Письма в ЖЭТФ, том 115, вып. 4, с. 270 – 276 © 2022 г. 25 февраля

О перколяционном режиме объемного транспорта в топологическом изоляторе $Bi_{1.08}Sn_{0.02}Sb_{0.9}Te_2S$

В. О. Сахин[+], *Е. Ф. Куковицкий*[+], *Ю. И. Таланов*[+], *Г. Б. Тейтельбаум*[+1)], *Л. А. Моргун*[*], *А. Э. Борисов*[*], *А. С. Усольцев*[*], *В. М. Пудалов*[*]

[+]*Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского*
Федеральный исследовательский центр "Казанский научный центр РАН", 420029 Казань, Россия

[*]*Центр высокотемпературной сверхпроводимости и квантовых материалов им. В. Л. Гинзбурга*
Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 31 декабря 2021 г.
После переработки 31 декабря 2021 г.
Принята к публикации 5 января 2022 г.

С помощью электронного спинового резонанса было зафиксировано формирование наноразмерных "капель" заряда в объеме трехмерного топологического изолятора $Bi_{1.08}Sn_{0.02}Sb_{0.9}Te_2S$. Поскольку электроны и дырки "заперты" в этих каплях на большом расстоянии друг от друга, их участие в проводимости путем обычного переноса заряда невозможно. Наши транспортные измерения показывают,что при относительно высоких температурах объемная проводимость носит активационный характер с энергиями активации, которые из-за перколяции могут быть намного меньше половины запрещенной зоны. При достаточно низких температурах электроны и дырки начинают туннелировать между каплями и термоактивированный транспорт сменяется прыжками переменной длины.

DOI: 10.31857/S1234567822040103

Введение. Трехмерные (3D) топологические изоляторы (ТИ) привлекательны бесщелевыми поверхностными состояниям [1–3], обладающими такими нестандартными квантовыми особенностями как жесткая привязка спина и импульса (*spin-momentum locking*) и отсутствие обратного рассеяния. С другой стороны, большинство 3D ТИ, которые удалось обнаружить или синтезировать, являются довольно плохими изоляторами в объеме, что затрудняет исследование поверхностных свойств при транспортных измерениях. По этой причине установление объемных транспортных свойств и реализация изоляционного состояния в объеме между поверхностями ТИ остается актуальной областью исследований [4–14].

Более того, в исследованиях ТИ в настоящее время выявился растущий интерес к природе сильного воздействия различных дефектов и локальных неоднородностей заряда [15–19], существующих в области между проводящими поверхностями или краями, на фундаментальные свойства поверхностных носителей тока в ТИ.

Важным вопросом является обнаружение и анализ таких неоднородностей в реальных трехмерных ТИ, где их присутствие также представляется весьма вероятным (если не неизбежным). Дело в том, что полное подавление объемной проводимости в них достигается за счет компенсации носителей заряда добавлением в структуру небольшого количества примесных ионов – доноров в том случае, когда необходимо "нейтрализовать" дырки, или акцепторов, когда дело касается "нейтрализации" электронов. В результате в структуре появляются зарядовые дефекты, вызывающие локальные искажения запрещенной зоны, которые становятся аномально сильными из-за подавления экранирования по причине небольшой плотности носителей заряда. Это обстоятельство может приводить к появлению в объеме образца трехмерных наноразмерных капель заряда (лужиц), известных в физике полупроводников [14, 20], а также сильнокоррелированных 2D электронных систем [21], манганитов [22] и др.

В связи с этим значительно возросла роль различных локальных методов в изучении свойств ТИ. Одним из перспективных инструментов решения таких задач является электронный спиновой резонанс (ЭПР), который может быть использован для исследования локальных неоднородностей в распределении зарядовых и спиновых возбуждений.

Основная цель данной работы – исследование локальных зарядовых неоднородностей в непроводящей области между проводящими поверх-

[1)]e-mail: grteit@kfti.knc.ru; grteit@yahoo.com

ностями трехмерного топологического изолятора $Bi_{1.08}Sn_{0.02}Sb_{0.9}Te_2S$. Мы используем данные ЭПР, характеризующие распределение локальных неоднородностей заряда, вместе с измерениями удельного сопротивления, чтобы исследовать их влияние на объемные транспортные свойства соединения.

Методика эксперимента и результаты.

1. Наши исследования трехмерных топологических изоляторов проводились на изоструктурном варианте соединения теллурида висмута $Bi_{1.08}Sn_{0.02}Sb_{0.9}Te_2S$ (BSSTS), которое, как известно, является одним из лучших трехмерных топологических изоляторов. Исследуемые монокристаллы были выращены по методике, описанной в [23]. Следует отметить, что компенсация последних оставшихся собственных дефектов была достигнута за счет замены 1 % Bi на Sn. Детальная характеристика выращенных монокристаллов показала [24, 25], что их структура, транспортные и магнитотранспортные свойства аналогичны тем, которые были опубликованы в [23]. Основная часть кристаллов BSSTS обладает высокой изоляционной способностью. Удельное сопротивление экспоненциально увеличивается с уменьшением T, достигает максимального значения (до ~ 60 Ом $\cdot$ см) при ~ 100 K и начинает уменьшаться с уменьшением T. Это уменьшение указывает на то, что сопротивление изоляционного объемного материала шунтируется "металлическими" поверхностными носителями. Объемная запрещенная зона равна 330 мэВ. Плотность носителей (n) составляет всего $\sim 3 \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$.

2. Поверхность образцов исследовалась методом сканирующей туннельной спектроскопии с использованием сверхнизкотемпературного микроскопа STM Unisoku – USM 1300. Дифференциальная проводимость (dI/dV) измерялась по 24 линиям на поверхности, которые были смещены друг от друга на 0.5 нм. Соответствующая карта поверхности, полученная при температуре 2 K, показана на рис. 1. Затем кривые проводимости усреднялись по всему набору линий, смещенных на 0.5 нм. Стрелки на усредненной кривой, показанной на рис. 2, указывают приблизительное положение "потолка" объемной валентной зоны (vbt), "дна" зоны проводимости (cbb),точки Дирака (DP) и уровня Ферми (E_F). Соответствующая схема приведена на рис. 3. Полученные нами оценки параметров зонной структуры BSSTS были использованы для анализа транспортных свойств исследуемых образцов.

3. Теперь перейдем к обсуждению данных ЭПР, поскольку они дают решающее представление о

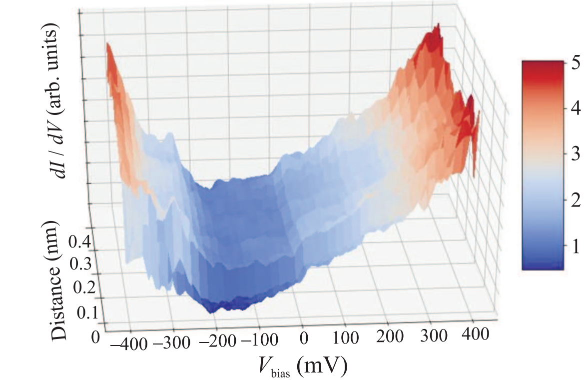

Рис. 1. (Цветной онлайн) СТМ-карта дифференциальной проводимости (dI/dV), построенная путем измерений вдоль параллельных линий на поверхности, смещенных друг от друга на 0.5 нм

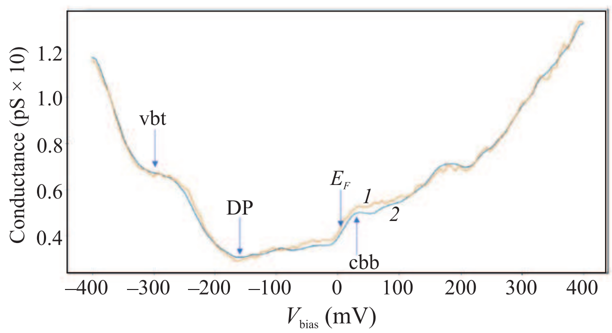

Рис. 2. (Цветной онлайн) Кривая дифференциальной проводимости, усредненная по линиям, смещенным на 0.5 нм (*2*), в сравнении с необработанной кривой (*1*). Стрелки на усредненной кривой указывают приблизительное положение верха объемной валентной зоны и дна зоны проводимости (vbt и cbb), а также положение точки Дирака (DP) и уровня Ферми (E_F)

характере локальных неоднородностей в объеме BSSTS. Спектры ЭПР регистрировались на стандартном спектрометре X-диапазона (9.2–9.6 ГГц) Bruker BER-418s в диапазоне температур от 1.4 до 100 K. Образцы для измерения ЭПР представляли собой кристаллические пластинки толщиной ~ 0.15–0.2 мм.

Типичный сигнал ЭПР состоял из двух линий, наблюдавшихся в полях в диапазоне от 150 до 250 Э (низкополевой пик соответствует дыркам, а высокополевой – электронам). Положения этих сигналов сильно зависят от ориентации магнитного поля относительно оси c, перпендикулярной базисной плоскости ab кристалла (см. рис. 4). ЭПР в таких слабых магнитных полях соответствует необычно большим значениям g-факторов носителей заряда [26–28], что

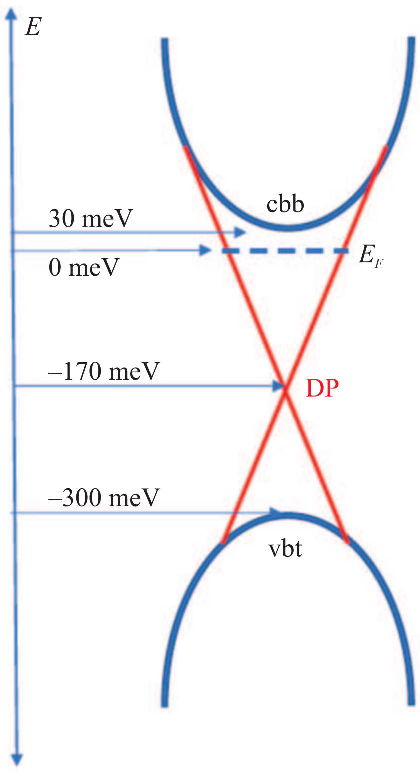

Рис. 3. (Цветной онлайн) Схема зонной структуры исследованных образцов BSSTS

указывает на сильное спин-орбитальное взаимодействие, характерное для топологических изоляторов.

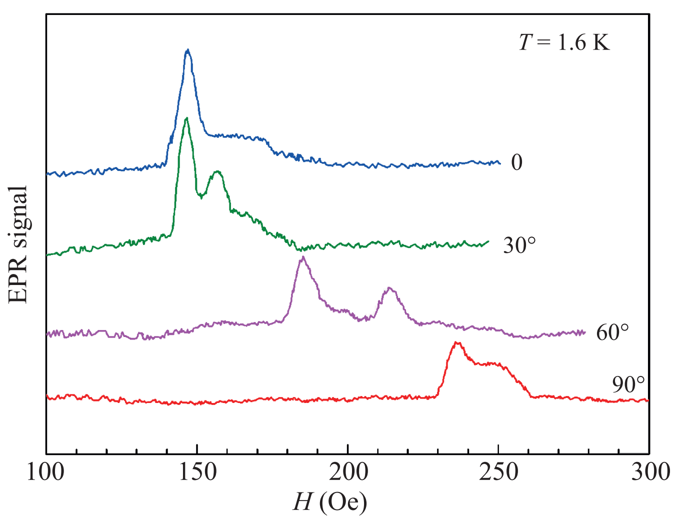

Рис. 4. (Цветной онлайн) Угловая зависимость спектров ЭПР от ориентации магнитного поля относительно оси c (характеризуемой углом θ), которая свидетельствует о суперпозиции двух различных линий ЭПР, соответствующих дыркам и электронам

Обратимся теперь к угловой зависимости спектров спинового резонанса от ориентации магнитного поля относительно оси c (характеризуемой углом θ), которая свидетельствует о наличии суперпозиции двух различных линий ЭПР (рис. 4), соответствующих дыркам и электронам (см. подробнее в [29]). Из анализа наблюдаемых спектров, используя для угловой зависимости g-фактора каждой из этих линий стандартное выражение $g^2 = g_{\|}^2 \cos^2\theta + g_{\perp}^2 \sin^2\theta$, мы установили, что для дырок $g\perp = 28.3 \pm 1$; $g_{\|} = 47.4 \pm 1$, а для электронов $g_{\perp} = 26.4 \pm 1$; $g_{\|} = 44.7 \pm 1$.

Особо следует отметить сильную температурную зависимость наблюдаемых линий: интенсивность линий быстро уменьшается с ростом температуры (рис. 5). При температурах выше 15 K линии становятся ненаблюдаемыми.

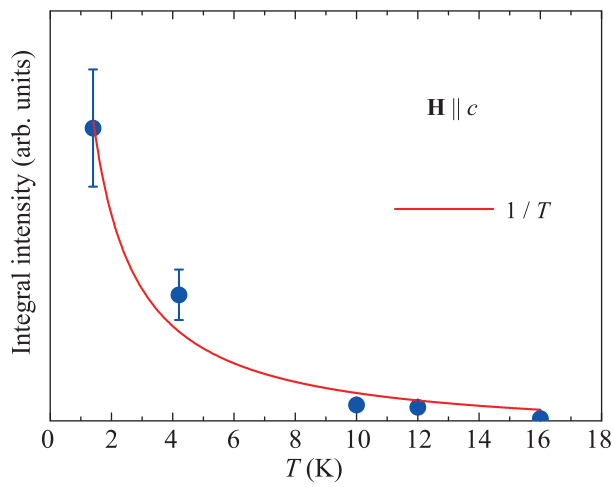

Рис. 5. (Цветной онлайн) Температурная зависимость интегральной интенсивности сигнала ЭПР

Перейдем к анализу интегральной интенсивности сигнала (рис. 5), которая, как известно, соответствует магнитной восприимчивости системы спинов, ответственных за резонансный сигнал. Вместо независимости от температуры, ожидаемой в соответствии с законом Паули, интегральная интенсивность сигнала спинового резонанса от носителей заряда быстро растет ($\sim 1/T$) при понижении температуры подобно зависимости типа Кюри. Для системы без каких-либо локальных магнитных моментов такое необычное поведение можно рассматривать как указание на то, что объемные носители заряда организованы в ансамбль наноразмерных "металлических" частиц, случайно распределенных в объеме образца [30, 31].

Малость объема частиц приводит к выраженной дискретности электронных уровней, что может приводить к аномальным свойствам мелких частиц по сравнению со свойствами массивного металла. Дисперсия частиц по размерам, различия формы и неконтролируемые дефекты, в том числе шероховатость их поверхности, делают распределение уровней в ансамбле мелких "металлических" частиц полностью случайным. Поэтому среднее расстояние между электронными уровнями в частице можно найти, используя обычную плотность состояний ν на уровне Ферми для массивных металлов [30, 31]

$$\nu = Vm^* p_0/2\pi^2\hbar^3, \qquad (1)$$

где V – объем частицы, m^* – эффективная масса носителей, p_0 – граничный импульс.

Было предположено [31], что для таких малых "металлических" частиц (далее мы будем называть их каплями) реализуется квантованный спектр, в котором расстояние между уровнями превышает $k_{\rm B}T$. Среднее расстояние между уровнями $\delta E = 1/\nu$ является конечной величиной и согласно формуле (1) зависит от объема частиц V. Для $\delta E < k_{\rm B}T$ температурная зависимость восприимчивости описывается законом Паули, тогда как для $\delta E > k_{\rm B}T$ она задается законом Кюри.

Температура кроссовера $T_{\rm cr}$, разделяющая эти режимы, позволяет оценить характерный размер капель ($\sim V^{1/3}$). Используя $T_{\rm cr} \sim 10{-}20$ K, $p_0 \sim \sim 0.03\,\hbar$Å^{-1}, $m^*/m_0 \sim 0.1{-}0.5$, получаем, что размер электронных и дырочных капель R_e, R_h составляет примерно 10–20 нм. Таким образом, анализ интегральной интенсивности сигнала вместе с другими данными ЭПР свидетельствует в пользу образования зарядовых капель.

Происхождение зарядовых капель следующее. Подавление объемной проводимости в ТИ достигается за счет компенсации носителей заряда добавлением в их структуру небольшого количества примесных ионов – доноров в том случае, когда необходимо "нейтрализовать" дырки (или акцепторы, если речь идет о "нейтрализации" электронов). В результате в структуре появляются заряженные дефекты, вызывающие локальные искажения запрещенной зоны (см. рис. 6, адаптированный из [14, 20]), которые являются аномально сильными при подавлении экранирования ввиду малого количества носителей заряда [20]. Из-за таких искажений может возникнуть ситуация, когда вершина валентной зоны может локально подняться выше химического потенциала. В этом случае пустые состояния образуют некую дырочную каплю. Если дно зоны проводимости локально опускается ниже химического потенциала, электроны, заполняющие образовавшуюся полость, создают электронную каплю.

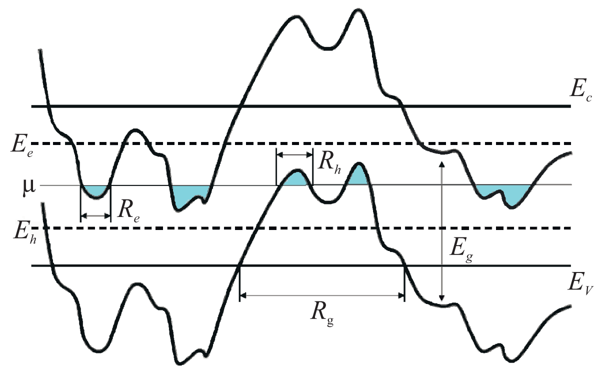

Рис. 6. (Цветной онлайн) Неоднородности зонной структуры по координате R. Верхняя прямая – это дно зоны проводимости E_c, нижняя – потолок валентной зоны E_v. Жирные изогнутые линии соответствуют деформированным границам запрещенной зоны шириной E_g. Залитые области под химическим потенциалом μ соответствуют электронным каплям, ограниченные снизу залитые области – дырочным. R_g – масштаб изменения запрещенной зоны, R_e и R_h – размеры электронных и дырочных капель. Энергии E_e и E_h соответствуют уровням перколяции для электронов и дырок соответственно

4. Транспортные измерения монокристаллов BSSTS проводились в диапазоне температур от 4 до 300 K. Обнаружено, что при высоких температурах удельное сопротивление экспоненциально растет с уменьшением T, достигает максимального значения (до ~ 60 Ом $\cdot$ см) при ~ 100 K и начинает уменьшаться с уменьшением T. Ниже ~ 100 K транспорт интерпретируется в рамках модели, представляющей собой параллельное соединение изолирующего компонента, характеризующегося трехмерным прыжковым поведением, и "металлического компонента". При низких температурах объемное сопротивление закорачивается металлическими поверхностными носителями.

Для анализа и сравнения температурных зависимостей различных образцов мы принимаем во внимание, что все они имеют одинаковую величину запрещенной зоны E_g между верхом валентной зоны и низом проводящей. По нашим измерениям с помощью сканирующей туннельной спектроскопии (рис. 2) $E_g = 330$ мэВ.(Измерения ARPES [23] дают $E_g = 350$ мэВ). При относительно высоких температурах объемная проводимость за счет электронов и дырок характеризуется активационным законом с удельным сопротивлением $\rho = \rho_0 \exp(\Delta/k_{\rm B}T)$. Заметим что для полностью компенсированного полупроводника следует ожидать величину энергии термоактивации $\Delta = E_g/2$.

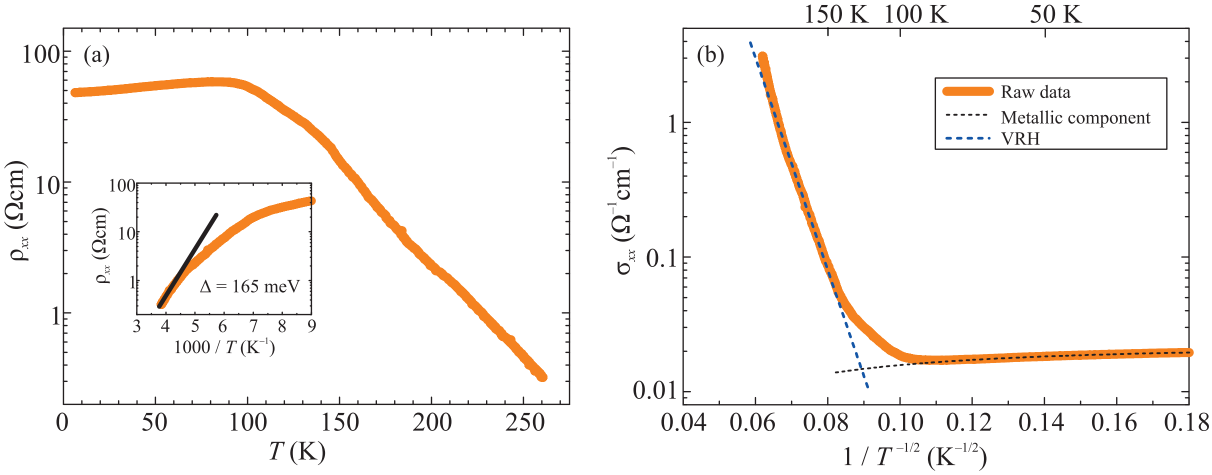

Рис. 7. (Цветной онлайн) Температурная зависимость транспортных свойств образца BSSTS с максимальным удельным сопротивлением (~ 60 Ом · см): (a) – ρ_{xx} vs T, на вставке: ρ_{xx} от $1/T$; (b) – проводимость $\rho_{xx}(= 1/\rho_{xx})$ от $T^{-1}/2$, штриховая линия – аппроксимация данных с помощью $\sigma_{xx} \sim \exp\{-(T_{\mathrm{ES}}/T)^{1/2}\}$

Однако некоторое время назад с помощью численного моделирования было установлено [14], что при высоких температурах проводимость может характеризоваться относительно небольшой энергией активации по сравнению с $E_g/2$. Дело в том, что при $T < E_g$ электроны оптимизируют свою проводимость, перескакивая между примесями, энергетически близкими к уровню Ферми. Под энергией активации можно понимать результирующий уровень перколяции для прыжков на ближайшие соседние узлы. Другими словами, если электроны активируются только на этих узлах, то именно при $\Delta = 0.17E_g$ возникает траектория бесконечной длины для электронов проводимости, состоящая из прыжков между ближайшими соседями [14]. В сильно легированном полупроводнике эта энергия эквивалентна энергии активации электронов с уровня Ферми до края подвижности зоны проводимости E_e. Поскольку такого рода проводимость наблюдалась в некоторых ТИ старого поколения [12], возникает соблазн проверить, справедливо ли подобное поведение для новых ТИ.

Изложение полученных экспериментальных результатов начнем с удельного сопротивления образца BSSTS с наибольшим максимальным сопротивлением (~ 60 Ом · см). Его температурная зависимость, показанная на рис. 7, демонстрирует термическую активацию от уровня Ферми до дна зоны проводимости с $\Delta = 165$ мэВ. Такое поведение связано с тем, что для этого образца концентрация капель слишком мала для обеспечения проводимости за счет перколяции. При достаточно низких температурах (~ 100 K) электроны и дырки могут туннелировать между каплями, так что происходящие при этом прыжки с переменной длиной (VRH) заменяют термоактивированный транспорт. Ожидается, что в пределе низких температур сопротивление будет подчиняться закону Эфроса–Шкловского (ES) [14, 20] $\rho = \rho_0 \exp\{(T_{\mathrm{ES}}/T)^{1/2}\}$, где T_{ES} – характерная температура ES. Для BSSTS мы оценили $T_{\mathrm{ES}} \sim 3200$ K, а переход в режим VRH ES происходит при 60–70 K.

Обсудим теперь характерное поведение удельного сопротивления и проводимости для образцов с наименьшим значением максимума удельного сопротивления (см. рис. 8). Существенно, что в отличие от предыдущего образца термоактивационное поведение сопротивления характеризуется энергией активации $\Delta = 60$ мэВ, что значительно меньше, чем $E_g/2$.

Для объяснения этого обстоятельства существенно, что для подобных образцов характерны достаточно большие концентрации зарядовых капель. Как было отмечено в начале раздела, в этом случае проводимость может быть связана с совокупностью прыжков на ближайшие соседние узлы, т.е. имеет перколяционный характер. Соответствующая эффективная энергия активации равна $\Delta = 0.17E_g$ [14]. Заметим, что полученная нами энергия активации $\Delta = 60$ мэВ (см. рис. 8a) составляет $0.18E_g$, что весьма близко к порогу перколяции и свидетельствует в пользу перколяционного механизма проводимости при высоких температурах.

При более низких температурах (~ 50–60 K) электроны и дырки начинают туннелировать между каплями, так что VRH заменяет активированный транспорт (см. рис. 8b), и при 60–70 K происходит переход к режиму VRH ES.

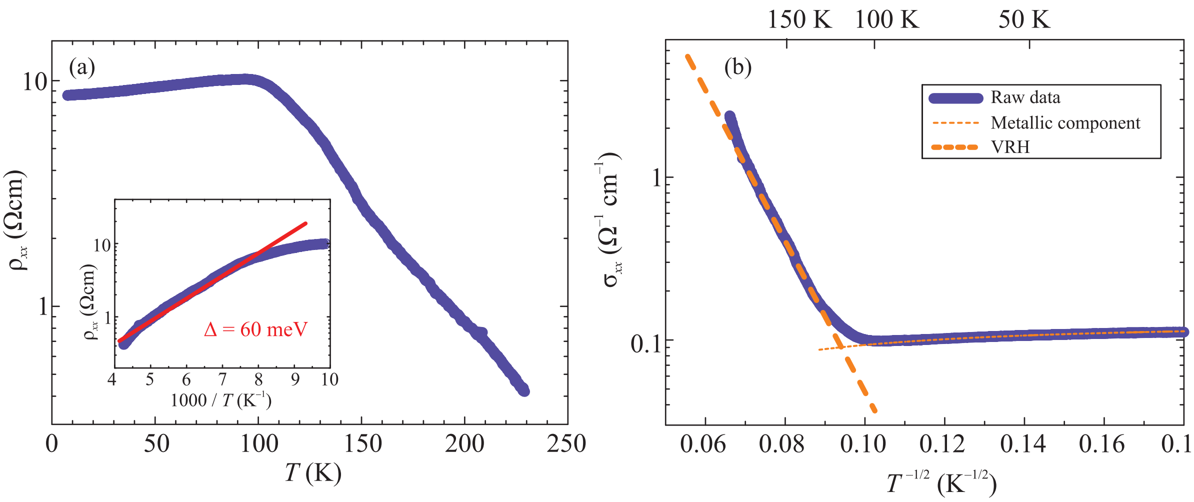

Рис. 8. (Цветной онлайн) Температурная зависимость транспортных свойств для образца с максимальным удельным сопротивлением (~ 10 Ом $\cdot$ см): (a) – ρ_{xx} vs T, на вставке: ρ_{xx} от $1/T$; (b) – проводимость $\sigma_{xx}(= 1/\rho_{xx})$ от $T^{-1/2}$, штриховая линия – фиттинг данных с помощью $\sigma_{xx} \sim \exp\{-(T_{\mathrm{ES}}/T)^{1/2}\}$

Заключение. Бесконтактное выявление локальных зарядовых и спиновых неоднородностей с использованием электронного спинового резонанса (ЭПР) объемных носителей заряда показало, что носители заряда, участвующие в резонансе, представляют собой случайно расположенный массив электронных или дырочных капель нанометровых размеров. Ожидается, что носители заряда из этих капель не участвуют в обычном переносе, поскольку они не могут свободно перемещаться от одной капли к другой.

Наши транспортные измерения показывают, что для соединения BSSTS при относительно высоких температурах проводимость, обусловленная электронами и дырками, следует активационному поведению с удельным сопротивлением $\rho = \rho_0 \exp(\Delta/k_{\mathrm{B}}T)$. Однако величины энергии активации не всегда равны половине запрещенной зоны, $E_g/2$, которая для наших образцов BSSTS составляет 165 мэВ. Наблюдаемая картина транспорта в значительной степени зависит от концентрации зарядовых капель в исследуемых образцах.

Для образцов с наибольшим максимумом сопротивления температурная зависимость сопротивления демонстрирует термическую активацию от уровня Ферми до дна проводящей щели с $\Delta = 165$ мэВ. Такое поведение связано с тем, что для таких образцов концентрация зарядовых капель слишком мала для обеспечения проводимости за счет перколяции.

Если концентрация капель такова, что достигается перколяционный предел для трехмерного непрерывного случайного потенциала, то, в соответствии с [14], эффективная энергия активации дается соотношением $\Delta = 0.17E_g$. Анализ наших данных по температурной зависимости сопротивления (рис. 8a) в образцах BSSTS с высокой концентрацией зарядовых капель показал, что энергия активации в них может составлять $\Delta = 60$ мэВ ($= 0.18E_g$). Эта величина очень близка к порогу перколяции $\Delta = 0.17E_g$, обеспечивая создание бесконечного пути проводимости для электронов, состоящего из прыжков между ближайшими соседями.

Отметим, что рассмотренная выше физическая картина дает серьезные аргументы в пользу возможности перколяционного режима объемного транспорта в топологических изоляторах.

Важно, что при достаточно низких температурах электроны и дырки начинают туннелировать между каплями, так что термоактивированный транспорт сменяется прыжками переменной длины, обеспечивая VRH режим.

Работа выполнена при частичной поддержке государственного задания ФИЦ Казанского научного центра РАН. Измерения температурной зависимости транспорта заряда выполнены Л. Моргуном и А. Борисовым, в рамках проекта РНФ # 21-72-20153, измерения спектров методом STS выполнены А. Усольцевым и В. Пудаловым при поддержке проекта РФФИ # 21-52-12043. Е. Куковицкий, В. Сахин и Г. Тейтельбаум выражают признательность за поддержку Российскому фонду фундаментальных исследований (проект # 20-02-00910).

1. M. Z. Hasan and C. L. Kane, Rev. Mod. Phys.

82, 3045 (2010); DOI: http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.82.3045.

2. J. E. Moore, Nature (London) **464**, 194 (2010); doi: 10.1038/nature08916.
3. X.-L. Qi and S.-C. Zhang, Rev. Mod. Phys. **83**, 1057 (2011); DOI: http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.83.1057.
4. D.-X. Qu, Y. S. Hor, J. Xiong, R. J. Cava, and N. P. Ong, Science **329**, 821 (2010).
5. J. G. Analytis, R. D. McDonald, S. C. Riggs, J.-H. Chu, G. S. Boebinger, and I. R. Fisher, Nat. Phys. **6**, 960 (2010).
6. J. Xiong, Y. Luo, Y. H. Khoo, S. Jia, R. J. Cava, and N. P. Ong, Phys. Rev. B **86**, 045314 (2012).
7. J. G. Checkelsky, Y. S. Hor, M.-H. Liu, D.-X. Qu, R. J. Cava, and N. P. Ong, Phys. Rev. Lett. **103**, 246601 (2009).
8. N. P. Butch, K. Kirshenbaum, P. Syers, A. B. Sushkov, G. S. Jenkins, H. D. Drew, and J. Paglione, Phys. Rev. B **81**, 241301 (2010).
9. J. G. Analytis, J.-H. Chu, Y. Chen, F. Corredor, R. D. McDonald, Z. X. Shen, and I. R. Fisher, Phys. Rev. B **81**, 205407 (2010).
10. K. Eto, Z. Ren, A. A. Taskin, K. Segawa, and Y. Ando, Phys. Rev. B **81**, 195309 (2010).
11. Z. Ren, A. A. Taskin, S. Sasaki, K. Segawa, and Y. Ando, Phys. Rev. B **84**, 075316 (2011).
12. Z. Ren, A. A. Taskin, S. Sasaki, K. Segawa, and Y. Ando, Phys. Rev. B **84**, 165311 (2011).
13. Z. Ren, A. A. Taskin, S. Sasaki, K. Segawa, and Y. Ando, Phys. Rev. B **85**, 155301 (2012).
14. B. Skinner, T. Chen, and B. I. Shklovskii, Phys. Rev. Lett. **109**, 176801 (2012).
15. Y. V. Stadnik and O. P. Sushkov, Phys. Rev. B **88**, 125402 (2013).
16. V. M. Pudalov and M. E. Gershenson, Phys. Rev. B **104**, 035407 (2021).
17. P. Novelli, F. Taddei, A. K. Geim, and M. Polini, Phys. Rev. Lett. **122**, 016601 (2019).
18. J. I. Väyrynen, M. Goldstein, and L. I. Glazman, Phys. Rev. Lett. **110**, 216402 (2013).
19. J. I. Väyrynen, M. Goldstein, Y. Gefen, and L. I. Glazman, Phys. Rev. B **90**, 115309 (2014).
20. B. I. Shklovskii and A. L. Efros, *Electronic Properties of Doped Semiconductors*, Springer-Verlag, Berlin (1984).
21. N. Teneh, A. Yu. Kuntsevich, V. M. Pudalov, and M. Reznikov, Phys. Rev. Lett. **109**, 226403 (2012).
22. M. Yu. Kagan, K. I. Kugel, and A. L. Rakhmanov, Phys. Rep. **916**, 1 (2021).
23. S. K. Kushwaha, I. Pletikosic', T. Liang, A. Gyenis, S. H. Lapidus, Y. Tian, H. Zhao, K. S. Burch, J. Lin, W. Wang, H. Ji, A. V. Fedorov, A. Yazdani, N. P. Ong, T. Valla, and R. J. Cava, Nat. Commun. **7**, 11456 (2016); doi: 10.1038/ncomms11456.
24. V. Sakhin, E. Kukovitskii, N. Garifyanov, R. Khasanov, Yu. Talanov, and G. Teitel'baum, J. Magn. Magn. Mater. **459**, 290 (2018).
25. V. Sakhin, E. Kukovitsky, A. Kiiamov, R. Khasanov, Yu. Talanov, and G. Teitel'baum, JETP Lett. **109**(7), 465 (2019).
26. Ch.-X. Liu, X.-L. Qi, H.-J. Zhang, X. Dai, Zh. Fang, and Sh.-Ch. Zhang, Phys. Rev. B **82**, 045122 (2010).
27. M. Orlita, B. A. Piot, G. Martinez, N. K. Sampath Kumar, C. Faugeras, M. Potemski, C. Michel, E. M. Hankiewicz, T. Brauner, S. Schreyeck, C. Brüune, H. Buhmann, and L. W. Molenkamp, Phys. Rev. Lett. **114**, 186401 (2015).
28. O. Ly and D. M. Basko, J. Phys. Condens. Matter **28**, 155801 (2016).
29. V. Sakhin, E. Kukovitsky, Yu. Talanov, and G. Teitel'baum, JETP Lett. **113**(4), 273 (2021).
30. R. Kubo, Phys. Soc. Japan **17**, 976 (1962).
31. L. P. Gor'kov and G. M. Eliashberg, JETP **48**, 1407 (1965).