

## Влияние ко-допирования барием на сверхпроводимость в $\text{Sr}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$

А. Ю. Кунцевич<sup>+\*1)</sup>, Г. В. Рыбальченко<sup>+</sup>, В. П. Мартовицкий<sup>+</sup>, М. И. Банников<sup>+</sup>, Ю. Г. Селиванов<sup>+</sup>,  
С. Ю. Гаврилкин<sup>+</sup>, А. Ю. Цветков<sup>+</sup>, Е. Г. Чижевский<sup>+</sup>

<sup>+</sup> Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

<sup>\*</sup>Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия

Поступила в редакцию 9 декабря 2019 г.

После переработки 18 декабря 2019 г.

Принята к публикации 18 декабря 2019 г.

Структурная причина сверхпроводимости в допированном атомами Cu, Sr, или Nb топологическом изоляторе  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  на сегодняшний день не понятна. Для продвижения в ее понимании в данной работе был реализован подход ко-допирования, и выращены монокристаллы  $\text{Ba}_y\text{Sr}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$  с различными  $x$  и  $y$ . Изучался состав, структурные и транспортные свойства полученных кристаллов. На основе рентгеновских данных показано, что барий и стронций интеркалируют систему, при том что барий входит в структуру в очень малых количествах. Удивительным образом добавление бария разрушает сверхпроводимость, практически не меняя ни постоянных решетки, ни уровня легирования кристаллической матрицы стронцием, ни концентрации электронов. Таким образом, показана ключевая роль определенного координационного расположения атомов стронция между пятислойками  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  для достижения сверхпроводимости в данном материале.

DOI: 10.31857/S0370274X20030054

Согласно теории сверхпроводимости (СП) Бардина–Купера–Шриффера (БКШ) [1], критическая температура сверхпроводящего перехода  $T_c$  должна экспоненциально зависеть от плотности состояний на уровне Ферми. В этой связи наблюдение сверхпроводимости с  $T_c \sim 3$  К в электронно-допированных узкозонных полупроводниках  $\text{A}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$  ( $\text{A} = \text{Cu}, \text{Sr}, \text{Nb}$ ) [2–4], где заполнено только самое дно зоны проводимости, является очень загадочным.

В работах [5, 6] было предположено, что эта необычная СП демонстрирует спаривание с нечетной четностью (триpletное  $p$ -волновое). При этом само спаривание осуществляется за счет фононов с малым  $k$  [7–9]. В пользу этих предположений свидетельствует ряд феноменологических наблюдений: (i) нематичность сверхпроводимости, т.е. возникновение направления наибольшего значения критического поля  $H_{c2}$ , явно нарушающего тригональную симметрию, присущую кристаллу [4, 10, 11], в частности, возникновение овальных вихрей Абрикосова [12]; (ii) возникновение дополнительного сдвига Найта ниже  $T_c$ , также нематического [13], и указывающего на ненулевой спин куперовских пар; (iii) особенность в туннельных характеристиках при нулевом смещении [12, 14], приписываемая фермионам

Майораны. Состояние этой области знаний наиболее полным образом отражено в обзоре [15].

На структурном уровне данная СП остается загадкой. Открытыми являются многие лежащие на поверхности вопросы. Например, почему только определенные допанты вызывают СП в  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ , в то время как другие – нет? Где эти допанты находятся в решетке? Большинство исследований указывает, что атомы металлической примеси находятся между квинт-слоями  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  [16–18], хотя неизвестно, какое конкретное координационное положение они занимают, и почему это приводит к СП. Чтобы продвинуться в разрешении этих вопросов, мы исследуем систему  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ , допированную стронцием. Именно  $\text{Sr}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$  обладает наилучшим кристаллическим совершенством (подтвержденным рентгеновской дифрактометрией), близким к 100% объему СП фазы, наилучшей однородностью и стабильностью [19–21]. Хотя  $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$  был открыт первым и активно исследовался, он достаточно неоднороден [12], имеет малую долю СП объема [16], и демонстрирует деградацию СП-свойств во времени [3]. Данные по допированному ниобием  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ , полученные разными группами, достаточно противоречивы [4, 17], в частности, хороших монокристаллов без примеси дополнительных фаз не было продемонстрировано до сих пор.

Для известных слоистых высокотемпературных сверхпроводников, таких как  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  или

<sup>1)</sup>e-mail: alexkun@lebedev.ru

**Таблица 1.** Сравнительная таблица элементного состава, транспортных свойств и структурных параметров выращенных кристаллов. NSC означает отсутствие сверхпроводимости. Критическая температура определялась по середине резистивного перехода. RRR – отношение сопротивлений при 300 и 4 К;  $c_{(0015)}$  – постоянная решетки  $c$ , определенная по рефлексу (0015);  $a_{(205)}$  – постоянная решетки  $a$ , определенная по рефлексу (205) с использованием величины  $c_{(0015)}$

Обр. #	Номинальный состав	Состав крист. фазы	$n_{\text{Hall}}(4\text{ K}), 10^{19}\text{cm}^{-2}$	$\mu_{\text{Hall}}(4\text{ K}), \text{cm}^2/\text{Vs}$	$T_c, \text{K}$	RRR	$c_{(0015)}, \text{Å}$	$a_{(205)}, \text{Å}$
272	$Bi_2Se_3$	$Bi_{2.07}Se_3$	0.8	2000	NSC	1.7	28.6343	4.1395
306	$Sr_{0.1}Bi_2Se_3$	$Sr_{0.017}Bi_{2.01}Se_3$	2.2	700	2.7	1.85	28.6596	4.141
317	$Sr_{0.16}Bi_2Se_3$	$Sr_{0.015}Bi_{1.98}Se_3$	2.1	550	2.7	1.4	28.655	4.141
312	$Ba_{0.01}Sr_{0.09}Bi_2Se_3$	$Sr_{0.014}Bi_{2.07}Se_3$	3.3	280	NSC	1.6	28.6535	4.1397
319	$Ba_{0.01}Sr_{0.19}Bi_2Se_3$	$Sr_{0.015}Bi_{2.02}Se_3$	1.6	550	2.7	1.45	28.6538	4.1405
307	$Ba_{0.03}Sr_{0.07}Bi_2Se_3$	$Sr_{0.014}Bi_{1.90}Se_3$	3	360	NSC	1.35	28.6512	4.1400
326	$Ba_{0.03}Sr_{0.19}Bi_2Se_3$	$Sr_{0.015}Bi_{2.00}Se_3$	1.4	300	NSC	1.3	28.651	4.1398
309	$Ba_{0.08}Bi_2Se_3$	$Bi_{1.91}Se_3$	2.8	180	NSC	1.2	28.645	4.1395
316	$Ba_{0.15}Bi_2Se_3$	$Bi_{2.07}Se_3$	0.8	500	NSC	1.45	28.6492	4.1396

$Ba_xK_{1-x}Fe_2As_2$ , настройка СП свойств осуществляется степенью легирования  $x$ . Степень легирования определяет главным образом положение уровня Ферми, т.е. плотность состояний на нем. Это, в соответствии с теорией БКШ, и определяет  $T_c$ . Характерные значения концентрации носителей составляют несколько  $\times 0.1$  штук на элементарную ячейку. В СП допированных халькогенидах висмута ситуация другая: концентрация на порядки величины ниже, а такого параметра химического состава, который бы управлял концентрацией и сверхпроводимостью пока не найдено.

Для СП  $Sr_xBi_2Se_3$  ранее было установлено [2, 19], что усредненный химический состав соответствует  $Sr_{0.07}Bi_2Se_3$  и слабо чувствителен к номинальному содержанию стронция  $x$  (для  $0.1 < x < 0.2$ ). Частичная замена халькогена (Se на S) слабо влияет на транспортные свойства, включая СП. Добавка Cu [20] увеличивает холловскую концентрацию носителей, но в конечном итоге подавляет сверхпроводимость. Более того, сам по себе факт наличия СП сильно зависит от условий роста кристаллов [21, 22]. Таким образом, проблема настройки этой системы и понимания лежащей в ее основе структуры остается открытой.

В нашей работе мы попробовали новую стратегию: частичное замещение Sr на другой щелочноземельный элемент Ba. Ионный радиус  $Ba^{2+}$  в октаэдрическом окружении (1.35 Å) заметно больше чем у  $Sr^{2+}$  (1.18 Å) и  $Bi^{3+}$  (1.03 Å). Поэтому мы полагали, что добавка Ba не затронет узлы решетки и поможет раздвинуть щель между квинт-слоями в слоистой структуре  $Bi_2Se_3$ , тем самым изменив как вхождение стронция, так и все остальные свойства в  $z$ -направлении.

Мы вырастили серию кристаллов с различным номинальным составом  $Ba_ySr_xBi_2Se_3$  при помощи модифицированного метода Бриджмана из элементарных компонентов (Bi и Se чистоты 99.999%, Sr и Ba чистоты 99.95%). Химические элементы в требуемом мольном соотношении были загружены в кварцевые ампулы в перчаточном боксе с инертной атмосферой, откачаны и запаены. Синтез производился при 850 °C в течение 24 ч, с периодическим покачиванием ампулы. Потом расплав охлаждался до 620 °C со скоростью  $\sim 2$  °C/ч с последующим отжигом при 620 °C в течении 48 ч и закалкой в ледяной воде. Кристаллы обладали блестящей поверхностью и легко скалывались вдоль базальной плоскости (см. работу [23]). Результаты исследования полученных кристаллов разными методиками собраны в табл. 1 обсуждаются далее.

Поверхности скола (001) для всех кристаллов изучались в сканирующем электронном микроскопе (СЭМ) с последующим картированием элементного состава при помощи энерго-дисперсионного рентгеновского анализатора (EDX – Energy Dispersive X-Ray Analysis). Мы использовали микроскоп Jeol JSM-7001F SEM с EDX анализатором INCAx-act производства фирмы Oxford Instruments. Ускоряющее напряжение для построения изображений, картирования и определения элементного состава составляло 25 кВ, ток пучка 0.1 мА.

Для не ко-допированных образцов  $Sr_xBi_2Se_3$  плоскость скола имела некоторые морфологические неидеальности, как показано на рис. 1a. Карты элементов (рис. 1b–d) показывают, что стронций распределен неравномерно и концентрируется в местах выделений второй фазы. Как мы показали ранее в работе [20], именно основной объем кри-

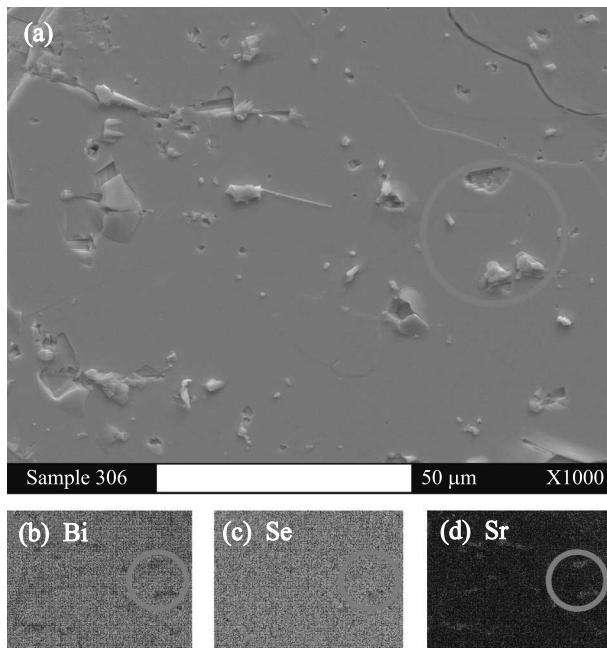


Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – СЭМ изображение (0 0 1)-скола образца # 306 номинального состава  $\text{Sr}_{0.1}\text{Bi}_2\text{Se}_3$  с картами распределения элементов (b)–(d). Круги показывают пример структурно-выделяющихся области с избытком Sr

сталла, а не обогащенные стронцием области второй фазы, дают вклад в рентгеновскую дифракцию и СП.

Чтобы найти состав этой кристаллической фазы, мы брали выборку из примерно 20 точек в тех местах образца (пример показан крестиками на рис. 2b), в которых не наблюдалось сегрегации металлической примеси. Состав в каждой точке определялся накоплением спектра в течении 40 мин, далее проводилось усреднение по точкам. Определенный таким образом состав показан в колонке “Состав крист. фазы” таблицы 1. Для не ко-допированных образцов этот состав примерно соответствует  $\sim \text{Sr}_{0.02}\text{Bi}_2\text{Se}_3$ , что существенно отличается от номинального.

Сколы допированных (и ко-допированных Ba) кристаллов выглядят похожим образом. Энергодисперсионный анализ далеко не сразу обнаружил барий вдоль ступеней сколов. После поисков с уменьшением масштаба сканирования нам удалось обнаружить области в кристалле, в которых барий сегрегируется. На рисунке 2 показано СЭМ-изображение (панели a, b) и карты элементов (панели (c)–(e)) скола образца # 312 с номинальным составом  $\text{Ba}_{0.01}\text{Sr}_{0.1}\text{Bi}_2\text{Se}_3$ . Содержание Ba в сегрегатах составляет до 6 ат. %, в то время как номинальное его содержание 0.2 ат. %. Таким образом, легко объ-

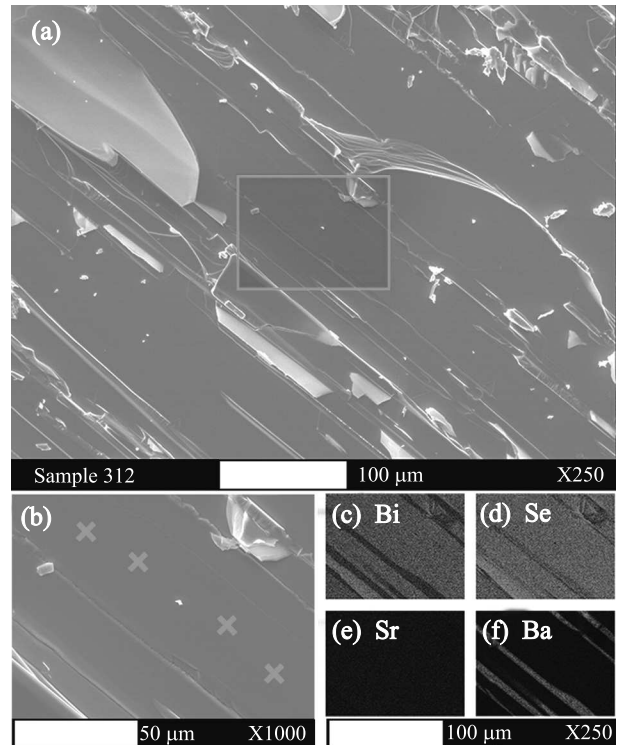


Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – СЭМ-изображение (001)-скола образца # 312 (номинальный состав  $\text{Ba}_{0.01}\text{Sr}_{0.1}\text{Bi}_2\text{Se}_3$ ). Рамка показывает область, в которой делалось картирование. (b) – Область картирования с большим увеличением и примеры точек, в которых анализировался состав (крестиками); (c)–(f) – карты элементов

ясно отсутствие Ba в основном теле кристалла с точностью разрешения элементного анализа. Более интересно другое: добавление Ba в систему слегка уменьшает содержание Sr и визуально подавляет образование богатых Sr микровключений: состав кристаллической фазы в образце # 312 соответствует примерно  $\sim \text{Sr}_{0.014}\text{Bi}_2\text{Se}_3$ . Эти наблюдения означают, что добавление Ba слегка подавляет вхождение Sr в кристаллическую фазу  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  и делает распределение атомов Sr в матрице более однородным.

Также были выращены кристаллы  $\text{Ba}_y\text{Bi}_2\text{Se}_3$  с большим номинальным содержанием Ba ( $y = 0.07$  и  $0.15$  для образцов # 309 и # 316 соответственно). В этих образцах барий также не обнаруживался в объеме кристаллов, а был найден только во включениях. Это показывает, что барий даже без стронция крайне слабо растворим в твердой фазе  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ . Данный факт показывает, что, вероятно, именно большой ионный радиус Ba препятствует его вхождению в интеркалирующее положение, в то время как Sr

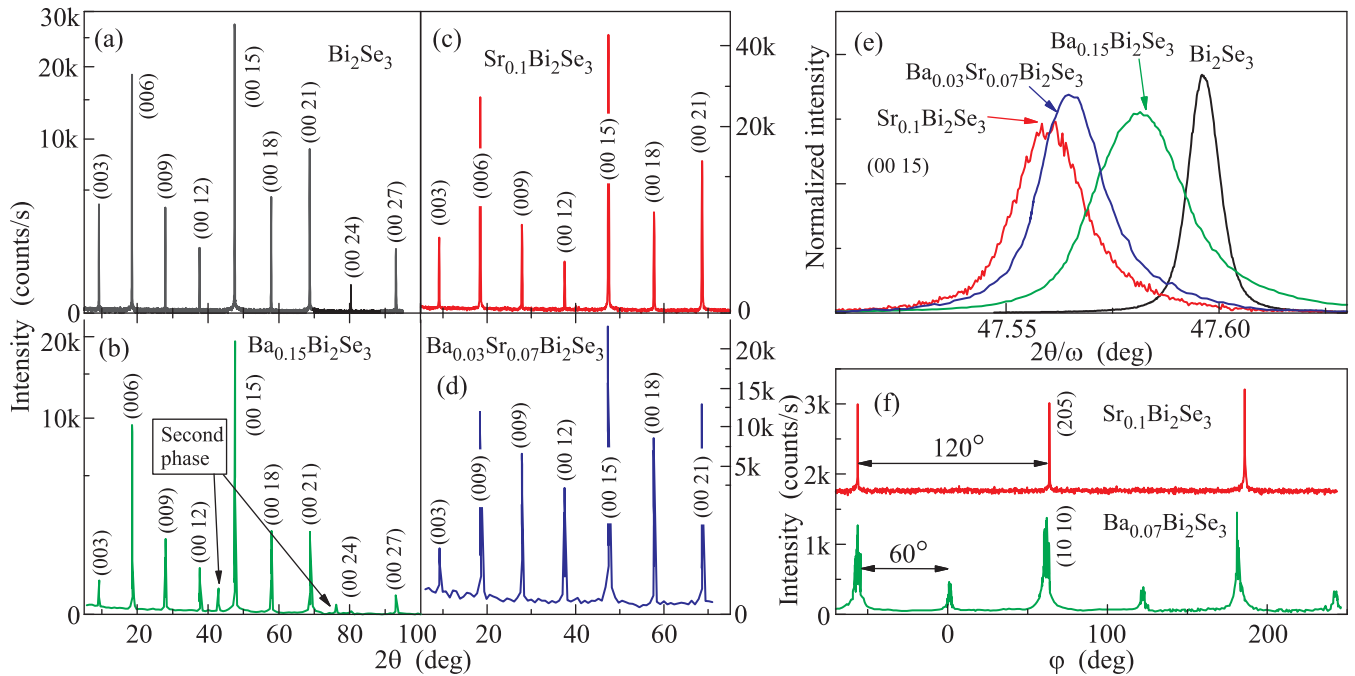


Рис. 3. (Цветной онлайн) (a)–(d) – Обзорные  $2\theta/\omega$  диффрактограммы кристаллов различных составов, выращенных в данной работе. Составы указаны на панелях. На панели (b) дополнительно показаны пики от другой фазы; (e) –  $2\theta/\omega$  кривые высокого разрешения на рефлексе (00 15), снятые для тех же образцов с третьим кристаллом-анализатором; (f) – кривые  $\phi$ -сканирования на асимметричных рефлексах с симметрией третьего порядка для  $Sr_{0.1}Bi_2Se_3$  образца (сверху) и  $Ba_{0.07}Bi_2Se_3$  образца (снизу)

способен занимать координационные позиции внутри между квинт-слоями  $Bi_2Se_3$  растущего кристалла.

Для выявления структурных особенностей легированных Ва кристаллов были выполнены рентгенодиффрактометрические исследования. Хотя структура кристалла тригональная (группа  $R\bar{3}m$ ), из-за слоистого строения, для описания структуры удобнее использовать гексагональные обозначения для кристаллографических плоскостей ( $a b c$ ), в которых опускается третий индекс  $i \equiv -a - b$ .

Обзорные  $2\theta$  сканы кристаллов различного состава приведены на рис. 3a–d. Узкие линии показывают высокое структурное совершенство и ромбоэдрическую структуру типа тетрадимита. В образцах с высоким номинальным составом бария ( $y \sim 0.07–0.15$ ) образуется вторая фаза. Введение Sr в бинарный  $Bi_2Se_3$  приводит к ухудшению структурного совершенства кристаллической фазы, что видно по относительному убыванию интенсивности (00  $n$ ) рефлексов с большим  $n$ . Интересно, что в кристаллах с одновременным легированием Ва и Sr структурное совершенство подрастает (см. рис. 3d). Это согласуется с тем, что барий препятствует образованию микровключений богатой стронцием второй фазы. Тем не менее, образцы, допированные только барием в из-

быточном количестве (например # 316, см. рис. 3c), наиболее разупорядочены.

Для количественной характеристики влияния примесей на структуру производилась настройка на наиболее интенсивные блоки, как объяснено в [23, 24], и измерялись  $2\theta/\omega$  – кривые на рефлексах (205), (00 15), (11 15) с третьим кристаллом-анализатором. Примеры таких кривых для (00 15) рефлекса показаны на рис. 3e. Отметим, что угловое положение пика рефлекса однозначно определяет значение параметра решетки  $c$ . Хорошо видно, что постоянная решетки  $c$  кристалла  $Sr_{0.1}Bi_2Se_3$  наибольшая, а  $Bi_2Se_3$  – наименьшая. Известно, что в  $Sr_xBi_2Se_3$  насыщение концентрации стронция и максимальное значение постоянной решетки  $c$  реализуются при номинальном  $x > 0.06$  [2]. Добавление бария при той же самой суммарной концентрации  $x + y = 0.1$  заметно понижает значение параметра решетки вдоль оси  $c$ . Так как ионный радиус Ва больше, это можно объяснить только понижением результирующей концентрации стронция в кристалле.

Но даже в кристалле с барием без стронция, где элементный анализ не находит бария, постоянная решетки вдоль  $c$  все же существенно больше,

чем в  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$ . При этом полуширина кривой  $2\theta/\omega$ -сканирования возрастает от  $\Delta(2\theta)_{(0015)} = 0.009^\circ$  для чистого  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  до  $\Delta(2\theta)_{(0015)} = 0.025^\circ$  для легированного барием образца. Поскольку параметр решетки в базисной плоскости  $a_{(205)}$  в нелегированном и легированном барием образцах практически один и тот же (см. табл. 1), то можно сделать вывод, что барий в некоторых количествах с трудом и неоднородно все же входит в интеркалированные позиции между квинт-слоями. В тех же образцах с барием наблюдалось появление  $60^\circ$  двойников, видимое из появления трех дополнительных пиков на кривой  $\phi$ -сканирования (рис. 3f). Все эти наблюдения подтверждают, что барий препятствует вхождению стронция в решетку, а сам входит в очень небольших количествах.

Также на всех образцах производились транспортные измерения: выкалывался прямоугольный кристалл (типично  $5 \times 1 \times 0.3 \text{ мм}^3$ ), измерялся эффект Холла в полях до 2 Тл и удельное сопротивление. Измерения проводились в диапазоне 1.8–300 К на переменном токе ( $\sim 100 \text{ мкА}$  частотой 30–170 Гц) в криостатах PPMS-9 и CFMS-16. Сопротивления контактов составляли десятки Ом. Примеры зависимостей сопротивления от температуры показаны на рис. 4а, б. Видно, что барий подавляет сверхпро-

допированном образце # 319 находится в пределах разброса  $T_c$ , характерного для данного материала (см. рис. 6b в [20]). Медленное спадание сопротивления образце # 319 говорит о радикальном уменьшении доли СП фазы.

Все образцы демонстрировали разумно близкие значения подвижности и сходные значения  $\text{RRR} \sim 1.5$  (*residual-resistance ratio*, или отношения сопротивления при 300 К к сопротивлению при гелиевой температуре). Это согласуется с сегрегацией бария: он выпадает в крупные и редко расположенные включения, так что на нано- и микро- уровне не происходит увеличения числа рассеивающих центров. Следует отметить, что образцы состоят из блоков, а их сопротивление включает в себя сопротивление как самого тела кристалла так и, существенно, межблочных границ [20, 23]. Это приводит к тому, что наблюдаемые значения  $\text{RRR}$  и подвижности могут отличаться на 25–30% даже у образцов, выколотых из одного кристалла. Соответственно, делать количественные выводы из значений  $\mu$  и  $\text{RRR}$  нецелесообразно.

Холловская концентрация слабо зависит от конкретного расположения блоков в образце, а также от температуры. Это значит, что уровень Ферми надежно лежит в зоне проводимости вдали от примесных уровней. В образце # 316, легированном только барием, наблюдалось даже некоторое уменьшение концентрации по сравнению с  $\text{Sr}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ . Сравнительно высокое структурное качество и сопоставимые электронные параметры видны и по наблюдениями осцилляций Шубникова–де Гааза (рис. 4с). В ко-допированных и не ко-допированных образцах осцилляции наступают в одинаковом поле и имеют близкие частоты. Все эти данные указывают на то, что за сверхпроводимость и частично концентрацию отвечает размещение стронция в определенных местах решетки. Барий уменьшает концентрацию стронция, и, как это следует из рентгеновских данных, частично входит в решетку сам, так что итоговое изменение концентрации незначительно. Это означает, что для СП ключевым фактором является не положение уровня Ферми, а некоторая специфическая структура в расположении примесных атомов.

**Обсуждение результатов.** Таким образом, если все предыдущие работы сообщали о кристаллах  $\text{Sr}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ , в которых фактически концентрация стронция определялась его растворимостью в кристаллической фазе и никак не управлялась, в настоящей работе нам удалось продемонстрировать небольшое уменьшение концентрации стронция, реализованное при помощи ко-допирования. Как следует

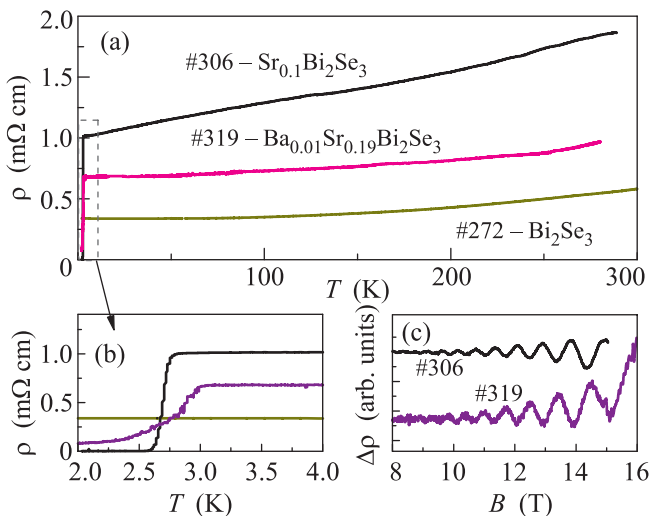


Рис. 4. (Цветной онлайн) (а) – Температурные зависимости удельного сопротивления нескольких выборочных кристаллов различных составов. Составы указаны на панелях. (б) – Увеличенная низкотемпературная часть. (с) – Примеры магнитопольевых зависимостей сопротивления при температуре 2 К с осцилляциями Шубникова–де Гааза для образцов # 306 и # 319

проводимость, не меняя существенно температуры СП перехода. Небольшой сдвиг начала перехода в ко-

из наших данных, сверхпроводимость подавляется. Стоит отметить, что подавление СП не сопровождается изменением  $T_c$ . Для объяснения столь необычных свойств нельзя, конечно, полностью исключить возможность упорядочения стронция на субмикронном уровне. Тогда кажущееся однородным распределение в картах элементов, таковым на самом деле может и не являться. Установить такую возможность даже с сегодняшним уровнем развития аналитических методик представляется весьма сложной задачей. Действительно, стронция в “сверхпроводящих” позициях в кристалле крайне мало (меньше 0.4 ат. %) и он находится между квинт-слоями  $Bi_2Se_3$ , т.е. имеет довольно слабые связи с решеткой. При этом, появление СП, по-видимому, все же тонко связано и с уровнем концентрации Sr в матрице. Действительно, в ко-допированных образцах при одинаковой номинальной концентрации бария  $y = 0.01$  сверхпроводимость появляется при увеличении номинального состава стронция с  $x = 0.09$  до  $x = 0.19$  (см. образцы # 312 и 319 в табл. 1.).

Оставшийся элемент в ряду щелочноземельных, которым можно допировать систему  $Bi_2Se_3$  – это кальций (Be, Mg и Ra не рассматриваем, как уже очень радикально отличающиеся по свойствам). Он имеет самый маленький радиус, поэтому, как показано в работах [25, 26], не только попадает между квинт-слоями  $Bi_2Se_3$ , но и замещает висмут в самих квинт-слоях, приводя к  $p$ -типу проводимости. Кальций также имеет тенденцию к сегрегации [25]. Мы полагаем поэтому, что кальций, как ко-допант, не будет способствовать возникновению СП в  $Sr_xBi_2Se_3$  системе. Наша работа выявляет общую тенденцию в ряду щелочноземельных допантов  $Bi_2Se_3$ : кальций – самый маленький, размещается не только между слоями, но также замещает висмут, стронций – побольше, уже не залезает в сами квинт-слои, но интеркалирует, барий – самый большой, уже практически не интеркалирует (мало растворим в твердой фазе тетрадимитовой структуры). Следует заметить, что замещение висмута довольно характерно для металлических примесей в данной системе [27], и то что для щелочноземельных металлов оно является не основным механизмом допирования, еще требует дальнейшего исследования. Тенденция к сегрегации также проявляется для разных металлических примесей в  $Bi_2Se_3$  [28].

**Закключение.** В данной работе получено сравнительно-структурное доказательство через ко-допирование барием того факта, что стронций в  $Bi_2Se_3$  располагается между квинт-слоями. Мы показали, что барий слегка уменьшает содержание

стронция в кристаллической фазе, сам входит в решетку в очень малых количествах, но при этом сильно подавляет сверхпроводимость. Холловская концентрация и постоянная  $s$  решетки мало чувствительны к добавкам бария. Это свидетельствует, что в отличие от других сверхпроводящих систем, для  $Sr_xBi_2Se_3$  ключевым является не концентрация допантов или свободных носителей, а определенная структурная конфигурация атомов металла в Ваальсовой щели между квинт-слоями.

Исследования выполнены в Центре коллективного пользования ФИАН.

Работа поддержана грантом Российского научного фонда # 17-12-01544.

1. J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer, Phys. Rev. **108**, 1175 (1957).
2. Z. Liu, X. Yao, J. Shao, M. Zuo, L. Pi, S. Tan, C. Zhang, and Y. Zhang, J. Am. Chem. Soc. **137**, 10512 (2015).
3. Y. S. Hor, A. J. Williams, J. G. Checkelsky, P. Roushan, J. Seo, Q. Xu, H. W. Zandbergen, A. Yazdani, N. P. Ong, and R. J. Cava, Phys. Rev. Lett. **104**, 057001 (2010).
4. T. Asaba, B. J. Lawson, C. Tinsman, L. Chen, P. Corbae, G. Li, Y. Qiu, Y. S. Hor, L. Fu, and L. Li, Phys. Rev. X **7**, 011009 (2017).
5. L. Fu and E. Berg, Phys. Rev. Lett. **105**, 097001 (2010).
6. L. Fu, Phys. Rev. B **90**, 100509(R) (2014).
7. X. Wan and S. Y. Savrasov, Nat. Commun. **5**, 4144 (2014).
8. P. M. R. Brydon, S. Das Sarma, H.-Y. Hui, and J. D. Sau, Phys. Rev. B **90**, 184512 (2014).
9. J. Wang, K. Ran, S. Li, Z. Ma, S. Bao, Z. Cai, Y. Zhang, K. Nakajima, S. Ohira-Kawamura, P. Čermák, A. Schneidewind, S. Y. Savrasov, X. Wan, and J. Wen, Nat. Comm. **10**, 2802 (2019).
10. Y. Pan, A. M. Nikitin, G. K. Araizi, Y. K. Huang, Y. Matsushita, T. Naka, and A. de Visser, Sci. Rep. **6**, 28632 (2016).
11. S. Yonezawa, K. Tajiri, S. Nakata, Y. Nagai, Z. Wang, K. Segawa, Y. Ando, and Y. Maeno, Nature Phys. **13**, 123 (2017).
12. R. Tao, Y.-J. Yan, X. Liu, Z.-W. Wang, Y. Ando, Q.-H. Wang, T. Zhang, and D.-L. Feng, Phys. Rev. X **8**, 041024 (2018).
13. K. Matano, M. Kriener, K. Segawa, Y. Ando, and G. Zheng, Nature Phys. **12**, 852 (2016).
14. S. Sasaki, M. Kriener, K. Segawa, K. Yada, Y. Tanaka, M. Sato, and Y. Ando, Phys. Rev. Lett. **107**, 217001 (2010).
15. S. Yonezawa, Cond. Matt. **4**, 2 (2019).
16. M. Kriener, K. Segawa, Z. Ren, S. Sasaki, S. Wada, S. Kuwabata, and Y. Ando, Phys. Rev. B **84**, 054513 (2011).

17. K. Kobayashi, T. Ueno, H. Fujiwara, T. Yokoya, and J. Akimitsu, *Phys. Rev. B* **95**, 180503(R) (2017).
18. S.-H. Yu, T. L. Hung, M.-N. Ou, M. M. C. Chou, and Y.-Y. Chen, *Phys. Rev. B* **100**, 174502 (2019).
19. H. Huang, J. Gu, M. Tan, Q. Wang, P. Ji, and X. Hu, *Sci. Rep.* **7**, 45565 (2017).
20. A. Yu. Kuntsevich, V. P. Martovitskii, G. V. Rybalchenko, Yu. G. Selivanov, M. I. Bannikov, O. A. Sobolevskiy, and E. G. Chigevskii, *Materials* **12**, 3899 (2019).
21. S. O. Volosheniuk, Yu. G. Selivanov, M. A. Bryzgalov, V. P. Martovitskii, and A. Yu. Kuntsevich, *J. Appl. Phys.* **125**, 095103 (2019).
22. Z. Li, M. Wang, D. Zhang, N. Feng, W. Jiang, C. Han, W. Chen, M. Ye, C. Gao, J. Jia, J. Li, S. Qiao, D. Qian, B. Xu, H. Tian, and B. Gao, *Phys. Rev. Materials* **2**, 014201 (2018).
23. A. Yu. Kuntsevich, M. A. Bryzgalov, V. A. Prudkoglyad, V. P. Martovitskii, Yu. G. Selivanov, and E. G. Chizhevskii, *New J. Phys.* **20**, 103022 (2018).
24. A. Yu. Kuntsevich, M. A. Bryzgalov, V. P. Martovitskii, R. S. Akzyanov, Yu. G. Selivanov, and A. L. Rakhmanov, *Phys. Rev. B* **100**, 224509 (2019).
25. Y. S. Hor, A. Richardella, P. Roushan, Y. Xia, J. G. Checkelsky, A. Yazdani, M. Z. Hasan, N. P. Ong, and R. J. Cava, *Phys. Rev. B* **79**, 195208 (2009).
26. J. Moon, N. Koirala, M. Salehi, W. Zhang, W. Wu, and S. Oh, *Nano Lett.* **18**, 820 (2018).
27. E. T. Kulatov, V. N. Men'shov, V. V. Tugushev, and Yu. A. Uspenskii, *JETP Lett.* **109**, 102 (2019) [Pis'ma v JETP **109**, 98 (2019)].
28. Л. Н. Овешников, В. А. Прудкогляд, Ю. Г. Селиванов, Е. Г. Чижевский, Б. А. Аронзон, *Письма в ЖЭТФ* **106**(8), 506 (2017).