Письма в ЖЭТФ, том 116, вып. 11, с. 770 – 776

Критерий поверхностного электронного транспорта в коррелированном топологическом изоляторе SmB_6

В. В. Глушков[+1)], *В. С. Журкин*[+], *А. Д. Божко*[+], *О. Е. Кудрявцев*[+], *Б. В. Андрюшечкин*[+], *Н. С. Комаров*[+], *В. В. Воронов*[+], *Н. Ю. Шицевалова*[*], *В. Б. Филипов*[*]

[+]*Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия*

[*]*Институт проблем материаловедения им. И. Н. Францевича НАНУ, 03142 Киев, Украина*

Поступила в редакцию 12 октября 2022 г.
После переработки 19 октября 2022 г.
Принята к публикации 20 октября 2022 г.

В результате исследований гальваномагнитных свойств монокристаллических образцов SmB_6 с различной ориентацией граней в диапазоне температур 1.9–3.6 К выделены удельные сопротивления поверхностей, отвечающих кристаллографическим плоскостям (100), (110), (111) и (211). Показано, что эффективные параметры носителей заряда, определяющие поверхностную проводимость в SmB_6, зависят как от ориентации поверхности, так и от способа ее обработки. Обнаружено, что травление полированных полярных поверхностей, образованных плоскостями (100), приводит к уменьшению концентрации и росту подвижности поверхностных носителей заряда n-типа при 1.9 К от значений $113/a^2$ и $1.12\,\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ до $0.76/a^2$ и $18\,\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ соответственно (параметр решетки $a \approx 4.134$ Å). Для подвергнутых травлению неполярных поверхностей, отвечающих плоскостям (110) и (111), выявлено превышение предельной концентрации поверхностных носителей заряда, приведенной к размеру поверхностной зоны Бриллюэна, в 2.3 и 3.9 раза соответственно. Указанный параметр предложено использовать в качестве простого критерия при идентификации особенностей электронного транспорта, обусловленных нетривиальной топологией зонной структуры SmB_6.

DOI: 10.31857/S1234567822230057, EDN: mdqjtg

1. Гексаборид самария является классическим соединением с сильными электронными корреляциями, в котором вырождение состояний ионов самария с разным числом $4f$-электронов ($4f^6$ и $4f^5$) приводит к нецелочисленной валентности $v(\text{Sm}) \approx 2.6$ [1, 2]. Открытие щели в зонном спектре SmB_6 ($\varepsilon_g \approx 19$ мэВ [3]) в режиме $4f/5d$-гибридизации позволяет отнести его к классу коррелированных узкозонных полупроводников с аномально высокими значениями эффективных масс электронов ($\sim 30m_0$) [4] и дырок ($\sim 1500m_0$, m_0 – масса свободного электрона) [5]. Однако при гелиевых температурах активационная зависимость удельного сопротивления $\rho \sim \exp(\Delta/k_BT)$ ($\Delta = 3.5 \div 6$ мэВ [3–6]), типичная для невырожденного полупроводника, сменяется переходом к постоянным значениям $\rho \sim 10 \div 100$ Ом · см, регистрируемым при $T < 5$ К для монокристаллов независимо от способа их роста [3–6].

Необычные свойства SmB_6 в основном состоянии принято объяснять в рамках модели коррелированного топологического изолятора (ТИ), согласно которой конечную проводимость при низких температурах определяют поверхностные электроны с линейной дисперсией, возникающей из-за нетривиальной топологии зонной структуры SmB_6 с Z_2 инвариантом (1; 111) [7]. Наличие дираковских состояний подтверждается данными фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением (см., например, [8, 9]), подавлением поверхностной проводимости в монокристаллах с магнитными примесями [10] и эффектами нелокальной проводимости вследствие изменения геометрии токовых путей при переходе от объемного электронного транспорта к поверхностному [11]. Быстрые зарядовые флуктуации определяют выделенное положение SmB_6 в ряду топологических изоляторов [12–14]. Однако топологический подход применительно к гексабориду самария оспаривается в ряде фотоэмиссионных экспериментов, связывающих появление киральных состояний с расщеплением Рашбы [15] или учитывающих полярный характер поверхности SmB_6 [16]. В настоящее время наблюдаются попытки выделить проводимость поверхностей определенной ориентации [17–24], в том числе, подвергнутых воздействию ионного пучка [17] или травлению [19–21]. Однако, несмотря на явное влияние способа подготовки поверхности на транспорт-

1)e-mail: glushkov@lt.gpi.ru

ные свойства SmB_6 [6, 21] и различные механизмы реализации дираковских состояний, которые могут быть защищены как нетривиальной топологией зонной структуры (для плоскостей (100) и (111)), так и симметрией кристаллической решетки (для плоскостей (110)) [25], исследования электронного транспорта для поверхностей гексаборида самария с различными ориентациями и способами подготовки до настоящего времени не проводились.

2. Для идентификации влияния ориентации поверхности на проводимость гексаборида самария в работе выполнено сравнительное исследование гальваномагнитных свойств монокристаллических образцов SmB_6, подготовленных в форме прямоугольных параллелепипедов с поверхностями, ориентированными по кристаллографическим плоскостям (100), (110), (111) и (211). Исследуемые образцы были вырезаны из одного монокристалла, выращенного методом зонной плавки в атмосфере аргона с тремя последовательными проходами зоны для получения совершенной кристаллической структуры и максимальной очистки кристалла от примесей. Вследствие высокой упругости паров самария зонная плавка приводит к некоторому увеличению концентрации вакансий в самариевой подрешетке [26]. Измеренный параметр решетки $a = 4.13376 \pm 0.00008$ Å согласуется с данными [27]. Для ориентации монокристаллических образцов и контроля отсутствия блочности использовался рентгеновский дифрактометр Bruker D8 Discover A25. Величина отклонения ориентации граней образцов от заданных кристаллографических плоскостей после резки на электроэрозионном станке и шлифовки поверхности составила не более 1–2°. Финишная обработка поверхности осуществлялась при помощи полировки на алмазном порошке с размерами зерен до 0.3 мкм. После серии измерений полированные образцы травились в растворе HNO_3:H_2O (1:2) в течение 5 минут. Поперечные размеры граней (ширина и толщина полированных и травленых образцов), измеренные при помощи оптического микроскопа МБС-10, варьировались в пределах от 0.67 до 0.75 мм (грань 1, табл. 1) и от 0.65 до 0.68 мм (грань 2, табл. 1).

Измерения рельефа полированных и травленых поверхностей проводились на атомно-силовом микроскопе NT-MDT NTEGRA Spectra. Удельное сопротивление и эффект Холла измерялись в пятиконтактной схеме при температурах 1.8–300 К в магнитных полях до 8 Тл на постоянном токе, величина которого выбиралась в диапазоне от 3 мкА до 10 мА для исключения возможного перегрева образца. Систематическая ошибка измерений напряжений на потенциальных контактах не превышала 0.1 %, ошибка в расчете значений удельного сопротивления и коэффициента Холла определялась точностью измерения геометрических параметров потенциальных контактов и не превышала 1 % для удельного сопротивления и 5 % для коэффициента Холла.

3. Исследования поверхностей монокристаллических образцов SmB_6 методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) показали, что шероховатость поверхности при полировке алмазным абразивом практически не зависит от ее ориентации (рис. 1a, c, e), при этом перепад высот рельефа не превышает 20 нм. Обработка образцов водным раствором азотной кислоты заметно увеличивает шероховатость поверхности (до 100 нм и более) и качественно меняет структуру рельефа. На неполярных поверхностях (110) (рис. 1d) и (111) (рис. 1f) обнаруживается нерегулярный рельеф с субмикронным размером неоднородностей и усилением профиля царапин и дефектов, вызванных шлифовкой. Напротив, для полярных поверхностей (100) характерно мозаичное расположение тетраэдрических кратеров микронного размера (рис. 1b) глубиной порядка 150–200 нм с преобладающим наклоном склонов $\sim 9°$. Рассчитанные из АСМ спектров значения шероховатости для поверхностей на рис. 1a–f приведены в табл. 1.

Результаты измерений гальваномагнитных характеристик монокристаллических образцов гексаборида самария с гранями различной ориентации представлены на рис. 2. Значения удельного сопротивления ρ и коэффициента Холла R_H рассчитаны по формулам для объемного зарядового транспорта как $\rho = R_1 b_1 b_2 / l$ и $R_H = |R_2| b_2 / B$, где R_1 – сопротивление, измеряемое между потенциальными контактами к образцу, R_2 – полуразность сопротивлений, измеряемых между холловскими контактами для двух противоположных направлений магнитного поля, l – расстояние между потенциальными контактами, b_1 и b_2 – поперечные размеры соответствующих граней образца (табл. 1), B – величина магнитной индукции. Для всех образцов значения удельного сопротивления и коэффициента Холла выше 8 К совпадают в пределах экспериментальной ошибки, при этом в исследованном диапазоне температур ниже 50 К эффект Холла определяется носителями заряда n-типа ($R_2 < 0$). Энергии активации $E_{a1} \approx 10.7 \pm 0.1$ мэВ и $E_{a2} \approx 4.1 \pm 0.1$ мэВ, оцененные из данных $R_H(T)$ для интервалов $15\,\text{K} < T < 40\,\text{K}$ и $9\,\text{K} < T < 15\,\text{K}$, соответственно (рис. 2b), в пределах экспериментальной точности не зависят от способа подготовки поверхности, что указывает на их связь с объемным электронным спектром. Увеличенный в

Таблица 1. Ориентация и шероховатость граней исследованных образцов (1 и 2 – грани, перпендикулярные и параллельные направлению магнитного поля соответственно). Обозначения соответствуют семействам кристаллографических направлений (для тока) и плоскостей (для граней)

Образцы (серия)	Направление тока	Грань 1	Грань 2	Шероховатость грани 1, мкм	
				После травления	После полировки
I	<100>	(100)	(100)	0.0056	0.2309
II	<100>	(110)	(110)	0.0042	0.0176
III	<211>	(111)	(110)	0.0086	0.0144
IV	<110>	(111)	(211)	0.0086	0.0144

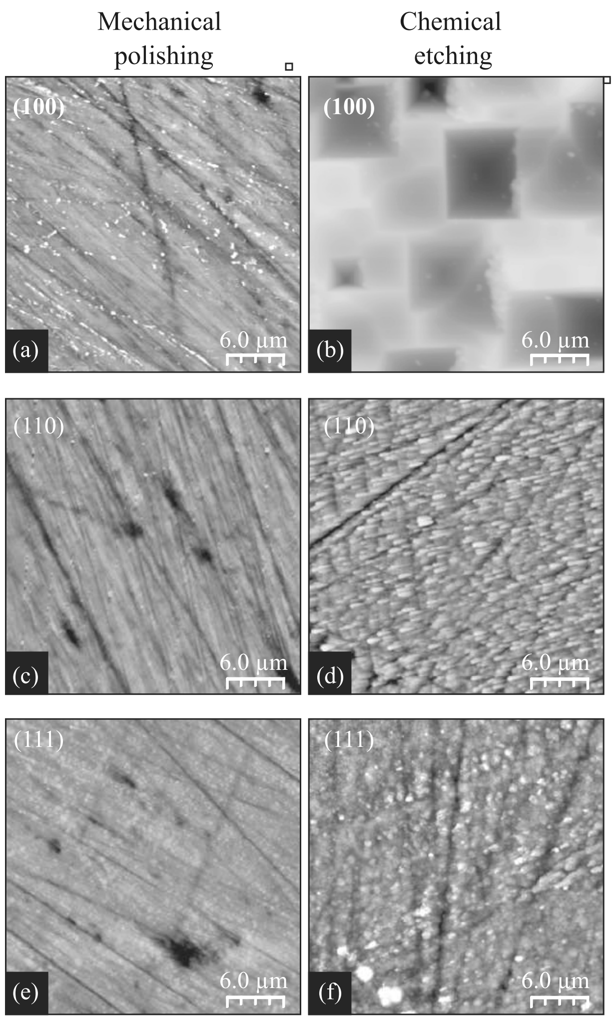

Рис. 1. АСМ изображения поверхностей образцов SmB_6 после полировки (a), (c), (e) и после травления (b), (d), (f) для поверхностей (100) (a), (b), (110) (c), (d) и (111) (e), (f)

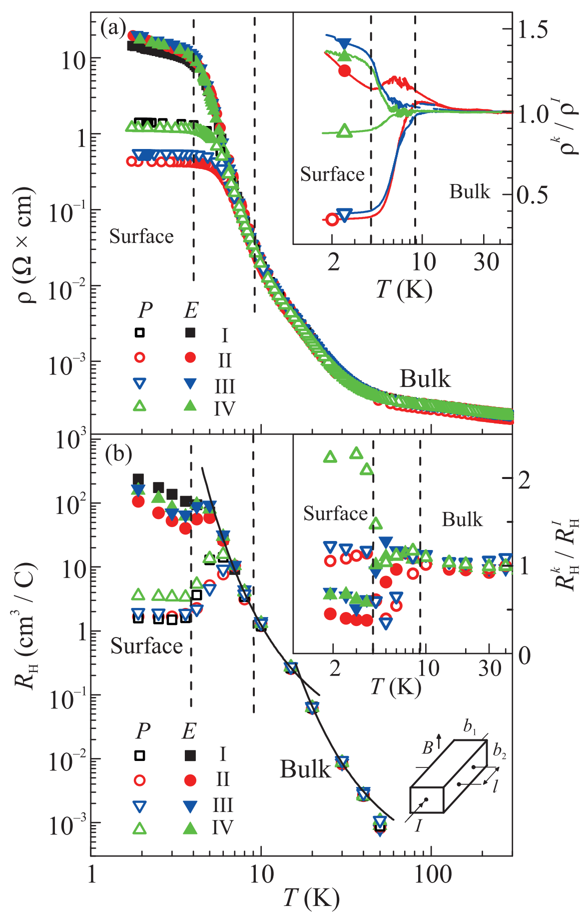

Рис. 2. (Цветной онлайн) Температурные зависимости удельного сопротивления ρ (a) и коэффициента Холла R_H (b), рассчитанные для полированных (P) и травленых (E) образцов (см. текст). Римскими цифрами обозначены серии образцов (табл. 1). На вставках к панелям приведены отношения удельного сопротивления и коэффициента Холла образцов серий II–IV к соответствующим параметрам, измеренным для образца с поверхностями (100) (серия I). Геометрические параметры образца, направление тока и магнитного поля показаны на схеме (b)

сравнении с $\varepsilon_g \approx 19$ мэВ [3, 4, 16, 26] размер гибридизационной щели $\varepsilon_g = 2E_{a1} = 21.4 \pm 0.2$ мэВ, на наш взгляд, указывает на высокое качество исследуемого монокристалла SmB_6 вследствие уменьшения концентрации примесей за счет дополнительных проходов зоны расплава. Изотропный характер объемного электронного транспорта в SmB_6 подтверждается поведением температурных зависимостей нормированных удельного сопротивления ρ/ρ^{I} и коэффициента Холла $R_{\mathrm{H}}/R_{\mathrm{H}}^{\mathrm{I}}$ (ρ^{I} и $R_{\mathrm{H}}^{\mathrm{I}}$ – удельное сопротивление и коэффициент Холла для образцов серии I), которые для образцов серий II, III и IV при $T > 10\,\mathrm{K}$ практически не зависят от температуры и близки к единице (вставки на рис. 2a и b).

При $T < 5\,\mathrm{K}$ значения ρ и R_{H} зависят от ориентации граней как для полированных, так и для травленых образцов (рис. 2). В случае монокристаллов с полированными гранями ρ минимально для образцов серии II ($\rho^{\mathrm{II}}/\rho^{\mathrm{I}} \approx 0.33$ при 1.9 K), травление граней меняет соотношение на обратное ($\rho^{\mathrm{II}}/\rho^{\mathrm{I}} \approx 1.3$ при 1.9 K, вставка на рис. 2a). Аналогичное изменение соотношения $\rho^{k}/\rho^{\mathrm{I}}$ после травления наблюдается и для образцов серий III и IV с гранями (111) (вставка на рис. 2a). Обратную тенденцию демонстрирует отношение коэффициентов Холла, которое при 1.9 K варьируется от $R_{\mathrm{H}}^{\mathrm{IV}}/R_{\mathrm{H}}^{\mathrm{I}} \approx 2.2$ для образцов с полированными гранями до $R_{\mathrm{H}}^{\mathrm{II}}/R_{\mathrm{H}}^{\mathrm{I}} \approx 0.45$ для травленых образцов. Общим результатом травления монокристаллов $\mathrm{SmB_6}$ является заметный рост значений ρ и R_{H} при $T < 5\,\mathrm{K}$ (рис. 2a). В случае эффекта Холла значения R_{H} для образцов серии I с травлеными и полированными поверхностями (100) отличаются в 150 раз, а для образцов серий II, III и IV с неполярными поверхностями (110) и (111) – от 45 до 80 раз (рис. 2b). Обнаруженное при $T < 4\,\mathrm{K}$ расхождение значений ρ и R_{H} для образцов $\mathrm{SmB_6}$ с различными поверхностями и способами их подготовки (рис. 2) подтверждает переход к поверхностному режиму электронного транспорта. Поскольку в указанном интервале температур измеряемые значения ρ и R_{H} оказываются значительно меньше параметров, оцененных по активационным зависимостям ρ, $R_{\mathrm{H}} \sim \exp(E_{a2}/k_B T)$, при дальнейших оценках объемным вкладом в проводимость можно пренебречь.

4. Для оценки эффективных параметров поверхностного электронного транспорта применены соотношения, связывающие измеряемые значения сопротивления и холловского напряжения с парциальными значениями проводимостей и размерами граней:

$$R_1^{-1} = \frac{1}{l}(\sigma_1 b_1 + \sigma_2 b_2), \tag{1}$$

$$R_H^S = 2R_2/B(1 + \sigma_2 b_2/\sigma_1 b_1), \tag{2}$$

где $\sigma_1 \equiv (\rho_1^S)^{-1}$ и $\sigma_2 \equiv (\rho_2^S)^{-1}$ – удельные проводимости граней 1 и 2, ρ_1^S и ρ_2^S – удельные сопротивления поверхностей, отвечающих граням 1 и 2, R_{H}^S – коэффициент Холла для перпендикулярных магнитному полю граней 1 (см. табл. 1). Выражения (1)–(2) получены в предположении, что объемной проводимостью, проводимостью вдоль ребер образцов и магнитосопротивлением граней можно пренебречь. Последнее предположение справедливо, поскольку амплитуда магнитосопротивления в полях до 1 Тл не превышает значений $|\Delta\rho/\rho| = 1\,\%$ для всех исследованных образцов. В случае граней одинаковой ориентации соотношения (1)–(2) приводятся к виду:

$$R_1^{-1} = \frac{1}{l}\sigma_1(b_1 + b_2), \tag{3}$$

$$R_H^S = 2R_2/B(1 + b_2/b_1). \tag{4}$$

В пределе бесконечно тонкого образца ($b_2 \to 0$) коэффициент 2 в (2) и (4) сокращается из-за удвоения концентрации носителей вследствие объединения проводящих слоев.

Уравнения (1)–(4) позволяют последовательно (от образцов серии I к образцам серии IV) рассчитать значения удельного сопротивления (в Ом/кв) и коэффициента Холла (в $\mathrm{м^2/Кл}$) для граней, ориентированных по плоскостям (100), (110), (111) и (211). Результаты расчета показывают, что несмотря на схожий рельеф (рис. 1a, c, e) и шероховатость поверхности (табл. 1) проводимости граней, отвечающих плоскостям (100), (110), (111) и (211), заметно различаются (рис. 3a). Для полированных образцов минимальное значение $\rho^S \sim 26\,$Ом/кв. зарегистрировано для грани (110), а максимальное $\rho^S \sim 300\,$Ом/кв – для грани (211). После травления граней ρ^S различается не более, чем в 1.5 раза, а минимальные значения $\rho^S \sim 550{-}820\,$Ом/кв регистрируются для полярной поверхности (100). При этом для всех поверхностей, подвергнутых травлению, удельное сопротивление с понижением температуры растет по степенному закону $\rho^S \sim T^{-\alpha}$ с показателем степени, варьирующимся в пределах от $\alpha \approx 0.36$ для грани (111) до $\alpha \approx 0.7$ для граней (110) и (211) (рис. 3a).

В случае эффекта Холла различие полированных и травленых образцов (рис. 3b) выражено сильнее. Для образцов с полированными гранями значения R_{H}^S не зависят от температуры в диапазоне от 1.9 до 3.6 K и варьируются от 55 до $110\,\mathrm{см^2/Кл}$. После травления граней коэффициент Холла максимален в случае поверхности (100), для которой при 1.9 K $R_{\mathrm{H}}^S \sim 1.41\cdot10^4\,\mathrm{см^2/Кл}$ увеличен в 150 раз в сравнении с полированной поверхностью, а его температурное поведение с хорошей точностью описывается степенной асимптотикой $R_{\mathrm{H}}^S \sim T^{-\delta}$ с $\delta \approx 1.26$ (рис. 3b). Для других поверхностей степенная асимптотика описывает данные $R_{\mathrm{H}}^S(T)$ с меньшей точностью, кроме поверхности (111), для которой показатель степени увеличен до $\delta \approx 1.64$ (рис. 3b). Важно отметить хорошую корреляцию значений R_{H}^S для травленых граней

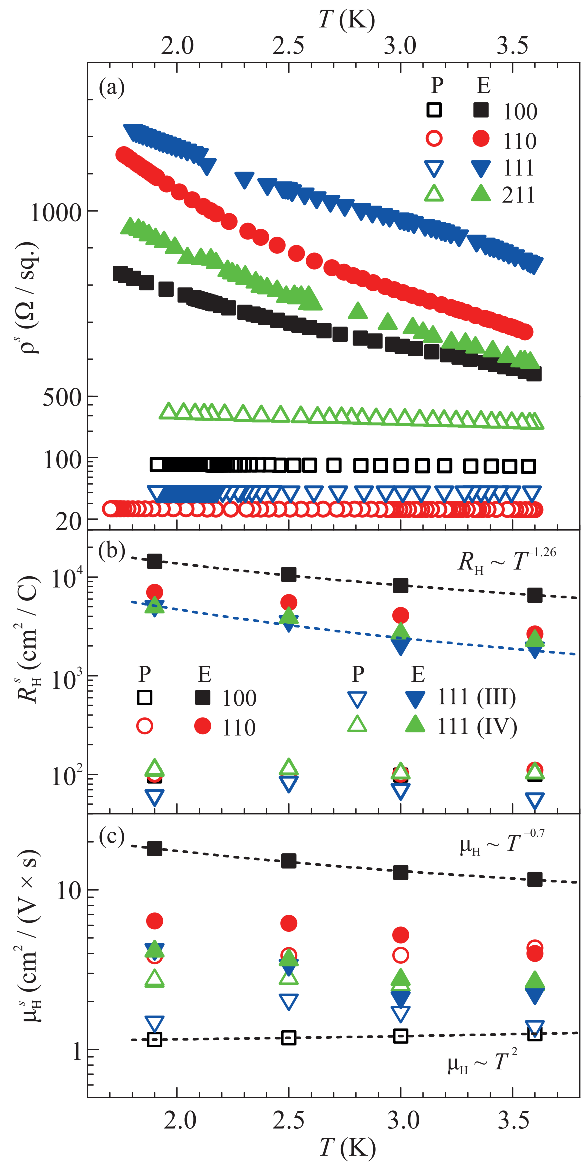

Рис. 3. (Цветной онлайн) Поверхностное удельное сопротивление ρ^S (a), коэффициент Холла R^S_{H} (b), и холловская подвижность μ^S_{H} (c), рассчитанные для различных поверхностей SmB_6 после полировки (P) и травления (E) (см. текст). Данные удельного сопротивления представлены в логарифмическом ($\rho^S < 500$ Ом/кв) и линейном ($\rho^S > 500$ Ом/кв) масштабах для полированных и травленых поверхностей соответственно

(111) образцов серий III и IV, измеренных в независимых экспериментах (рис. 3b), которая подтверждает корректность оценок параметров поверхностного электронного транспорта в рамках модели (1)–(2).

Обработка поверхности достаточно слабо влияет на эффективную холловскую подвижность электронов $\mu^S_{\text{H}} = R^S_{\text{H}}/\rho^S$ для граней, отвечающих поверхностям (110) и (111) (рис. 3c). Для указанных граней μ^S_{H} изменяется не более, чем в 3 раза, причем изменения наиболее выражены при 1.9 K, а при $T \sim 3$ K не превышают 50 % (рис. 3c). Интересно, что несмотря на одинаковый рельеф и близкие значения шероховатости полированных поверхностей, холловская подвижность минимальна для полированной полярной поверхности (100) ($\mu^S_{\text{H}} \approx 1.15\,\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$). Травление поверхности (100) инициирует значительное (более чем в 15 раз) увеличение холловской подвижности до значений $\mu^S_{\text{H}} \approx 18\,\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, регистрируемых при 1.9 K (рис. 3c), и качественное изменение характера температурной зависимости $\mu^S_{\text{H}}(T)$ с переходом к степенной асимптотике $\mu^S_{\text{H}} \sim T^{-\eta}$ с $\eta \approx 0.7$.

5. Различие параметров электронного транспорта для поверхностей, отвечающих различным кристаллографическим плоскостям, наиболее явно выражено при 1.9 K (рис. 4). Для полированных поверхностей наибольшее удельное сопротивление регистрируется для полярной поверхности (100) и поверхности (211), обладающей наименьшей симметрией из исследуемых в работе поверхностей. Поскольку имеющиеся образцы (табл. 1) не позволяют оце-

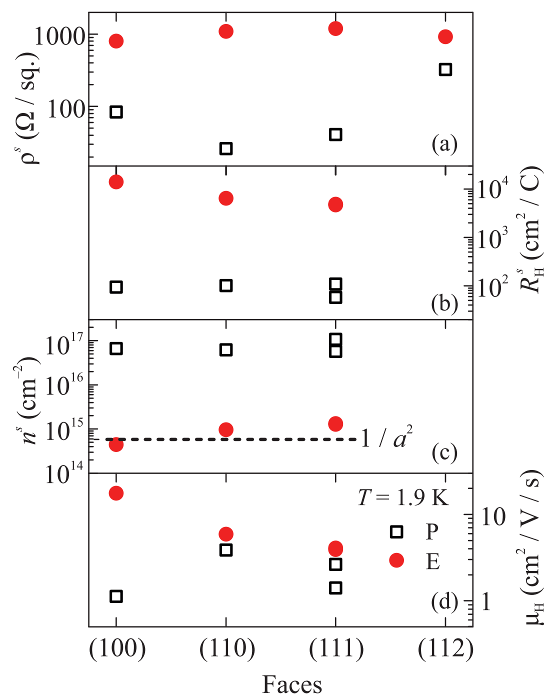

Рис. 4. (Цветной онлайн) Параметры поверхностного электронного транспорта (удельное сопротивление ρ^S, коэффициент Холла R^S_{H}, холловские концентрация n^S и подвижность μ^S_{H}) для поверхностей SmB_6, отвечающих различным кристаллографическим плоскостям, при температуре 1.9 K. Квадратными и круглыми символами обозначены данные для поверхностей, подвергнутых полировке и травлению, соответственно

нить $R_{\rm H}^S$ и $\mu_{\rm H}^S$ для поверхности (211), при анализе характеристик поверхностного транспорта мы ограничимся основными кристаллографическими плоскостями (100), (110) и (111). Из данных рис. 4 видно, что для полированных поверхностей концентрация носителей заряда, оцененная из коэффициента Холла как $n^S = (R_{\rm H}^S e)^{-1}$ (e – заряд электрона), практически не зависит от ориентации поверхности. В этом случае разные величины удельного сопротивления определяются подвижностью носителей заряда, которая минимальна для поверхности (100) (рис. 4). Травление поверхности приводит к значительному уменьшению n^S для исследованных поверхностей, причем наибольший эффект (уменьшение в 150 раз) наблюдается для поверхности, отвечающей плоскости (100). Для этой поверхности минимальное удельное сопротивление реализуется за счет подвижности носителей заряда, которая при 1.9 К достигает значения $\mu_{\rm H}^S \approx 18\,\text{см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$. Наибольший рост подвижности коррелирует с данными АСМ измерений в том смысле, что травление устраняет мелкие неровности поверхности (100), инициируя относительно регулярные изменения рельефа за счет возникновения тетраэдрических кратеров с размером основания 3–6 мкм и примерно одинаковым наклоном граней. Для поверхностей (110) и (111) травление усиливает мелкомасштабный рельеф субмикронного размера, что видно из представленных АСМ изображений поверхности (рис. 1d, f) и значений шероховатости (табл. 1).

Для выяснения природы поверхностных носителей заряда важно сопоставить значения эффективной холловской концентрации n^S для поверхностей, подвергнутых травлению, с параметрами поверхностной зоны Бриллюэна для соответствующей кристаллографической плоскости. Для плоскостей (100), (110) и (111) поверхностными зонами Бриллюэна являются квадрат со сторонами $2\pi/a$, прямоугольник со сторонами $2\pi/a$ и $2\pi/(\sqrt{2}a)$ и равносторонний шестиугольник со стороной $2\sqrt{2}\pi/(3a)$ [24], где a – параметр решетки SmB_6. Согласно выводам [25] предельная концентрация поверхностных носителей заряда для ТИ определяется площадью поверхностной зоны Бриллюэна $S_{\rm BZ}$ как $n_S^{\max} = S_{\rm BZ}/(2\pi)^2$, что в случае SmB_6 отвечает значениям $5.86\cdot 10^{14}\,\text{см}^{-2}$, $4.14\cdot 10^{14}\,\text{см}^{-2}$ и $3.38\cdot 10^{14}\,\text{см}^{-2}$, соответственно. Для приведенной концентрации носителей заряда $n^S/n_S^{\max}$ прямой расчет дает значения 0.76, 2.3 и 3.9 для поверхностей (100), (110) и (111) соответственно. Полученные данные не противоречат топологической природе поверхностных состояний в гексабориде самария только для полярной поверхности (100), причем степень заполнения зоны Бриллюэна (76 %) хорошо согласуется с данными фотоэмиссионной спектроскопии (~ 70 %) [8, 9, 24, 25]. С другой стороны, для неполярных поверхностей (110) и (111) предельная концентрация носителей заряда для ТИ значительно превышена (в 2.3 и 3.9 раза соответственно). Большие значения $n^S/n_S^{\max}$ указывают на возможную “дефектную” природу электронного транспорта для неполярных поверхностей и позволяют использовать неравенство $n^S/n_S^{\max} < 1$ в качестве критерия для наблюдения эффектов электронного транспорта, обусловленных нетривиальной топологией зонной структуры SmB_6.

Для полированных граней значения $n^S/n_S^{\max}$ существенно выше и равны 110, 75 и 60 электронов на элементарную ячейку для поверхностей (100), (110) и (111), соответственно (без учета вырождения по спину). Столь высокие значения не имеют объяснения в модели ТИ и должны быть приписаны дефектам, образованным в приповерхностном слое SmB_6 в результате механической полировки. Грубая оценка снизу толщины дефектного слоя в предположении, что каждая элементарная ячейка “дает” не более одного носителя заряда, приводит к значениям от 25 до 40 нм. Таким образом, “металлизация” поверхностного слоя полированной поверхности за счет высокой концентрации дефектов исключает наблюдение эффектов, связанных с топологически защищенными электронными состояниями.

В заключение отметим, что выполненные исследования транспортных свойств монокристаллических образцов SmB_6 позволили впервые идентифицировать удельные сопротивления поверхностей, отвечающих различным кристаллографическим плоскостям, в диапазоне температур 1.9–3.6 К. Установлено, что эффективные параметры поверхностных носителей заряда зависят как от ориентации поверхности, так и от способа ее подготовки. Вместе с тем, выделенное положение полярной поверхности (100), подвергнутой травлению, по отношению к предельной концентрации поверхностных носителей заряда для ТИ ($n_S < n_S^{\max}$) и наблюдаемые степенные температурные зависимости коэффициента Холла $R_{\rm H}^S \sim T^{-\delta}$ ($\delta \approx 1.26$) и холловской подвижности $\mu_{\rm H}^S \sim T^{-\eta}$ ($\eta \approx 0.7$) указывают на необходимость изучения эффектов, вызванных изгибом зон под влиянием потенциала поверхности [16], а также возможного изменения структуры спектра возбуждений ТИ, обусловленного влиянием зарядовых флуктуаций [28].

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда # 22-22-00990, https://rscf.ru/project/22-22-00990/. При выполнении работ использовано оборудование ЦКП

"Аналитический центр ИОФ РАН" и Центра коллективного пользования им. Д. И. Менделеева РХТУ.

1. Д. И. Хомский, УФН **129**, 443 (1979).
2. M. Mizumaki, S. Tsutsui, and F. Iga, J. Phys.: Conf. Ser. **176**, 012034 (2009).
3. B. Gorshunov, N. Sluchanko, A. Volkov, M. Dressel, G. Knebel, A. Loidl, and S. Kunii, Phys. Rev. B **59**, 1808 (1999).
4. Н. Е. Случанко, А. А. Волков, В. В. Глушков, Б. П. Горшунов, С. В. Демишев, М. В. Кондрин, А. А. Пронин, Н. А. Самарин, ЖЭТФ **115**, 970 (1999).
5. G. Travaglini and P. Wachter, Phys. Rev. B **29**, 893 (1984).
6. S. Gabáni, G. Pristáš, I. Takáčová, N. Sluchanko, K. Siemensmeyer, N. Shitsevalova, V. Filipov, and K. Flachbart, Solid State Sciences **47**, 17 (2015).
7. M. Dzero, K. Sun, V. Galitski, and P. Coleman, Phys. Rev. Lett. **104**, 106408 (2010).
8. M. Neupane, N. Alidoust, S.-Y. Xu et al. (Collaboration), Nat. Commun. **4**, 2991 (2013).
9. N. Xu, X. Shi, P. K. Biswas et al. (Collaboration), Phys. Rev. B **88**, 121102 (2013).
10. D. J. Kim, J. Xia, and Z. Fisk, Nature Mater. **13**, 466 (2014).
11. D. J. Kim, S. Thomas, T. Grant, and J. D. Botimer, Sci. Rep. **3**, 3150 (2013).
12. Y. Ando, J. Phys. Soc. Jpn. **82**, 102001 (2013).
13. В. О. Сахин, Е. Ф. Куковицкий, Ю. И. Таланов, Г. Б. Тейтельбаум, Л. А. Моргун, А. Э. Борисов, А. С. Усольцев, В. М. Пудалов, Письма в ЖЭТФ **115**, 270 (2022).
14. А. М. Шикин, Н. Л. Зайцев, А. В. Тарасов, Т. П. Макарова, Д. А. Глазкова, Д. А. Естюнин, И. И. Климовских, Письма в ЖЭТФ **116**, 544 (2022).
15. P. Hlawenka, K. Siemensmeyer, E. Weschke, A. Varykhalov, J. Sánchez-Barriga, N. Y. Shitsevalova, A. V. Dukhnenko, V. B. Filipov, S. Gabáni, K. Flachbart, O. Rader, and E. D. L. Rienks, Nat. Commun. **9**, 517 (2018).
16. Z.-H. Zhu, A. Nicolaou, G. Levy, N. P. Butch, P. Syers, X. F. Wang, J. Paglione, G. A. Sawatzky, I. S. Elfimov, and A. Damascelli, Phys. Rev. Lett. **111**, 216402 (2013).
17. M. V. A. Crivillero, M. König, J. C. Souza, P. G. Pagliuso, J. Sichelschmidt, P. F. S. Rosa, Z. Fisk, and S. Wirth, Phys. Rev. Res. **3**, 023162 (2021).
18. M. Carlone, J. C. Souza, J. Sichelschmidt, P. F. S. Rosa, R. R. Urbano, P. G. Pagliuso, Z. Fisk, P. A. Venegas, P. Schlottmann, and C. Rettori, Phys. Rev. B **105**, 205116 (2022).
19. Y. S. Eo, A. Rakoski, S. Sinhaet et al. (Collaboration), Phys. Rev. Mater. **5**, 055001 (2021).
20. S. Seo, Y. Luo, S. M. Thomas, Z. Fisk, O. Erten, P. S. Riseborough, F. Ronning, J. D. Thompson, and P. F. S. Rosa, Phys. Rev. B **105**, 245150 (2022).
21. S. V. Demishev, M. I. Gilmanov, A. N. Samarin, A. V. Semeno, N. E. Sluchanko, N. A. Samarin, A. V. Bogach, N. Yu. Shitsevalova, V. B. Filipov, M. S. Karasev, and V. V. Glushkov, Sci. Rep. **8**, 7125 (2018).
22. Y. Luo, H. Chen, J. Dai, Z. Xu, and J. D. Thompson, Phys. Rev. B **91**, 075130 (2015).
23. S. Wolgast, Y. S. Eo, T. Öztürk, G. Li, Z. Xiang, C. Tinsman, T. Asaba, B. Lawson, F. Yu, J. W. Allen, K. Sun, L. Li, Ç. Kurdak, D.-J. Kim, and Z. Fisk, Phys. Rev. B **92**, 115110 (2015).
24. D.-C. Ryu, C.-J. Kang, J. Kim, K. Kim, G. Kotliar, J.-S. Kang, J. D. Denlinger, and B. I. Min, Phys. Rev. B **103**, 125101 (2021).
25. Y. S. Eo, S. Wolgast, A. Rakoski, D. Mihaliov, B. Y. Kang, M. S. Song, B. K. Cho, M. C. Hatnean, G. Balakrishnan, Z. Fisk, S. R. Saha, X. Wang, J. Paglione, and C. Kurdak, Phys. Rev. B **101**, 155109 (2020).
26. M. Orendáč, S. Gabáni, G. Pristáš, E. Gažo, P. Diko, P. Farkašovský, A. Levchenko, N. Shitsevalova, and K. Flachbart, Phys. Rev. B **96**, 115101 (2017).
27. V. Baumer, N. Shitsevalova, and Y. Paderno, *Abstracts of 15th Int. Symp. Boron, Borides and Related Compounds*, University of Hamburg, Hamburg (2005), p. 50.
28. В. В. Вальков, Письма в ЖЭТФ **114**, 812 (2021).