## Неквадратичное поперечное магнетосопротивление дираковского полуметалла с узловой линией InBi

С. В. Зайцев-Зотов<sup>1)</sup>, И. А. Кон

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

Поступила в редакцию 5 ноября 2019 г. После переработки 14 ноября 2019 г. Принята к публикации 14 ноября 2019 г.

Представлены результаты изучения поперечного магнетосопротивления дираковского полуметалла InBi с узловой линией. Обнаружено, что магнетосопротивление не является квадратичным. В области малых магнитных полей  $B \lesssim 0.1$  Tл оно характеризуется повышенной кривизной, в области средних описывается суммой линейного и квадратичного вкладов, а в области больших магнитных полей  $B \gtrsim 1$  Tл приближается к квадратичному закону с кривизной, в несколько раз меньшей кривизны вблизи нулевого поля. Предложено феноменологическое уравнение, позволяющее описать всю зависимость сопротивления от магнитного поля с погрешностью, не превышающей погрешность измерений в несколько процентов.

DOI: 10.31857/S0370274X20010099

Изучение материалов с нетривиальной топологией является одной из самых активно развивающихся областей в физике твердого тела. Многие явления, рассматривавшиеся в теории поля, оказались доступными для реализации и изучения в топологически нетривиальных материалах и структурах на их основе. В частности, реализация дираковских и вейлевских фермионов в твердом теле позволяет в лабораторных экспериментах изучать некоторые экзотические состояния, предсказывавшиеся в теории поля. Большой интерес вызывают попытки реализации энионов, в том числе майорановских состояний, а также киральной аномалии [1].

Квазичастицы с дираковским спектром возникают в целом ряде материалов. Хорошо известными примерами являются графен, топологические изоляторы, дираковские полуметаллы [2]. Сравнительно недавно было установлено, что существуют также и материалы, в которых вершины дираковского конуса находятся не в одной или нескольких точках зоны Бриллюэна, а образуют линию [3]. Особенностью дираковских полуметаллов с узловой линией (Dirac node-line semimetals) является гораздо более высокая плотность дираковских состояний, чем в материалах с дираковской точкой, что позволяет надеяться на более яркое проявление свойств, обусловленных дираковскими фермионами. В настоящее время существование таких состояний доказано для сравнительно небольшого набора материалов, таких как

В магнетотранспортных измерениях проявляются многие специфические черты топологических материалов. Значительная часть работ этой области направлена на поиск и изучение киральной аномалии. Эффект возникает в параллельных электрическом и магнитном поле, проявляется в возникновении отрицательного продольного магнетосопротивления и считается одним из ключевых проявлений вейлевских фермионов в транспортных свойствах [9]. Что касается поперечного магнетосопротивления, то для него столь ярких эффектов не ожидается. Тем не менее для дираковских полуметаллов с узловой линией ряд необычных свойств был также предсказан и/или обнаружен экспериментально. Среди них экстремально большое положительное квадратичное поперечное магнетосопротивление, превышающее при гелиевых температурах 2 порядка в InBi [10] и 3 порядка в ZrSiS [7], а также наличие линейного вклада в поперечное магнетосопротивление в ZrSiSe и ZrSiTe [7].

InBi имеет тетрагональную элементарную ячейку, относящуюся к несимморфной простанственной группе симметрии P4/nmm [11]. Параметры решетки зависят от температуры и изменяются в пределах a = 4.9589 - 5.0101 Å, c = 4.8396 - 4.7824 Å при изменении температуры от 15 до 300 K [12]. Первопринципные расчеты показывают, что InBi является дираковским полуметаллом, в котором верши-

PbTaSe<sub>2</sub> [4], PtSn<sub>4</sub> [5], ZrSiS, ZrSiTe [6, 7], а также InBi [8], изучению поперечного магнетосопротивления которого и посвящена настоящая работа.

<sup>&</sup>lt;sup>1)</sup>e-mail: serzz@cplire.ru

ны дираковского конуса образуют линию в импульсном пространстве вдоль направлений МА и XR зоны Бриллюэна, т.е. в направлении вдоль оси c [8]. Наличие дираковской линии в энергетическом спектре подтверждается результатами ARPES [8]. Изучение магнетотранспорта показало наличие экстремально большого положительного поперечного квадратичного магнетосопротивления, которое превышает 2 порядка при гелиевых температурах в конфигурации  $B \perp I \parallel ab$  [10] и не насыщается в больших магнитных полях. Отсутствие насыщения магнетосопротивления и его аномально высокая величина связываются с равенством концентраций электронов и дырок в этом соединении, подвижность которых при гелиевых температурах достигает  $1.5 \times 10^4 \text{ см}^2/\text{B}\cdot\text{c}$  [10].

В настоящей работе приводятся результаты изучения поперечного магнетосопротивления в InBi в конфигурации  $B \perp I \parallel ab$  с высокой точностью. Полученные результаты позволили различить особенности, не наблюдавшиеся ранее в подобных измерениях в этом материале. В частности, обнаружено, что зависимость сопротивления от магнитного поля отличается от квадратичной во всем диапазоне исследовавшихся магнитных полей. Предложено феноменологическое уравнение, которое описывает все полученные результаты с относительной погрешностью порядка нескольких процентов. Наличие линейного вклада, обнаруженное в настоящей работе, соответствует ожидаемому поведению магнетосопротивления дираковских полуметаллов с узловой линией [13].

Стехиометрическая смесь In и Bi (чистота 99.998 и 99.995 % соответственно) помещалась в кварцевую ампулу, откачивалась до давления  $2 \times 10^{-5}$  Торр, плавилась для обезгаживания, после чего ампула отпаивалась. После тщательного перемешивания расплава при температуре 200 °C проводилась кристаллизация в градиенте температуры как при вертикальном, так и при горизонтальном расположении ампулы при плавном охлаждении от 300 до 30 °C в течении 6 ч. В результате вырастал кристалл, в котором ось с была наклонена к оси ампулы. Рентгеноструктурный анализ показал однофазность выращенных кристаллов. Образцы для исследований получались с помощью сколов по кристаллографическим направлениям. Плоскость легкого скола соответствует направлению (001) [8, 10, 14]. Для минимизации пластической деформации скалывание проводилось при температуре жидкого азота. Контакты к образцам припаивались припоем с температурой плавления 58 °C, которая была существенно ниже температуры плавления InBi ( $\sim 110$  °C). В общей сложности с разной степенью подробности было исследовано 4 образца разных размеров, которые продемонстрировали аналогичное поведение. Результаты, представленные в настоящей работе, получены на образцах приблизительно прямоугольной формы с размерами  $2.8 \times 3.0 \times 1.7 \text{ мм}^3$  (образец 1) и  $5 \times 4.5 \times 0.10 \text{ мм}^3$  (образец 2, в обоих случаях последний указанный размер соответствует направлению вдоль оси c). Расположение контактов на образцах показано на вставке к рис. 1. Измерения



Рис.1. (Цветной онлайн) Температурные зависимости сопротивления исследовавшихся образцов. Форма образцов и схемы расположения контактов показаны на вставках. Направление оси *с* и магнитного поля показаны черными стрелками. Образец 1 – правая шкала и правый нижний угол, образец 2 – левая шкала и левый верхний угол

сопротивления в образце 1 (нижний правый угол на рис. 1) проводились при пропускании тока через контакты 1 и 2, расположенные на одной грани образца, напряжение снималось с контактов 3 и 4, расположенных на другой грани. В случае образца 2 (верхняя левая вставка на рис. 1) ток пропускался через контакты 1 и 2, расположенные возле одного из длинных ребер образца, напряжение снималось с контактов 3 и 4, расположенных вблизи другого ребра.

На рисунке 1 показаны температурные зависимости сопротивления исследовавшихся кристаллов. Зависимости характерны для металлов и близки к наблюдавшемся ранее [10, 15]. Отношение RRR == R(300 K)/R(4.2 K) для исследовавшихся образцов составляло 230 и 250.

Типичный набор зависимостей магнетосопротивления в плоскости *ab* от магнитного поля, перпендикулярного этой плоскости, измеренных при различных температурах, показан на рис. 2. Магнетосопротивление немного асимметрично, что связано с небольшой асимметрией расположе-



Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость манетосопротивления от магнитного поля при различных температурах для образца 1

ния контактов и неидеальностью формы образца. Все данные, представленные ниже, соотвествуют магнетосопротивлению, симметризованному по направлению магнитного поля. Вблизи В = 0 магнитосопротивление квадратично, однако при понижении температуры область параболичности быстро сужается и возникает отчетливо видная тенденция к появлению V-образной формы, свидетельствующей о появлении линейного вклада, который пропорционален абсолютной величине магнитного поля. Также при понижении температуры практически исчезает температурная эволюция магнетосопротивления, что согласуется с результатами измерений [10]. Измерения в 2 и 10 раз меньшим током через образец показали, что исчезновение температурной зависимости не связано с джоулевым нагревом образца. Отсутствие параболичности в средних полях хорошо видно на рис. 3, на котором начальный участок тех же данных представлен в виде зависимости от  $B^2$ . В таком масштабе зависимость должна быть линейной, однако на практике в области малых магнитных полей наблюдается существенное отклонение от линейности, т.е. от зависимости  $\Delta R/R \equiv [R(B) - R(0)]/R(0) \propto B^2$ . Рост наклона зависимости в области малых полей свидетельствует о существенно большей кривизне зависимости  $\Delta R(B)$  вблизи нуля.

На рисунке 4 представлены результаты измерения магнетосопротивления в двойном логарифмическом масштабе. Видно, что при всех температурах в области  $B\gtrsim 2$  Тл она описывается степенным законом  $\Delta R\propto B^{\alpha}$  с показателем степени  $\alpha\approx 2$ .



Рис. 3. (Цветной онлайн) Зависимость магнетосопротивления от квадрата магнитного поля при различных температурах. Образец 1



Рис. 4. (Цветной онлайн) Зависимости магнетосопротивления от магнитного поля, измеренные при различных температурах. Образец 1. Пунктиром показана зависимость  $\Delta R \propto B^{1.75}$ 

Представленные результаты свидетельствуют о сравнительно сложной функциональной зависимости магнетосопротивления от магнитного поля. Видно, что параболический участок большой кривизны в области совсем малых магнитных полей сменяется близким к линейному ростом. В свою очередь, в области больших полей линейный рост опять сменяется близким к параболическому степенным законом, но с меньшей кривизной.

На рисунке 5 показана зависимость  $R(B,T)^{1/2}$  от магнитного поля. Эта зависимость, по крайней мере,



Рис. 5. (Цветной онлайн) Зависимост<br/>и ${\cal R}^{1/2}$ от магнитного поля, измеренные при различных температурах. Образе<br/>ц1

для самых низких температур имеет простой вид, напоминающий гиперболу и состоящий из двух ветвей, асимптотически приближающихся к линейным зависимостям и соединенных переходной областью вблизи B = 0. Для образца 2 показатель степени, обеспечивающий наилучшую аппроксимацию, несколько выше и соответствует  $1/\alpha = 0.55$ .

Такое поведение позволяет рассмотреть аппроксимацию всей зависимости в целом с помощью уравнения

$$R(T,B) = R_0(T) \left( c(T) + \sqrt{1 + \eta^2 B^2} \right)^{\alpha}, \quad (1)$$

которое описывает перечисленные выше особенности магнетосопротивления. Здесь B – индукция магнитного поля, c – зависящий от температуры безразмерный параметр,  $\eta$  – параметр, имеющий размерность подвижности,  $R_0(T)$  имеет размерность сопротивления и связано с сопротивлением в нулевом поле с помощью соотношения  $R_0(T) = R(T,0)/(c+1)^{\alpha}$ , а  $\alpha \approx 2$ . Для  $\alpha = 2$  при  $\eta B \gg 1$  магнетосопротивление, описываемое ур. (1), может быть записано как

$$\frac{\Delta R}{R} \approx \frac{2\eta c}{(c+1)^2} B + \frac{\eta^2}{(c+1)^2} B^2,$$
 (2)

т.е. сводится к виду  $\Delta R/R = aB + bB^2$ , содержащему линейный по магнитному полю член. Такое описание магнетосопротивления было предложено для дираковских полуметаллов с узловой линией ZrSiSe и ZrSiTe [7], а также получено теоретически для этого класса материалов [13]. При c = 0 и  $\alpha = 2$  это уравнение описывает квадратичное поперечное магнетосопротивление, ожидаемое в топологически тривиальных полуметаллах с равными концентрациями электронов и дырок (см., например, [10]). Таким образом, ур. (1) представляет собой феноменологическое расширение уравнения, используемого для описания магнетосопротивления топологически тривиальных материалов. В свою очередь, при  $\alpha = 2$  ур. (1) является частным случаем более общего уравнения

$$R(B) = R_0 + R_1 \sqrt{1 + \eta_1^2 B^2} + bB^2, \qquad (3)$$

в котором сопротивление в нулевом магнитном поле определяется суммой  $R_0 + R_1$ , второй член описывает линейный по магнитному полю вклад и переходный участок в окрестности B = 0, а третий – обычное квадратичное магнетосопротивление.

Оказалось, что ур. (1) описывает все имеющиеся данные с относительной погрешностью порядка нескольких процентов<sup>2)</sup>. В масштабе рис. 2, 5, аппроксимация практически неотличима от результатов измерений. На рисунке 6 показаны данные в об-



Рис. 6. (Цветной онлайн) Зависимость магнетосопротивления в области слабых магнитных полей. Сплошными линиями показаны результаты аппроксимации с помощью ур. (1). Пунктиром для сравнения показана квадратичная аппроксимация данных, полученных при T = 4.8 K. Образец 2

ласти малых магнитных полей и их аппроксимация. Видно, что точность аппроксимации определяется уровнем шумов измерения сопротивления (в данном случае около 50 нОм, что составляет 1 % от характерного сопротивления 5 мкОм). Значения параметров

<sup>&</sup>lt;sup>2)</sup> Наибольшее отклонение связано с поправками, возникающими ниже температуры сверхпроводящего перехода низкотемпературного припоя, использовавшегося для пайки контактов.

аппроксимации при  $T=4.8\,{\rm K}$  составляют c=6.4,  $\eta=10^5\,{\rm cm}^2/{\rm B}\cdot{\rm c}.$  При повышении температуры обе величины уменьшаются.

В топологически тривиальных компенсированных полуметаллах кривизна зависимости  $\Delta R(B)/R(0)$  постоянна и определяется подвижностью, причем  $\Delta R(B)/R(0) = \mu_e \mu_h B^2$  (см., например, [10]). При  $\eta B \ll 1$  ур. (1) приводит к  $\Delta R/R = \eta^2 B^2/(c+1)$ , что соответствует случаю квадратичного магнетосопротивления с подвижностью  $\mu_0 = \eta/\sqrt{c+1}$ . При  $\eta B \gg 1$ ,  $\mu_{\infty} = \eta/(c+1)$ . Так как c > 0, то  $\mu_0 = \mu_{\infty} \sqrt{c+1}$ . Такому изменению кривизны зависимости  $\Delta R(B)$  в несколько раз соответствует изменение кривых на рис. 3. Участки бо́льшей кривизны зависимости  $\Delta R(B)$  вблизи нулевого поля можно заметить во многих топологически нетривиальных материалах, таких как Bi [16], NbP [17], МоТе<sub>2</sub> [18], Сd<sub>2</sub>As<sub>2</sub> [19], упоминавшихся выше ZrSiSe и ZrSiTe [7], InBi [10] и многих других материалах. По этой причине можно предположить, что уравнения (1), (3) описывают магнетосопротивление широкого круга топологически нетривиальных материалов.

Полученные в настоящей работе результаты свидетельствуют о реализации более сложной зависимости транспортных свойств дираковского полуметалла с узловой линией InBi от магнитного поля, чем квадратичной. Обнаруженные отклонения от квадратичной зависимости соотвествуют появлению линейного по магнитному полю вклада в магнетосопротивление, ожидаемого для систем с дираковской узловой линией [13]. Именно наличием такого вклада объясняется непараболичность магнетосопротивления в области магнитных полей порядка нескольких Тл (см. также ур. (2)). Описание магнетосопротивления с помощью предложенного в данной работе ур. (1) в настоящее время не имеет теоретического обоснования. Тем не менее, при c = 0 данное уравнение описывает квадратичное магнетосопротивление топологически тривиальных материалов, а при  $c \neq 0$  оно позволяет описать с практической точностью все обнаруженные особенности магнетосопротивления дираковского полуметалла с узловой линией InBi.

Авторы выражают благодарность А. А. Майзлаху за помощь в росте кристаллов, В. А. Лузанову за проведение рентгеноструктурного анализа, В.В. Павловскому, Н.И. Федотову и А.А. Майзлаху за полезные обсуждения. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант # 16-12-10335).

- Ch.-K. Chiu, J. C. Y. Teo, A. P. Schnyder, and Sh. Ryu, Rev. Mod. Phys. 88, 035005 (2016).
- S. M. Young, S. Zaheer, J. C. Y. Teo, C. L. Kane, E. J. Mele, and A. M. Rappe, Phys. Rev. Lett. 108, 140405 (2012).
- A. A. Burkov, M. D. Hook, and L. Balents, Phys. Rev. B 84, 235126 (2011).
- G. Bian, T.-R. Chang, R. Sankar et al. (Collaboration), Nature Commun. 7, 10556 (2016).
- Y. Wu, L.-L. Wang, E. Mun, D. D. Johnson, D. Mou, L. Huang, Y. Lee, S. L. Bud'ko, P. C. Canfield, and A. Kaminski, Nature Phys. **12**, 667 (2016).
- J. Hu, Zh. Tang, J. Liu, X. Liu, Y. Zhu, D. Graf, K. Myhro, S. Tran, Ch.N. Lau, J. Wei, and Zh. Mao, Phys. Rev. Lett. **117**, 016602 (2016).
- M. N. Ali, L. M. Schoop, Ch. Garg, J. M. Lippmann, E. Lara, B. Lotsch, and S. S. P. Parkin, Science Advances 2, 1601742 (2016).
- S.A. Ekahana, Sh.-Ch. Wu, J. Jiang, K. Okawa, D. Prabhakaran, Ch.-C. Hwang, S.-K. Mo, T. Sasagawa, C. Felser, B. Yan, Zh. Liu, and Yu. Chen, New J. Phys. 19, 065007 (2017).
- A. A. Zyuzin and A. A. Burkov, Phys. Rev. B 86, 115133 (2012).
- K. Okawa, M. Kanou, H. Namiki, and T. Sasagawa, Phys. Rev. Materials 2, 124201 (2018).
- 11. W. P. Binnie, Acta Cryst. 9, 686 (1956).
- R. Kubiak and J. Janczak, J. Alloys Compd. 196, 117 (1993).
- 13. H. Yang and F. Wang, arXiv:1908.01625.
- 14. H. U. Walter, J. Crystal Growth 19, 351 (1973).
- R. B. Lal, J. H. Davis, and H. U. Walter, Phys. Stat. Sol. (a) **100**, 583 (1987).
- F. Y. Yang, K. Liu, K. Hong, D. H. Reich, P. C. Searson, and C. L. Chien, Science 284, 1335 (1999).
- Ch. Shekhar, A. K. Nayak, Y. Sun et al. (Collaboration), Nature Phys. 11, 645 (2015).
- 18. F.C. Chen, H.Y. Lv, X. Luo, W.J. Lu, Q.L. Pei, G.T. Lin, Y.Y. Han, X.B. Zhu, W.H. Song, and Y.P. Sun, Phys. Rev. B 94, 235154 (2016).
- T. Liang, Q. Gibson, M. N. Ali, M. Liu, R. J. Cava, and N. P. Ong, Nature Materials 14, 280 (2015).