

УДК 538.93

ПОВЕРХНОСТНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ТОПОЛОГИЧЕСКОГО КОНДО-ИЗОЛЯТОРА SmB_6 , ЛЕГИРОВАННОГО ИТТЕРБИЕМ

© 2020 г. С. В. Демишев^{1,2,*}, М. А. Анисимов¹, В. В. Воронов¹, М. И. Гильманов¹,
В. В. Глушков¹, М. С. Карасев¹, В. Б. Филипов³, Н. Ю. Шицевалова³

Представлено академиком РАН И.А. Шербаковым 18.05.2020 г.

Поступило 18.05.2020 г.

После доработки 18.05.2020 г.

Принято к публикации 22.05.2020 г.

Исследована температурная зависимость проводимости топологического кондо-изолятора (ТКИ) $\text{Sm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{B}_6$ в области температур $2 < T < 300$ К для составов с $x \leq 0.024$. Обнаружено, что примесь иттербия наиболее сильно влияет на низкотемпературную ($T < 20$ К) электропроводность: при изменении от $x = 0$ до $x = 0.024$ энергия активации объемной проводимости уменьшается в 1.8 раза – от 4 до 2.2 мэВ, а 2D-проводимость поверхности увеличивается в 6 раз. Выполненное разделение вкладов в проводимость позволило установить, что для описания проводимости 2D-поверхностных состояний у ТКИ $\text{Sm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{B}_6$ может быть использована модель однопараметрического скейлинга, в которой учитываются как взаимодействие с фононами, так и эффекты электрон-электронного рассеяния.

Ключевые слова: сильно коррелированные электронные системы, топологические кондо-изоляторы, температурная зависимость проводимости поверхностных состояний, модель однопараметрического скейлинга

DOI: 10.31857/S2686740020040057

В последнее время внимание исследователей привлекает новый класс материалов – топологические кондо-изоляторы (ТКИ) [1, 2]. В отличие от топологических изоляторов на основе обычных полупроводников, щель в плотности состояний у ТКИ имеет корреляционную природу, связанную с кондовской экранировкой локализованных магнитных моментов ионов, образующих решетку кристалла. Для существования топологически защищенной поверхности с двумерным (2D) электронным газом, обладающим релятивистским дираковским спектром, необходимо, чтобы валентность редкоземельного иона в кубической решетке превышала бы некоторое критическое значение $\nu = 2.56$ [2]. Данное условие выполняется для поверхности ТКИ гексаборида самария (SmB_6) [2, 3], являющегося примером

соединения с однородной переменной валентностью. В настоящее время данный материал рассматривается в качестве основного кандидата на экспериментальную реализацию ТКИ, хотя в литературе встречаются работы, оспаривающие эту точку зрения [4].

Большинство работ по физике поверхности SmB_6 посвящено исследованию энергетического спектра [5] и специфических магнитных состояний [3, 6, 7], а характеру проводимости поверхностного слоя уделяется сравнительно мало внимания, несмотря на то, что поверхностная проводимость SmB_6 была открыта более 20 лет назад [8]. Для описания температурной зависимости проводимости $\sigma(T)$ используется модель параллельных сопротивлений [9]

$$\sigma(T) = \frac{1}{\rho(T)} = \frac{1}{\rho_b(T)} + \frac{1}{\rho_s(T)} = \sigma_b(T) + \sigma_s(T). \quad (1)$$

В формуле (1) $\sigma_b(T)$ и $\sigma_s(T)$ обозначают объемную и поверхностную проводимости, а $\rho_b(T)$ и $\rho_s(T)$ – соответствующие вклады в удельное сопротивление $\rho(T)$, связанные с объемом и поверхностью образца. Объемная проводимость экспоненциально убывает при понижении температуры $\sigma_b(T) \sim \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right)$. В области температур $T > 20$ К вели-

¹ Институт общей физики им. А.М. Прохорова
Российской академии наук, Москва, Россия

² Национальный исследовательский университет
“Высшая школа экономики”, Москва, Россия

³ Институт проблем материаловедения
им. И.Н. Францевича Национальной академии наук
Украины, Киев, Украина

*E-mail: demis@lt.gpi.ru

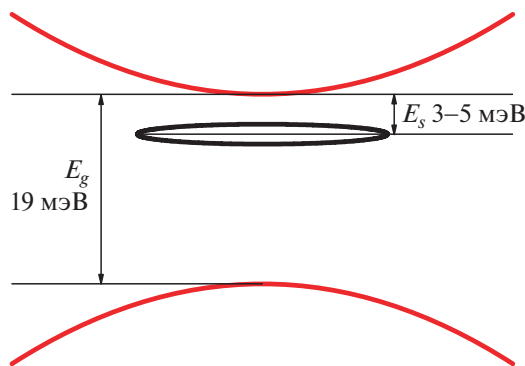


Рис. 1. Схема энергетического спектра SmB_6 (по работе [10]).

чина энергии активации E_a определяется корреляционной щелью $E_g \sim 19$ мэВ, а при низких температурах ($T < 20$ К) этот параметр уменьшается до 3–5 мэВ [10], что связано с уровнем энергии состояний внутри щели E_s . Энергетическая диаграмма для SmB_6 , определяющая объемную проводимость, показана на рис. 1.

В пределе $T \rightarrow 0$ проводимость в объеме $\sigma_b(T) \rightarrow 0$ и проводимость образца определяется проводимостью поверхностных 2D-электронов $\sigma(T) = \sigma_s(T)$. Диапазон, в котором $\sigma_b(T) \ll \sigma_s(T)$ принято обозначать как область плато, поскольку в большинстве работ применяется упрощенная модель с $\sigma_s(T) = \text{const}$ [9]. Таким образом, температурная зависимость проводимости для топологически защищенных поверхностных состояний исключается из анализа. Настоящая работа имеет своей целью восполнить этот пробел и определить характер и природу температурной зависимости поверхностной проводимости SmB_6 при низких температурах.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для исследования были выбраны легированные иттербием монокристаллы гексаборида самария $\text{Sm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{B}_6$ с $x = 0; 0.008; 0.024$. Качество кристаллов контролировалось рентгенографически, а состав образца определялся с помощью микрозондового анализа. Выбор легирующей примеси определялся тем, что ион Yb не является магнитным, и, следовательно, его наличие в образце не должно разрушать топологическую защиту поверхностных состояний [1, 2]. Измерения проводимости проводились по стандартной четырехзондовой схеме в диапазоне температур 2–300 К на установке, описанной в [11]. Поверхность образцов приготавливалась путем шлифовки и полировки алмазным абразивом с последующим химическим травлением по методике, изложенной в [6, 8].

Обнаружено, что примесь иттербия наиболее сильно влияет на низкотемпературную ($T < 20$ К)

электропроводность. При этом изменяется как энергия активации, так и характер проводимости в области плато $T < 5$ К (рис. 2). Например, у образца с $x = 0.024$ удельное сопротивление при $T = 2$ К уменьшается в 2.3 раза по сравнению с не легированным образцом ($x = 0$). Одновременно легирование индуцирует рост отношения $\frac{\rho(2\text{ К})}{\rho(4\text{ К})}$ два раза от 1.6 ($x = 0$) до 3.2 ($x = 0.024$), что показывает, что учет температурной зависимости проводимости поверхностных состояний $\sigma_s(T)$ в системе $\text{Sm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{B}_6$ является существенным.

2. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Из рис. 2 видно, что удельное сопротивление в области поверхностной проводимости увеличивается при понижении температуры, что не соответствует стандартному металлу, у которого $\rho(T)$ убывает при $T \rightarrow 0$, в том числе с учетом электрон-электронного рассеяния, для которого $\rho(T) \sim T^2$ [12]. Низкотемпературный рост удельного сопротивления может возникать, например, вследствие эффекта Кондо [12]. У SmB_6 локализованные магнитные моменты (ЛММ) ранее были обнаружены экспериментально [6, 7], и наши измерения электронного парамагнитного резонанса и статической намагниченности на легированных Yb образцах также подтверждают их присутствие у $\text{Sm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{B}_6$. Однако ЛММ у SmB_6 имеют спин-поляронную природу [3] и возникают в образце пороговым образом при температурах $T < T^* \sim 5$ К [6, 7]. Поэтому если бы указанный вклад в электропроводность имел место, то в окрестности $T \sim T^*$ должна была бы наблюдаться резкая особенность, что не соответствует эксперименту. Кроме того, необходимо принять во внимание, что согласно [7] концентрация ЛММ при $T = 2$ К не превышает $\sim 10^{-3} - 10^{-4}$ от полной концентрации ионов Sm, поэтому наличие суще-

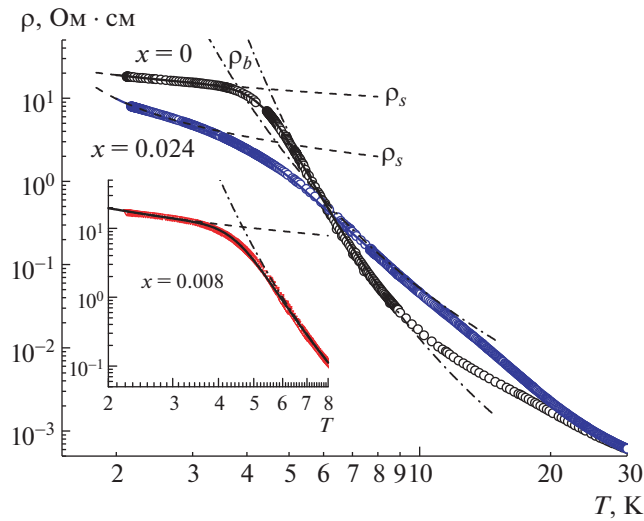


Рис. 2. Температурные зависимости удельного сопротивления для образцов $\text{Sm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{B}_6$ с $x = 0$ и $x = 0.024$ (основной рисунок) и $x = 0.008$ (вставка). Пунктирная и штрихпунктирная линии обозначают $\rho_s = \frac{1}{\sigma_s}$ и $\rho_b = \frac{1}{\sigma_b}$ соответственно.

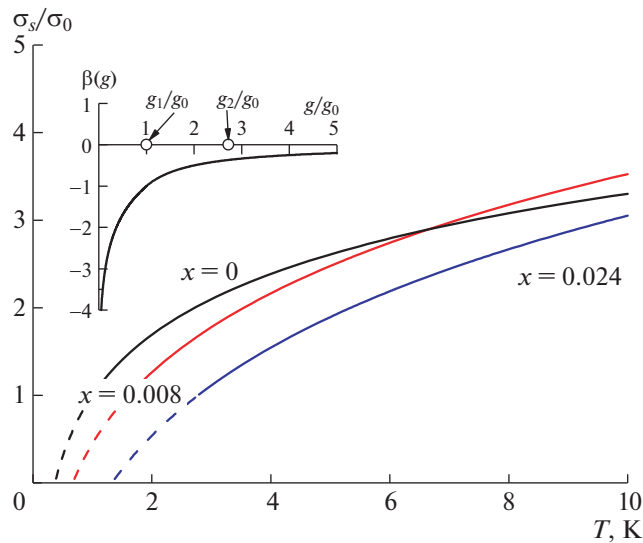


Рис. 3. Рассчитанные в модели однопараметрического скейлинга температурные зависимости приведенной поверхностной проводимости $\frac{\sigma_s(T)}{\sigma_0}$ для различных образцов $\text{Sm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{B}_6$. На вставке показанная скейлинговая функция [формула (2a)].

ственного кондовского вклада в проводимость $\text{Sm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{B}_6$ представляется нам маловероятным.

Альтернативная возможность, также описывающая низкотемпературный рост удельного сопротивления, возникает в теории квантовых поправок к проводимости [12, 13]. Для 2D-вырожденного электронного газа $\sigma(T) = \rho(T)^{-1} = \sigma_0 + A \cdot \ln T$, причем считается, что поправка $A \cdot \ln T$ должна быть много меньше “невозмущенного” значения проводимости σ_0 [12, 13]. Анализ показывает, что логарифмическая температурная зависимость мо-

жет быть использована для описания проводимости при низких температурах, однако условие $\sigma_0 \gg A \cdot \ln T$ при этом будет нарушаться.

Покажем, что указанное ограничение не имеет принципиального характера и может быть снято в модели однопараметрического скейлинга [12, 13] при определенном выборе скейлинговой функции $\beta(g)$ (здесь и далее g обозначает кондуктанс 2D-системы). Как и в стандартной теории, примем, что при $g \gg g_0$ и $g \ll g_0$ справедливы асимпто-

Таблица 1. Параметры аппроксимации в модели параллельных сопротивлений

x	σ_0 , (Ом·см) ⁻¹	T_1 , К	T_2^{-1} , К ⁻¹	E_a , мэВ
0	0.031	1.0	0	4.0
0.008	0.040	2.0	0.27	3.6
0.024	0.188	5.0	0.24	2.2

тики $\beta(g) = -\frac{g_1}{g}$, и $\beta(g) = \ln\left(\frac{g}{g_2}\right)$ соответственно.

Потребуем, чтобы каждая из указанных зависимостей точно выполнялась бы в областях $g \geq g_0$ и $g \leq g_0$, а скейлинговая функция была бы непрерывной и гладкой. Эти условия позволяют найти константы $g_1 = g_0$ и $g_2 = g_0 \cdot e$, дают следующие выражения для скейлинговой функции и кондактанса при $T = 0$:

$$\beta(g) = -\frac{g_0}{g} \left(\frac{g_0}{g} > 1 \right), \quad (2a)$$

$$\beta(g) = \ln\left(\frac{g_0}{g}\right) \left(\frac{g_0}{g} < 1 \right);$$

$$g = g_0 \left[1 + \ln\left(\frac{L_0}{L}\right) \right] \left(\frac{g_0}{g} > 1 \right), \quad (2b)$$

$$g = g_0 \exp\left(-\frac{L_0}{L} + 1\right) \left(\frac{g_0}{g} < 1 \right).$$

Здесь L и L_0 – размеры системы с кондактансами g и g_0 соответственно. Модельный вид функции $\beta(g)$ показан на вставке на рис. 3. Из формул (2a) и (2b) видно, что параметр g_0 играет роль 2D “порога подвижности” [12, 13], разделяющего слабо локализованные состояния с логарифмической асимптотикой кондактанса от сильно локализованных состояний с экспоненциальной асимптотикой $g(L)$.

Чтобы найти проводимость при конечных температурах, в формуле (2b) необходимо заменить параметр L на длину пробега $L_{in}(T)$, связанную с неупругим процессом, определяющим длину когерентности фазы волновой функции [12, 13]. В скейлинговой теории в области делокализованных или слабо локализованных состояний принято рассматривать неупругие процессы диффузионного типа, когда $L_{in} = (D\tau_{in})^{1/2}$, где D – коэффициент диффузии, а τ_{in} – время неупругих столкновений [12, 13]. Если τ_{in} определяется взаимодействием с фононами, то $\tau_{in} \sim \frac{\hbar}{k_B T}$ и $L_{in} \sim \frac{1}{T^{1/2}}$. Аналогичная температурная зависимость возникает в 2D-системе и в окрестности “порога подвижности”, поскольку в области $g \approx g_0$ справедливо соотношение

$\gamma(E_F)L_{in}^2k_B T \sim 1$ (здесь $\gamma(E_F)$ – плотность состояний на уровне Ферми для двумерного электронного газа). Следует отметить, что электрон-электронное рассеяние также является неупругим процессом, для которого $\tau_{in} = \tau_{ee} \sim \frac{1}{T^2}$ [12]. В этом случае для диффузионного процесса будет иметь место зависимость $L_{in} \sim \frac{1}{T}$.

Для электрона с дираковским спектром характерно движение с постоянной фермиевской скоростью v_F , и, следовательно, можно рассмотреть альтернативное релятивистское соотношение вида $L_{in} = v_F \cdot \tau_{in}$. В этом случае взаимодействие с фононами дает $L_{in} \sim \frac{1}{T}$, а электрон-электронное рассеяние – $L_{in} \sim \frac{1}{T^2}$. В случае одновременного действия нескольких механизмов неупругого рассеяния обратные длины L_{in} складываются, и в общем виде можно записать

$$L_{in} = a \cdot T^n + b \cdot T^m, \quad (3)$$

где a и b – некоторые постоянные, $n = \frac{1}{2}$ и $m = 1$ в “диффузионном” случае и $n = 1$ и $m = 2$ – в “релятивистском”. Тогда из формул (3) и (2b) следует выражение для поверхностной 2D-проводимости:

$$\sigma_s(T) = \sigma_0 \left\{ 1 + \ln \left[\left(\frac{T}{T_1} \right)^n + \left(\frac{T}{T_2} \right)^m \right] \right\}. \quad (4)$$

Здесь $\sigma_0 = \frac{e^2 g_0}{\hbar}$ – двумерная проводимость на единицу площади. Для того чтобы сопоставить поверхностную и объемную проводимость и использовать модель параллельных сопротивлений, необходимо принять $\sigma_0 = \frac{e^2 g_0}{\hbar \Lambda_0}$, где Λ_0 – толщина поверхностного слоя.

Формулы (1) и (4) были использованы нами для аппроксимации низкотемпературных участков $\rho(T) = \frac{1}{\sigma(T)}$. В качестве $\sigma_b(T)$ использовалась аналитическая зависимость вида $\sigma_b(T) \sim T^{3/2} \exp\left(-\frac{E_a}{k_B T}\right)$,

хорошо известная в теории полупроводников [14]. Найдено, что в рамках предложенного подхода удается хорошо описать температурные зависимости удельного сопротивления, причем наилучшее согласие модели с экспериментом достигалось в случае $n = 1$ и $m = 2$, т.е. в релятивистском случае (см. рис. 2, где аппроксимация $\rho(T)$ в модели параллельных сопротивлений показана сплошной

линией, а вклады $\rho_s(T)$ и $\rho_b(T)$ – пунктирной и штрихпунктирной линиями соответственно). Полученные параметры аппроксимации для различных образцов $\text{Sm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{B}_6$ суммированы в табл. 1. Погрешность определения параметров логарифмической зависимости (4) составляла ~6–10%, погрешность для аппроксимации объемной проводимости была ~2–5%, в том числе для энергии активации – не более 1%.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Выполненный нами анализ показывает, что параметры логарифмической зависимости (4), описывающей проводимость 2D-электронных состояний у ТКИ, существенно зависят от концентрации иттербия (табл. 1). Прежде всего, обращает на себя внимание сильное (в 6 раз) возрастание величины σ_0 при изменении x от 0 до 0.024. В рассматриваемой модели σ_0 зависит от отношения $\frac{g_0}{\Lambda_0}$, и, следовательно, указанное изменение может быть следствием как роста кондактанса, отвечающего “порогу подвижности” (g_0), так и уменьшения толщины поверхностного слоя (Λ_0). В теории ТКИ предполагается, что Λ_0 не зависит от внешних условий [2], и, следовательно, у $\text{Sm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{B}_6$ должен происходить рост “порога подвижности” g_0 , обеспечивающий наблюдаемое возрастание σ_0 с x . Увеличение порогового значения кондактанса означает увеличение амплитуды случайного потенциала в системе, которое естественно ожидать при увеличении концентрации легирующей примеси. Тем не менее, уменьшение энергии активации объемной проводимости E_a почти в два раза в диапазоне $0 \leq x \leq 0.024$ (табл. 1) свидетельствует об индуцированной легированием перестройке энергетического спектра, следствием которого может быть изменение характеристик поверхностного слоя и, в частности, параметра Λ_0 .

Интересно, что легирование иттербием приводит к появлению вклада в L_{in} , обусловленного электрон-электронным рассеянием, который, в пределах экспериментальной погрешности, практически совпадает для образцов с $x = 0.008$ и $x = 0.024$. При этом увеличение концентрации примеси приводит к уменьшению фононного вклада в 5 раз (характерная температура T_1 возрастает от 1 К ($x = 0$) до 5 К ($x = 0.024$)). Отметим, что несмотря на изменение вкладов в L_{in} , приведенные зависимости $\frac{\sigma_s(T)}{\sigma_0}$ у образцов с $x = 0$ и $x = 0.008$ оказываются близкими (рис. 3), и лишь для состава с $x = 0.024$ приведенная поверхностная проводимость уменьшается (~30% при $T = 5$ К). Однако это сравнительно небольшое уменьшение (~30% при $T = 5$ К) полностью компенсируется сильным увеличением

σ_0 , в результате чего наблюдаемая амплитуда изменения удельного сопротивления на низкотемпературном $T < 5$ К участке у образца с $x = 0.024$ оказывается максимальной (рис. 2).

Рассчитанные зависимости $\frac{\sigma_s(T)}{\sigma_0}$ (рис. 3) показывают, что сильного падения проводимости, отвечающего переходу от логарифмической к экспоненциальной зависимости проводимости от температуры, можно ожидать уже при $T \sim 1$ К. Исходя из этого, представляется перспективным проведение исследования проводимости в системе $\text{Sm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{B}_6$ при сверхнизких температурах.

Таким образом, мы показали, что для описания проводимости 2D-поверхностных состояний у ТКИ SmB_6 , легированного примесью иттербия, может быть использована модель однопараметрического скейлинга. При этом необходимо учитывать как взаимодействие с фононами, так и эффекты электрон-электронного рассеяния.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы признательны Н.Е. Случанко за полезные обсуждения и предоставленную информацию о составе образцов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Dzero M., Sun K., Galitskii V., Coleman P.* Topological Kondo Insulators // *Phys. Rev. Lett.* 2010. V. 104. P. 106408.
2. *Alexandrov V., Dzero M., Coleman P.* Cubic Topological Kondo Insulators // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V. 111. P. 226403.
3. *Demishev S.V., Gilmanov M.I., Samarin A.N., et al.* Spin Fluctuations at the Surface of Strongly Correlated Topological Insulator SmB_6 // *Appl. Magn. Reson.* 2020. V. 51. P. 71–84.
4. *Hlawenka P., Siemensmeyer K., Weschke E., et al.* Samarium Hexaboride is a Trivial Surface Conductor // *Nat. Commun.* 2018. V. 9. P. 517.
5. *Neupane M., Alidoust N., Xu S.-Y., et al.* Surface Electronic Structure of the Topological Kondo-Insulator Candidate Correlated Electron System SmB_6 // *Nature Comm.* 2013. V. 4. P. 2991.
6. *Demishev S.V., Gilmanov M.I., Samarin A.N., et al.* Magnetic Resonance Probing of Ground State in the Mixed Valence Topological Insulator SmB_6 // *Sci. Rep.* 2018. V. 8. P. 7125.
7. *Demishev S.V., Azarevich A.N., Bogach A.V., et al.* Magnetic Properties of the Topological Kondo Insulator SmB_6 : Localized Magnetic Moments and Pauli Paramagnetism // *JETP Lett.* 2019. V. 109. P. 150–156.
8. *Kebede A., Aronson M.C., Buford C.M., et al.* Studies of the Correlated Electron System SmB_6 // *Physica B.* 1996. V. 223&224. P. 256–259.
9. *Syers P., Kim D., Fuhrer M.S., Paglione J.* Tuning Bulk and Surface Conduction in the Proposed Topological Kondo Insulator SmB_6 // *Phys. Rev. Lett.* 2015. V. 114. P. 096601.

10. Gorshunov B., Sluchanko N., Volkov A., et al. Low-Energy Electrodynamics of SmB_6 // Phys. Rev. B. 1999. V. 59. P. 1808–1814.
11. Lobanova I.I., Glushkov V.V., Sluchanko N.E., Demishev S.V. Macroscopic Evidence for Abrikosov-Type Magnetic Vortexes in MnSi A-phase // Sci. Rep. 2016. V. 6. P. 22101.
12. Абрикосов А.А. Основы теории металлов. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. 520 с.
13. Звягин И.П. Кинетические явления в неупорядоченных полупроводниках. М.: Изд-во МГУ, 1984. 192 с.
14. Куреев П.С. Физика полупроводников. М.: Высш. шк., 1975. 584 с.

SURFACE CONDUCTIVITY OF YTTERBIUM-DOPED TOPOLOGICAL KONDO-INSULATOR SmB_6

**S. V. Demishev^{a,b}, M. A. Anisimov^a, V. V. Voronov^a, M. I. Gilmanov^a, V. V. Glushkov^a,
M. S. Karasev^a, V. B. Filipov^c, and N. Yu. Shitsevalova^c**

^a Prokhorov General Physics Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russian Federation

^b National Research University Higher School of Economics, Moscow, Russian Federation

^c Frantseviuch Institute for Problems of Materials Science of the National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine

The temperature dependence of the conductivity of the topological Kondo-insulator (TKI) $\text{Sm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{B}_6$ is studied in the range $2 < T < 300$ K for compositions with $x \leq 0.024$. It is found that the ytterbium impurity most strongly affects the low-temperature ($T < 20$ K) electrical conductivity: when changing from $x = 0$ to $x = 0.024$, the activation energy of bulk conductivity decreases 1.8 times from 4 meV to 2.2 meV, and 2D surface conductivity increases by 6 times. The separation of contributions to the conductivity made it possible to establish that, to describe the conductivity of 2D surface states in the TKI $\text{Sm}_{1-x}\text{Yb}_x\text{B}_6$, a one-parameter scaling model can be used, which takes into account both the interaction with phonons and electron-electron scattering effects.

Keywords: strongly correlated electron systems, topological Kondo-insulators, temperature dependence of surface states conductivity, one-parameter scaling model