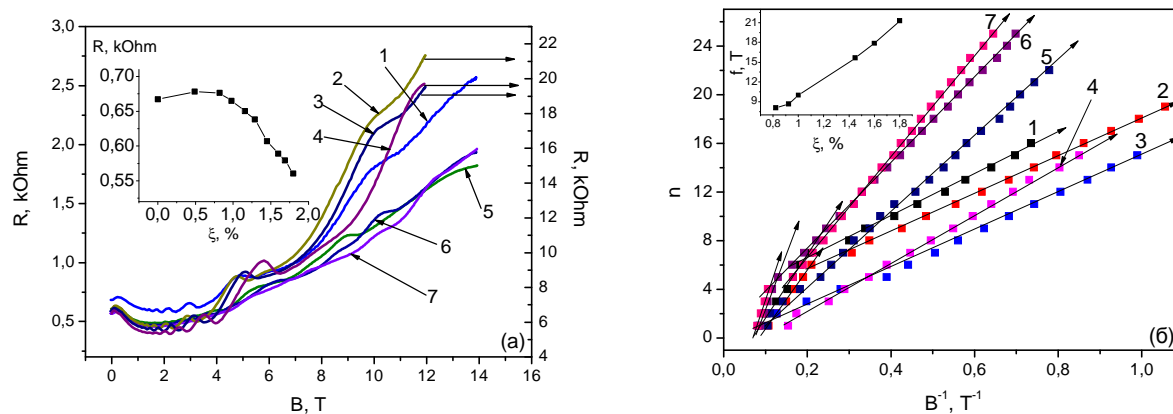


Рис.6. (а) Полевые зависимости продольного магнетосопротивления $R(B)$ нити Bi с тригональной ориентацией, $d=0,55$ мкм при разных значениях упругой деформации: 1. $\xi=0$, 2. $\xi=0,82\%$, 3. $0,98\%$, 4. $\xi=1\%$, 5. $\xi=1,45\%$, 6. $\xi=1,6\%$, 7. $\xi=1,8\%$ относительного удлинения. На вставке деформационная зависимость сопротивления $R(\xi)$ при $T=4.2$ К.

(б) Зависимости квантового номера n осцилляций ШдГ от обратного магнитного поля $1/B$. На вставке деформационная зависимость частоты $f(\xi)$ осцилляций ШдГ.

Расчет периодов осцилляций ШдГ (рис. 6 б) показал, что с увеличением деформации растяжения период ШдГ осцилляций уменьшается \approx в три раза от значения $1,24 \cdot 10^{-5} \text{Oe}^{-1}$ до $0,43 \cdot 10^{-5} \text{Oe}^{-1}$. Период осцилляций ШдГ по обратному полю определяется экстремальными сечениями поверхности Ферми перпендикулярными направлению B и определяется выражением, полученным Лифшицем-Онзайгером $\Delta\left(\frac{1}{B}\right) = \frac{2pe\hbar}{cS_m}$, где S_m – экстремальное сечение поверхности Ферми. При ориентации магнитного поля вдоль тригональной оси $C3$ периоды квантовых осцилляций ШдГ для всех трех электронных эллипсоидов одинаковы из соображения симметрии. Т.о. сечение поверхности Ферми с растяжением возрастает практически линейно в 3 раза, что свидетельствует о возрастании перекрытия L и T зон и усилению вырождения системы.

Работа выполнена при поддержке SCOPES гранта IZ73Z0_127968.

III. Библиография

1. Брандт Н.Б., Мюллер Р., Пономарев Я.Г. ЖЕТФ, 1976, т.71, в. 6, с. 2268-2277.
2. Брандт Н.Б., Цукевич Е.С., Минина Н.Я. УФН, 1971, т.104, в. 3, с. 459-488.
3. Цукевич Е.С. Физика и техника высоких явлений. 1980, т. 1, с. 53-75.
4. Брандт Н.Б., Кульбачинский В.А., Минина Н.Я. ФТТ, 1976, т 18, в. 7, с. 1829.
5. Брандт Н.Б., Чудинов С.М. Экспериментальные методы исследования энергетических спектров электронов и фононов в металлах. М.: Изд-во МГУ, 1984. 405 с.
6. Лифшиц И.Н., Азбель М.Я., Каганов М.И. Электронная теория металлов. М.: Изд-во Наука, 1971. 415 с.
7. Gitsu D., Konopko L., Nikolaeva A., and Huber T. J. Appl. Phys. Lett. 86, 2005, p.10210.
8. Hicks L. D., Dresselhaus M.S. Phys.Rev.B, Vol 47, No24, 1993, p.16631.
9. Lin Y. M., Sun X. Z., and Dresselhaus M. S. Phys. Rev. B, 62, 2000, p.4610.