

03,12

Выявление поверхностных состояний в топологических изоляторах $\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$ по магнитотранспортным измерениям

© В.Е. Сизов, В.И. Борисов, П.И. Кузнецов, Ю.Я. Ткач

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино, Россия

E-mail: chmil@ms.ire.rssi.ru

(Поступила в Редакцию 10 апреля 2018 г.)

С целью выявления электронных поверхностных состояний в пленках топологических изоляторов $\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$ различного состава исследовалось влияние магнитного поля и температуры на их проводимость. Экспериментальные данные могут быть объяснены в рамках модели с двумя типами носителей заряда. В объеме пленки наблюдается термоактивационная проводимость, электронная или дырочная, в зависимости от состава образца, а на поверхности имеются металлоподобные электронные состояния. Заметный вклад поверхностных топологических состояний в величину общей проводимости открывает возможность их исследования.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (базовая часть государственного задания), при частичной поддержке РФФИ (проекты № 17-07-00241А и № 17-02-00309) и программ РАН.

DOI: 10.21883/FTT.2019.02.47120.100

Топологические изоляторы — новый класс веществ, которые характеризуются объемной энергетической щелью в зонной схеме, как у обычных изоляторов, и наличием проводящих поверхностных состояний. Эти состояния возникают благодаря спин-орбитальному взаимодействию и симметрии по отношению к инверсии времени [1–3]. Научная и практическая привлекательность этих поверхностных состояний заключается в их хиральности и „защищенности“, то есть малости обратного рассеяния носителей заряда в этих состояниях. Различают двумерные и трехмерные топологические изоляторы. В настоящей работе речь идет о трехмерных топологических изоляторах, в которых на поверхности возникает спин-поляризованные фермионные состояния, энергетически находящиеся в объемной щели.

Из-за большого количества дефектов кристаллической структуры в объемных монокристаллах халькогенидов висмута и сурьмы, как правило, преобладает объемная проводимость. Такие широко исследуемые топологические изоляторы, как Bi_2Se_3 и Bi_2Te_3 , обладают малым объемным сопротивлением ($< 12 \text{ m}\Omega \cdot \text{cm}$), и вклад поверхностной проводимости часто не превышает 0.01 от объемной проводимости [3]. Поэтому для выявления и исследования поверхностных топологических состояний в настоящее время активно работают над созданием топологических изоляторов с большим объемным сопротивлением. В частности, широко исследуются тройные $(\text{Bi}_x\text{Sb}_{1-x})_2\text{Te}_3$ и $(\text{Bi}_x\text{Sb}_{1-x})_2\text{Se}_3$ и четверные $\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$ соединения. В некоторых их составах удалось получить меньшую объемную проводимость, в том числе и из-за компенсирующих дефектов. Например, работа [4] посвящена оптимизации состава четы-

рехкомпонентного твердого раствора $\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$ для получения образцов с максимальным объемным сопротивлением, подходящих, тем самым, для изучения поверхностной проводимости. Существенно уменьшить объемную проводимость можно также при использовании тонких пленок четырехкомпонентных твердых растворов, однако до сих пор отсутствуют разработанные технологии их выращивания и работа [5] по существу единственная в данном направлении.

Приближенная зонная схема $\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$, полученная из ARPES измерений в работах [3,6], приведена на рис. 1. Изменение состава твердого раствора (x, y) сдвигает положение уровня Ферми, но не сильно изменяет эту схему [3,6]. Энергетическая щель здесь порядка 0.3 eV, поэтому наблюдаемая нами энергия

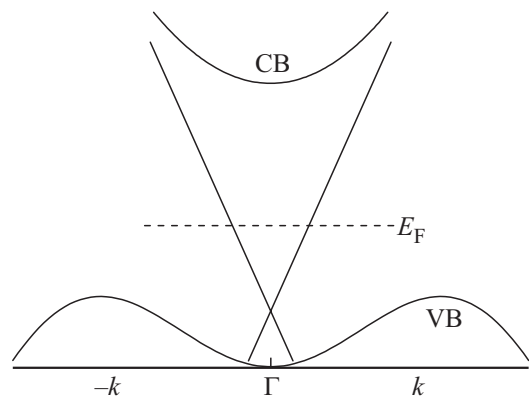


Рис. 1. Зонная схема соединения $\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_{3-y}\text{Se}_y$, полученная из ARPES измерений в работе [6]. СВ — зона проводимости, VB — валентная зона, E_F — уровень Ферми.

активации 50 meV в объемной проводимости фактически свидетельствует о наличии флуктуационного потенциала такого же порядка и объемной проводимости по уровню протекания [7–9].

Нами исследовалось шесть образцов различного состава, полученных в работе [5]: образец А — $x = 0.35$, $y = 0.85$, образец В — $x = 0.6$, $y = 1.32$, образец С — $x = 0.67$, $y = 1.32$, образец D — $x = 1.15$, $y = 1.5$, образец E — $x = 0.6$, $y = 2.10$ и F — $x = 0.39$, $y = 1.97$. Пленки образцов осаждены на монокристаллической сапфировой подложке эпитаксией из паров металлоорганических соединений. Для пассивации свободных связей подложки, препятствующих эпитаксии, предварительно на подложку (0001) Al_2O_3 осаждался буферный слой ZnTe толщиной 20 nm, поверх которого выращивался основной исследуемый материал с толщиной в пределах 310–900 nm. Защитный слой сверху не наносился.

По данным атомносиловой микроскопии шероховатость поверхности на площади $4 \mu m^2$ для всех шести исследованных образцов была ниже 1 nm. Технологические подробности получения пленок и их контроля оптическими методами и по рентгеновской дифракции отражены в [5,10]. Образцы отличались стабильностью своих свойств, термические циклы не влияли на воспроизводимость результатов.

Измерения магнитотранспортных свойств проводились по методу Ван-дер-Пау на переменном сигнале частотой 133 Hz. Автоматизированная измерительная установка с гелиевым криостатом замкнутого цикла позволяла проводить измерения в области температур от 10 до 300 K. Типичная задаваемая величина тока через образец составляла $2 \mu A$. Магнитное поле до 1.2 T прикладывалось перпендикулярно поверхности образца и в ходе эксперимента разворачивалось до максимальных значений обеих полярностей. Контакты к образцу наносились с помощью проводящего клея на основе серебра. Характерное расстояние между контактами составляло 5–10 nm. В эксперименте определялись значения удельного сопротивления и подвижности носителей заряда. Величина подвижности в большей части температурного диапазона имела эффективное значение из-за наличия двух параллельных каналов проводимости — по объему пленки и по поверхностным топологическим состояниям. Четыре контакта к образцу, расположенные более или менее симметрично по его периферии, стандартным для метода Ван-дер-Пау образом обозначались последовательно a , b , c , d . Если между контактами b и d пропускать ток I_{bd} , а напряжение измерять между контактами a и c U_{ac} , то подвижность определялась по изменению величины $R_{bdac} = U_{ac}/I_{bd}$ в магнитном поле.

На рис. 2 представлены температурные зависимости удельного сопротивления образцов. На рисунке приведены эффективные значения удельного сопротивления, то есть, измеренное сопротивление образцов, нормированное на их толщину, в предположении, что вся проводимость обусловлена носителями заряда одного типа,

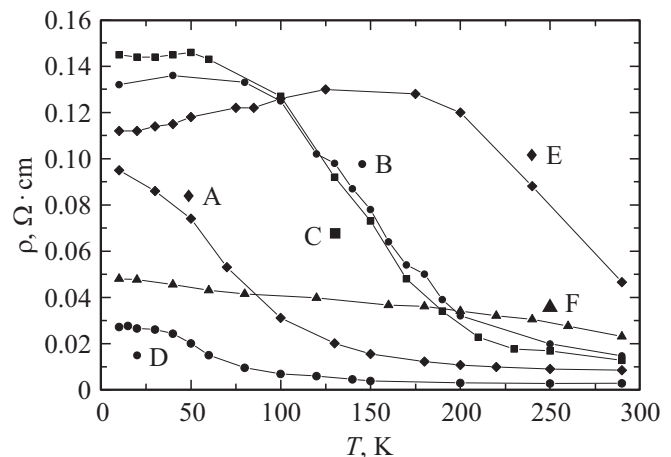


Рис. 2. Температурная зависимость удельного сопротивления для образцов А–F.

которые равномерно распределены по всей толщине пленки. Тип объемной проводимости в наших образцах при комнатной температуре зависел от их состава и находился в соответствии с известными закономерностями (например, [4]). В образце А при температурах выше 50 K преобладала дырочная проводимость с энергией активации 17.3 meV. Ниже 50 K доминировала электронная проводимость. В образце В при высоких температурах (выше 170 K) наблюдалась дырочная проводимость. Этой области температур соответствовала энергия активации проводимости 47.5 meV. Ниже 160 K в образце доминировала электронная проводимость. Проводимость образца С имела похожий характер. Переход от одного типа проводимости к другому в этом образце происходил при температуре в интервале 150–170 K, а величина энергии активации дырочной проводимости в высокотемпературной области составляла 53 meV. Образец D имел дырочную проводимость во всей температурной области, а образцы F и E при всех температурах — электронную.

Для оценки вклада поверхностных топологических состояний в проводимость при комнатной температуре всего образца будем считать, что проводимость топологических состояний не меняется с температурой и равна проводимости образца при низких температурах. При таком подходе, например, для образца С, получается, что вклад поверхностных топологических состояний в проводимость образца при комнатной температуре составляет около 10% (удельное сопротивление образца С при 10 K равно $0.145 \Omega \cdot cm$, при комнатной температуре — $0.013 \Omega \cdot cm$).

На рис. 3 представлена температурная зависимость эффективной подвижности для образцов А, В и С. Относительно небольшие величины рассчитанной подвижности могут указывать как на компенсирующее влияние разных типов носителей, так и на достаточно значительное количество дефектов структуры образца.

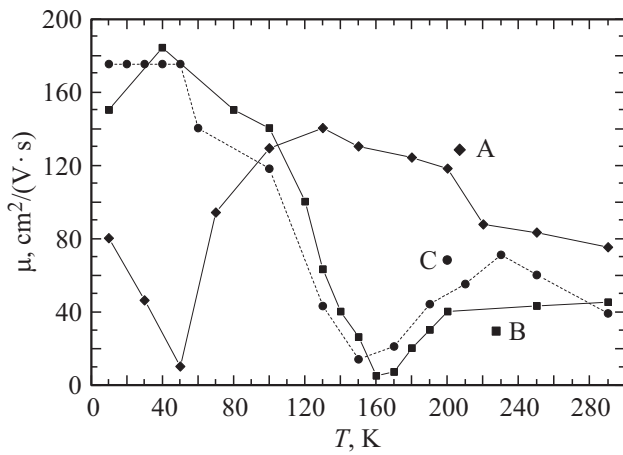


Рис. 3. Температурная зависимость эффективной подвижности для образцов А, В и С. На всех кривых левее провала (при более низких температурах) подвижность электронная, правее — дырочная.

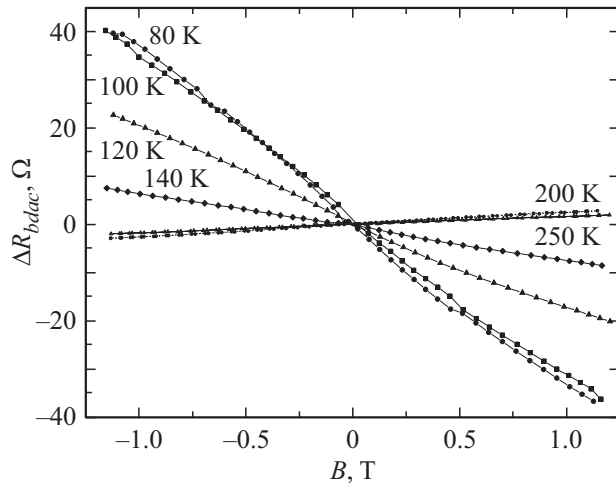


Рис. 4. Зависимость величины $R_{bdac} = U_{ac}/I_{bd}$ от магнитного поля при различных температурах для образца В.

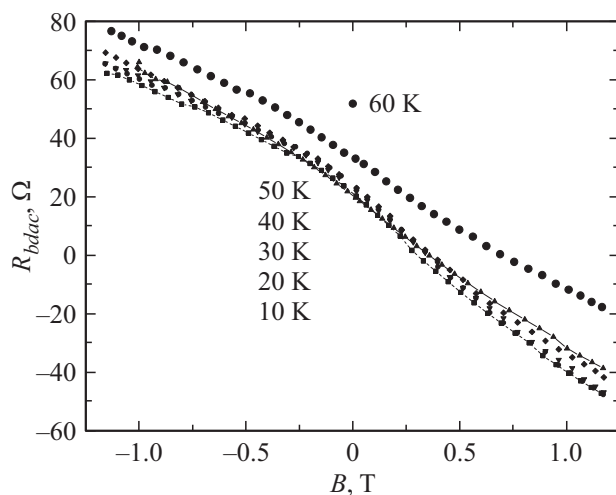


Рис. 5. Низкотемпературная зависимость R_{bdac} от магнитного поля для образца С.

Электронная подвижность существенно превосходила дырочную, так для образцов В и С электронная подвижность составляла приблизительно $200 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$, а дырочная $40 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$.

Рис. 4 иллюстрирует для образца В смену типа проводимости и увеличение подвижности при низких температурах, на нем представлена зависимость изменения величины R_{bdac} от магнитного поля при различных температурах. Изменение поперечного напряжения U_{ac} и, соответственно, наклон графиков на рис. 4, снятых при температуре 200 и 250 К отвечает положительным носителям заряда, а для температур 80, 100, 120 и 140 К — отрицательным. Наклон графиков пропорционален эффективной подвижности носителей заряда для данной температуры.

Из рис. 5 видно практически полное совпадение измеренных величин R_{bdac} в образце С в низкотемпературной области от 10 до 50 К, подобное поведение может указывать на независимость поверхностной электронной проводимости от температуры и отсутствие объемной дырочной проводимости. В высокотемпературной области по мере тепловой генерации объемных носителей заряда на величину сигнала U_{ac} противоположным образом влияли оба типа носителей.

Таким образом, из магнитотранспортных измерений в пленках топологических изоляторов $Bi_{2-x}Sb_xTe_{3-y}Se_y$ различного состава следует, что наблюдаемые характеристики могут быть объяснены в рамках модели с двумя типами носителей заряда, когда объем образца ведет себя как дырочный (электронный, в случае с образцами Е и F) полупроводник, а на поверхности имеются металлоподобные электронные состояния, проводимость по которым не уменьшается с понижением температуры.

Аргументы в пользу этой модели являются следующими: 1) с понижением температуры дырочная проводимость уменьшается активационным образом; 2) измеренная эффективная подвижность электронов в низкотемпературной области существенно больше дырочной; 3) электронная проводимость в низкотемпературной области не зависит от температуры (рис. 5); 4) постоянная концентрация электронов на поверхностных топологических состояниях при понижении температуры при уменьшении рассеяния на фонах приводит к наблюдаемому уменьшению сопротивления в низкотемпературной области (особенно наглядно в образце Е, рис. 2).

Список литературы

- [1] M.Z. Hazan, C.L. Kane. Rev. Mod. Phys. **82**, 3045 (2010).
- [2] X-L. Qi, S-C. Zhang. Rev. Mod. Phys. **83**, 1057 (2011).
- [3] Y. Ando. J. Phys. Soc. Jpn. **82**, 102001 (2013).
- [4] Zhi Ren, A.A. Taskin, S. Sasaki, K. Segawa, Y. Ando. Phys. Rev. B **84**, 165311 (2011).

- [5] P.I. Kuznetsov, G.G. Yakushcheva, B.S. Shchamkhalova, V.A. Jitov, A.G. Temiryazev, V.E. Sizov, V.O. Yapaskurt. *J. Cryst. Growth* **483**, 216–222 (2018).
- [6] T. Arakane, T. Sato, S. Souma, K. Kosaka, K. Nakayama, M. Komatsu, T. Takahashi, Zhi Ren, K. Segawa, Y. Ando. *Nature Commun.* **3**, 636 (2012).
- [7] B.I. Shklovskii, A.L. Efros. *Electronic Properties of Doped Semiconductors*. Springer-Verlag, Berlin (1984).
- [8] B. Skinner, T. Chen, B.I. Shklovskii. *Phys. Rev. Lett.* **109**, 176801 (2012).
- [9] B. Skinner, T. Chen, B.I. Shklovskii. *ЖЭТФ* **144**, 662 (2013).
- [10] P.I. Kuznetsov, B.S. Shchamkhalova, V.O. Yapaskurt, V.D. Shcherbakov, V.A. Luzanov, G.G. Yakushcheva, V.A. Jitov, V.E. Sizov. *J. Cryst. Growth* **471**, 1–7 (2017).

Редактор Ю.Э. Кутаев