

# НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ МАГНИТОТРАНСПОРТ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$

*В. Н. Зверев<sup>a\*</sup>, Н. А. Абдуллаев<sup>b,c</sup>, З. С. Алиев<sup>b,c</sup>, И. Р. Амирасланов<sup>b,c</sup>,  
З. А. Джахангирили<sup>b,c</sup>, И. И. Климовских<sup>d,e</sup>, А. А. Рыбкина<sup>d</sup>, А. М. Шикин<sup>d</sup>,  
Н. Т. Мамедов<sup>b,c</sup>*

<sup>a</sup> Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипьяна Российской академии наук  
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия

<sup>b</sup> Институт физики Министерства науки и образования Азербайджана  
AZ 1073, Баку, Азербайджан

<sup>c</sup> Бакинский государственный университет  
AZ 1148, Баку, Азербайджан

<sup>d</sup> Санкт-Петербургский государственный университет  
198504, Санкт-Петербург, Россия

<sup>e</sup> Donostia International Physics Center (DIPC)  
20018, Donostia-San Sebastian, Spain

Поступила в редакцию 18 октября 2025 г.,  
после переработки 5 ноября 2025 г.  
Принята к публикации 6 ноября 2025 г.

Представлены результаты комплексных исследований монокристаллов  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$ . Изучены структура, спектры комбинационного рассеяния света, низкотемпературный транспорт, эффект Холла, намагниченность и магнитная восприимчивость. Установлено, что исследуемые кристаллы являются ферромагнетиками с температурой Кюри, величина которой на разных образцах лежит в пределах 22–45 К. Холловские измерения и измерения намагниченности продемонстрировали, что исследуемая система является магнитомягким ферромагнетиком, что представляет интерес для практических применений.

**Ключевые слова:** топологические изоляторы, низкие температуры, магнитотранспорт, магнитные свойства

**DOI:** 10.7868/S3034641X26010088

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Магнитные топологические изоляторы привлекают в последние годы пристальное внимание исследователей благодаря их необычным свойствам: возможности наблюдения в этих системах аномального квантового эффекта Холла, топологического магнитоэлектрического эффекта, бездиссипативного электронного транспорта. Интерес представляет также перспектива их использования в ка-

честве элементной базы спинtronики на краевых каналах и топологических кубитов. После открытия [1–4] нового магнитного топологического изолятора  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  было изучено большое семейство изоструктурных кристаллов  $\text{MnBi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_4$  с  $0 < x < 2$  [5–19]. Для кристаллов  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$ , как и для всех представителей семейства  $\text{MnBi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_4$  с  $0 < x < 2$ , используется термин «топологические изоляторы» в знак того, что на поверхности этих кристаллов существуют топологически защищенные поверхностные состояния, а в электронном спектре имеются дираковский конус и энергетическая щель, что подтверждается многочисленными расчетами. Однако существуют также расчеты, ко-

\* E-mail: zverev@issp.ac.ru

торые показывают возможность реализации других фаз, типа тривиальной [20], а также фаз полуметаллов Вейла I и II типов [21].

Установлено, что кристаллы с  $x = 0$  являются антиферромагнетиками А-типа [1] с температурой Нееля  $T_N \approx 24.5$  К, в их энергетическом спектре имеется щель примерно 70 мэВ, при этом ферми-уровень лежит в зоне проводимости. При полной замене Ві на Sb, т. е. при  $x = 2$ , происходит существенное изменение магнитных и транспортных свойств этих кристаллов. Прежде всего увеличение содержания Sb приводит к кроссоверу от  $n$ - к  $p$ -типу проводимости из-за смещения уровня Ферми из зоны проводимости в валентную зону. Согласно [5, 6], переход от электронной к дырочной проводимости имеет место при  $x \simeq 0.6$ . При увеличении содержания Sb происходит также эволюция магнитных свойств этих кристаллов: образцы  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  являются антиферромагнетиками, а для образцов  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$  в литературе имеются данные о существовании как антиферромагнитных (АФМ), так и ферромагнитных (ФМ) состояний [7, 8]. Идеальное основное состояние этого кристалла должно быть антиферромагнитным [9, 11]. По данным экспериментов [6] при полном замещении Ві на Sb кристаллы по-прежнему оставались антиферромагнитными, но температура  $T_N$  падала примерно до 19 К. Однако, как показано в работах [12, 13], кристаллы  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$  могут стать ферромагнитными из-за наличия дефектов замещения Mn/Sb. Действительно, ферромагнетизм в образцах  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$  к настоящему времени подтвержден экспериментами по дифракции нейтронов, по магнитным измерениям и прямому наблюдению магнитных доменов [12, 14, 15, 17]. В работе [14] на тонкопленочных ФМ-образцах  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$ , выращенных методом молекулярной эпитаксии, было получено рекордное значение температуры Кюри  $T_C$  около 50 К. На монокристаллических ФМ-образцах с нестехиометрическим составом удается достичь еще более высокого значения  $T_C \approx 58$  К [18]. В отмеченных выше экспериментальных работах образцы были выращены разными методами, а их свойства измерены разными экспериментальными методиками, что затрудняет сравнительный анализ, необходимый для понимания причин формирования ФМ- и АФМ-фаз и контроля критических температур.

В данной работе нами впервые исследована серия кристаллов  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$  в широком диапазоне значений температуры Кюри 22–45 К, что позволило отследить эволюцию и взаимосвязь ФМ- и АФМ-упорядочений. Представлены результаты комплексных исследований монокристаллических образцов

$\text{MnSb}_2\text{Te}_4$ , отбор и характеризация которых проводились методами рентгеноструктурного анализа и рамановского рассеяния света. Для изучения электронных и магнитных свойств кристаллов исследовались низкотемпературный транспорт, эффект Холла, полевые зависимости намагниченности и магнитная восприимчивость.

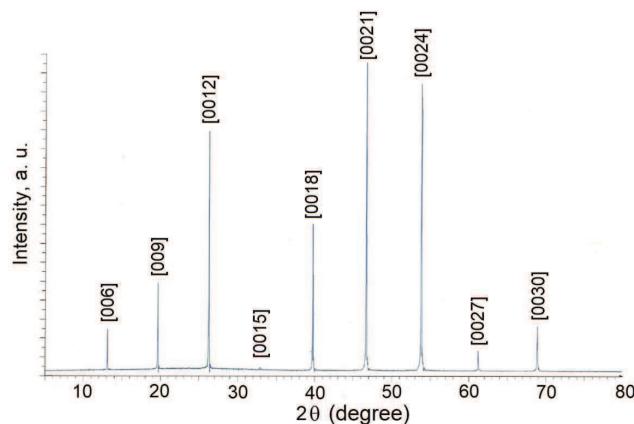
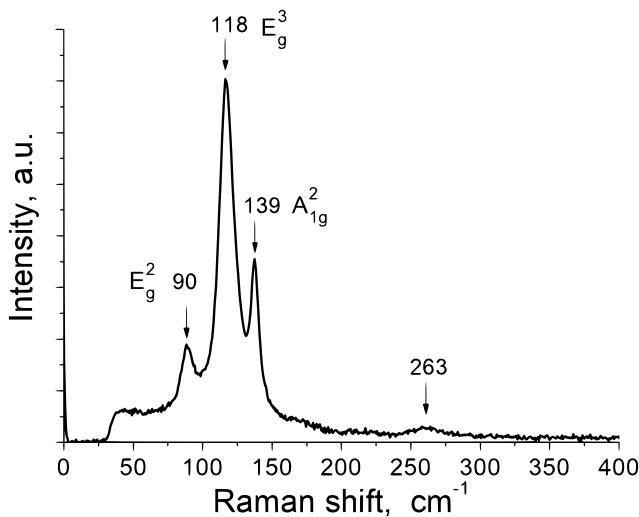
## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

### 2.1. Характеризация образцов

Исследования транспортных, магнитных и магнитотранспортных свойств  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$  проводились на образцах, отобранных и охарактеризованных методами рентгеновской дифракции и рамановского рассеяния при комнатной температуре. Монокристаллы  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$  были получены скалыванием из слитков, выращенных методом направленной кристаллизации. Размер образцов составлял примерно  $2 \times 1 \times 0.1$  мм<sup>3</sup>. Из всех охарактеризованных кристаллов  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$  были отобраны 7 образцов для последующего проведения транспортных и магнитных измерений. Нумерация образцов сохранялась для всех измерений и будет обозначена при демонстрации экспериментальных результатов.

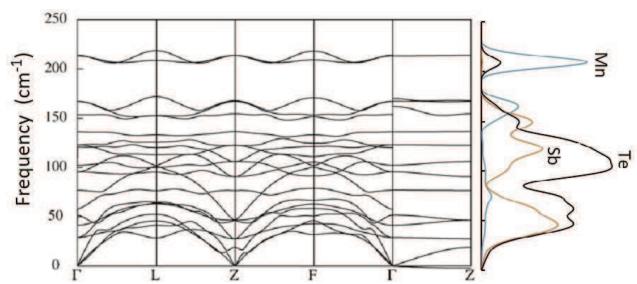
Рентген-дифрактометрические исследования полученных образцов проводились на рентгеновском дифрактометре BRUKER XRDD2 Phaser с использованием  $\text{CuK}_\alpha$ -излучения. Фазовый состав и структура образцов исследовались с использованием программных пакетов EVA и TOPAS-4.2 (Bruker, Germany). Полученные дифрактограммы полностью соответствовали рассчитанным и подтверждали тетрадимитную структуру R3m [18]. Параметры решеток исследованных кристаллов определены с точностью  $\pm 0.001$  Å. На рис. 1 приведена рентгеновская дифрактограмма монокристалла  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$ .

Изучение рамановского рассеяния света в кристаллах  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$  проводилось на образцах, имеющих зеркальную поверхность, в геометрии обратного рассеяния на конфокальном рамановском микроспектрометре «Nanofinder 30» (Tokyo Instr, Japan). В качестве источника возбуждающего света использовался лазер YAG:Nd с длиной волны излучения на второй гармонике  $\lambda = 532$  нм. Детектором излучения являлся прибор с зарядовой связью (CCD-камера Newton, Andor Technology), охлаждаемый термоэлектрическим способом до температуры  $-100$  °С. При измерениях в спектрометре использо-

Рис. 1. Дифрактограмма монокристалла  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$ Рис. 2. Спектр рамановского рассеяния в монокристаллах  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$ 

валась дифракционная решетка 1800 штрихов/мм, при которой точность определения спектрального положения линий была не хуже  $0.5 \text{ cm}^{-1}$ . Характерный спектр рамановского рассеяния для монокристаллов  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$  приведен на рис. 2. В кристаллах  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$  в спектрах рамановского рассеяния нами наблюдались четыре спектральных линии при частотах  $90, 118, 139, 263 \text{ cm}^{-1}$ .

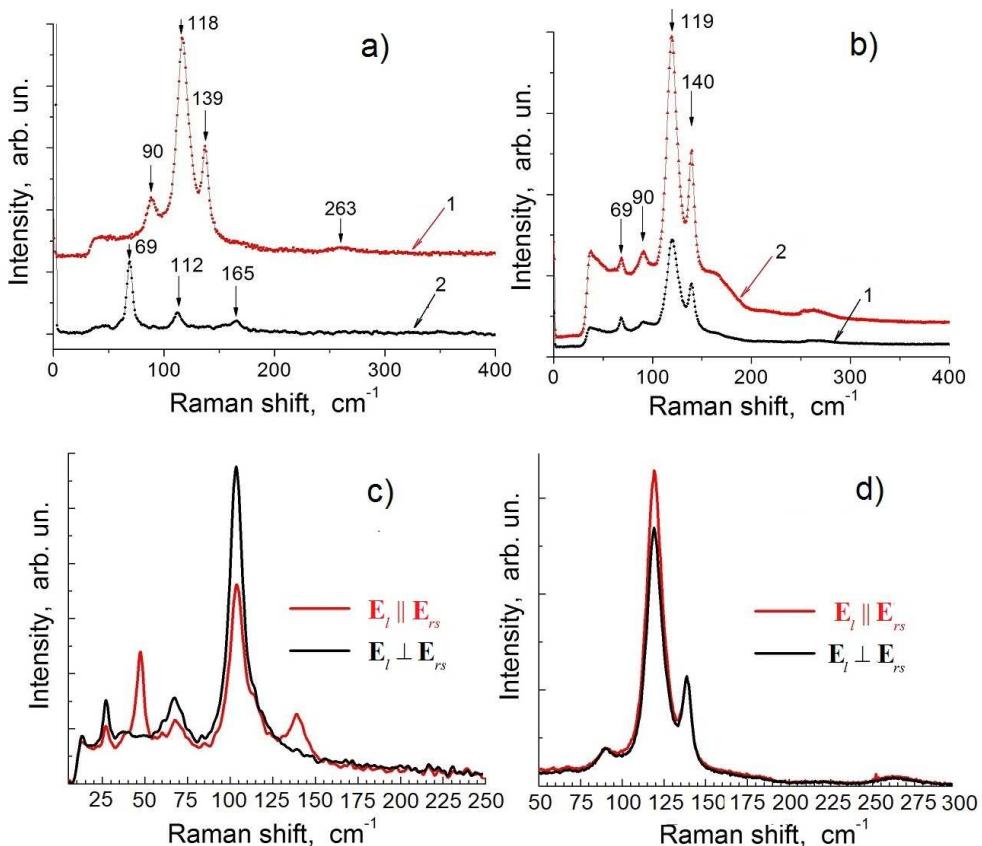
Нами были проведены теоретические расчеты из первых принципов динамики кристаллической решетки кристаллов  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$ . Расчеты проводились в рамках теории возмущений функционала плотности [19]. На рис. 3 приведена дисперсия фононных мод в кристаллах  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$  и показаны проектированные на атомы Mn, Sb и Te парциальные плотности фононных состояний (PDOS).

Рис. 3. Дисперсия фононных мод в кристаллах  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$  (слева) и спроектированные на атомы Mn, Sb и Te парциальные плотности фононных состояний (PDOS) (справа)

Как видно на рис. 3, при высоких частотах (примерно  $200 \text{ cm}^{-1}$ ) основной вклад в фононную плотность состояний вносят более легкие атомы Mn, а при низких и средних частотах (до  $150 \text{ cm}^{-1}$ ) наблюдается преимущественный вклад атомов Sb и Te.

Теоретические расчеты показали наличие шести раман-активных мод в кристаллах  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$ . Аналогичный результат был получен для  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  [22]. Это частоты  $29, 94, 123 \text{ cm}^{-1}$  и  $52, 136, 167 \text{ cm}^{-1}$  для  $E_g$ - и  $A_{1g}$ -мод соответственно. Однако, в отличие от  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$ , в кристаллах  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$  экспериментально наблюдаются лишь две моды  $E_g$  на частотах  $90$  ( $94$ ) и  $118$  ( $123$ )  $\text{cm}^{-1}$  и всего одна мода  $A_{1g}$  на частоте  $139$  ( $136$ )  $\text{cm}^{-1}$ . А устойчиво наблюдаемая мода с частотой  $263 \text{ cm}^{-1}$  находится далеко за пределами верхней границы возможных частот для колебательных мод в  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$ , как это ясно видно из рассчитанной плотности фононных состояний (рис. 3).

В отличие от изоструктурного соединения  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$ , являющегося антиферромагнитным топологическим изолятором [1], соединения  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$  демонстрируют ФМ-упорядочение спинов магнитных атомов. Это, как уже было отмечено во Введении, объясняется наличием большого количества структурных дефектов, обусловленных взаимным замещением позиций атомов Mn и Sb. Наши исследования рамановского рассеяния света подтверждают справедливость этого предположения. Стоит отметить четыре основных различия между рамановским рассеянием света в  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  и  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$ . Во-первых, поскольку, согласно теоретическим расчетам [22], атомы Mn неподвижны в смещениях активных мод рамановского рассеяния, спектры рамановского рассеяния света кристаллов  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  очень похожи на спектры для  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  [19, 22]. В то же время спектры рамановского рассеяния света  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$  [23] существенно отличаются от спектров для  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$  (рис. 4 a).



**Рис. 4.** Спектры рамановского рассеяния кристаллов: *a* —  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$  (1) и  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$  (2); *b* —  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$  в двух различных дефектных областях (1 и 2); *c* —  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  при различных поляризациях излучения возбуждающего лазера ( $\mathbf{E}_l$  и  $\mathbf{E}_{rs}$  — поле возбуждающего лазера в плоскости поверхности образца и поле рассеянного света соответственно); *d* —  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$  при различных поляризациях излучения возбуждающего лазера

Во-вторых, в дефектных областях двух различных образцов  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$  (рис. 4 *b*) спектры очень похожи на спектры кристаллов  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$  (рис. 1 *a*), при этом низкочастотная мода  $69 \text{ cm}^{-1}$   $\text{Sb}_2\text{Te}_3$ , как видно, сохраняется, т. е. в кристалле  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$  есть области, в которых Mn замещен на Sb. В-третьих, в отличие от спектров  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  (рис. 4 *c*), в спектрах  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$  (рис. 4 *d*) не наблюдается поляризационных зависимостей [23], что указывает на значительно более высокую дефектность образцов  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$ . И, в-четвертых, теоретически рассчитанные для  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$  частоты мод для идеальных кристаллов наблюдаются лишь частично, а мода с частотой  $263 \text{ cm}^{-1}$  находится далеко за пределами верхней границы возможных частот для колебательных мод в  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$ . Таким образом, перечисленные данные по рамановскому рассеянию согласуются с ранее полученными результатами других авторов о наличии большого количества

структурных дефектов, обусловленных взаимным замещением позиций атомов Mn и Sb.

## 2.2. Транспортные и магнитотранспортные свойства

Контакты для транспортных и магнитотранспортных исследований были приготовлены с помощью проводящей графитовой пасты. Образцы монтировались во вставку, позволяющую работать в широком диапазоне температур 1.4–300 К, погруженную в криостат с жидким гелием со сверхпроводящим соленоидом. Магнитное поле было направлено вдоль кристаллографической оси *c*, т. е. перпендикулярно плоскости образца. Измерения сопротивления и эффекта Холла проводились с использованием синхронного детектора по стандартной четырехзондовой методике в геометрии холловского мо-

стика на переменном токе частотой 20 Гц, измерительный ток не превышал 1 мА.

Образцы  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$ , выращенные и исследованные в данной работе, являются, как показывают все приведенные ниже результаты, ферромагнетиками с температурой Кюри  $T_C$ , которая варьируется в широких пределах в зависимости от качества образца. На температурной зависимости сопротивления образцов  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$  наблюдается максимум, обусловленный усилением магнитных флуктуаций в области перехода в ФМ-состояние (рис. 5 a). На рис. 5 b представлены зависимости нормированного сопротивления  $\rho/\rho_{max}$ , полученные на разных образцах  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$  ( $\rho_{max}$  — удельное сопротивление образцов в максимуме при  $T = T_C$ ). Как видно на рисунке, значение температуры Кюри  $T_C$ , показанное стрелками, оказывается разным на образцах, полученных в разных синтезах, максимальное значение  $T_C$  достигает величины 45 К, что, насколько нам известно, для объемных монокристаллов стехиометрического состава является рекордным значением. Отметим, что это значение  $T_C$  в  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$  значительно превышает температуру Нееля АФМ-перехода  $T_N \approx 24.5$  К в  $\text{MnBi}_2\text{Te}_4$  [1]. На рис. 5 b на кривых с  $T_C \leq 30$  К наблюдается также излом в области температуры 19 К, усиливающийся с понижением  $T_C$ , который мы связываем с присутствием в образцах АФМ-фазы, о чём подробнее пойдет речь в разд. 2.3.

Все исследованные образцы  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$  обладали проводимостью  $p$ -типа, концентрация носителей тока, измеренная по эффекту Холла при низких температурах, лежала в пределах  $(1-5) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Подвижность в большинстве исследованных образцов составляла от нескольких десятков до сотен  $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ .

Как указано выше, в кристаллах  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$  основным источником беспорядка, влияющим на  $T_C$ , являются дефекты замещения Mn/Sb. Дополнительным подтверждением связи дефектности образцов с  $T_C$  являются насыщение температурной зависимости и даже рост сопротивления при понижении температуры при  $T < T_C$  на некоторых образцах с невысоким значением критической температуры (см. кривые для образцов S.1 и S.5 на рис. 5 b). Отрицательная производная на зависимости  $\rho(T)$  для образца S.1, возможно, связана с эффектом слабой локализации, обусловленной квантовыми поправками к проводимости. Однако для образцов с пониженным значением  $T_C$ , согласно данным [24], возможное участие с отрицательной производной на зависимости  $\rho(T)$  может быть также обусловле-

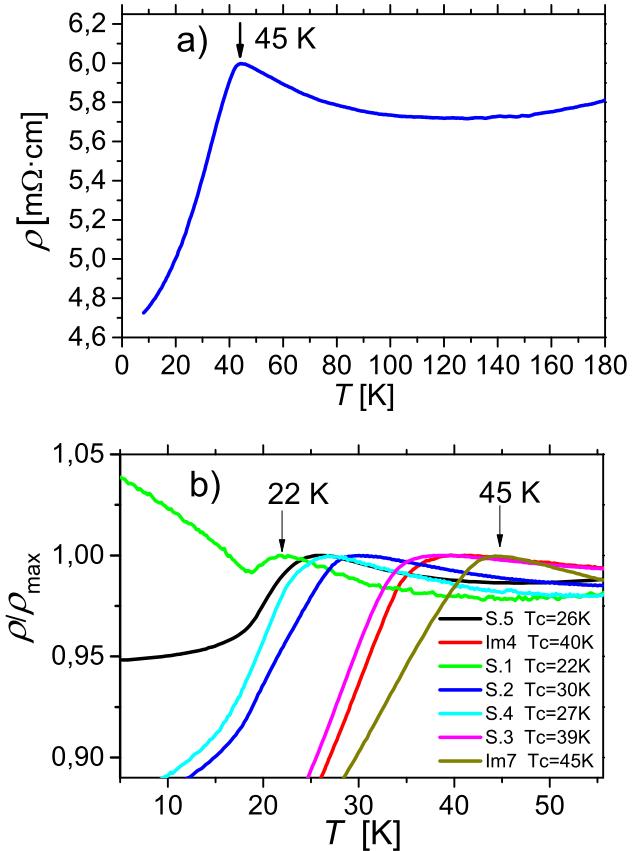


Рис. 5. а — Температурная зависимость удельного сопротивления образца  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$  с  $T_C = 45$  К. б — Нормированные сопротивления  $\rho/\rho_{max}$  образцов, полученных в разных синтезах, в функции  $T$ ,  $\rho_{max}$  — удельное сопротивление образцов в максимуме при  $T = T_C$

но появлением доли АФМ-фазы, в которой уровень Ферми попадает в запрещенную зону, что сказывается на сопротивлении.

В магнитном поле максимум на температурной зависимости сопротивления уширяется, и эта особенность смещается при увеличении поля в область более высоких температур (рис. 6). Такое поведение в магнитном поле согласуется с нашим наблюдением [16] аналогичного явления в ФМ-кристаллах системы  $(\text{MnBi}_2\text{Te}_4)(\text{Bi}_2\text{Te}_3)_m$  при  $m > 3$  и имеет ясную физическую причину: одноосная магнитная анизотропия и внешнее магнитное поле действуют совместно, стабилизируя ФМ-состояние при более высокой температуре.

Важную информацию о магнитных свойствах исследуемых образцов, наряду с магнитными измерениями (см. разд. 2.3), дают измерения холловской проводимости  $\rho_{xy}$ , поскольку сигнал холловского напряжения определяется суммой внешнего

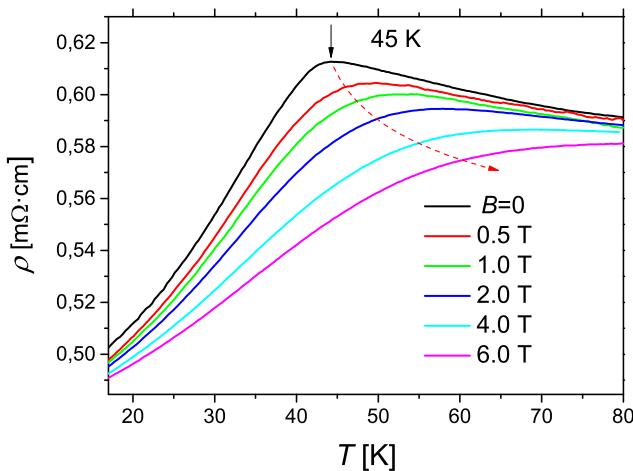


Рис. 6. Влияние магнитного поля на положение максимума на зависимости  $\rho(T)$  для образца Im7 (показано красной штриховой стрелкой)

приложенного поля и внутреннего поля, созданного парамагнитными атомами Mn. На рис. 7 представлены кривые  $\rho_{xy}(H)$ , записанные при различных температурах как ниже, так и выше  $T_C$  на образце со значением  $T_C = 40$  К. Как видно на рисунке, при  $T < T_C$  на  $\rho_{xy}(H)$  наблюдаются характерные для ферромагнетика зависимости, отражающие поведение намагниченности образца. При этом кривые, записанные при смене направления развертки магнитного поля, практически совпадают, т. е. петля гистерезиса на данном образце очень узкая, ее ширина не превышает 50 Э. Таким образом, можно утверждать, что кристалл  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$  является ярко выраженным магнитомягким ферромагнитным материалом. Аналогичные кривые были нами получены на всех исследованных образцах. Петли гистерезиса на образцах с меньшими значениями  $T_C$  также были довольно узкими, их ширина не превышала значений 200 Э. Следует, однако, отметить, что значение ширины петли гистерезиса, измеренное на установке со сверхпроводящим соленоидом, может содержать ошибку, связанную с замороженным в соленоиде магнитным потоком.

### 2.3. Магнитные свойства

Измерение полевых и температурных зависимостей намагниченности и магнитной восприимчивости образцов  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$  проводилось на СКВИД-магнитометре MPMS (QuantumDesign). Поле в магнитных измерениях, как и в измерениях магнитотранспортных свойств, было ориентировано перпендикулярно плоскости образца, т. е. вдоль оси с

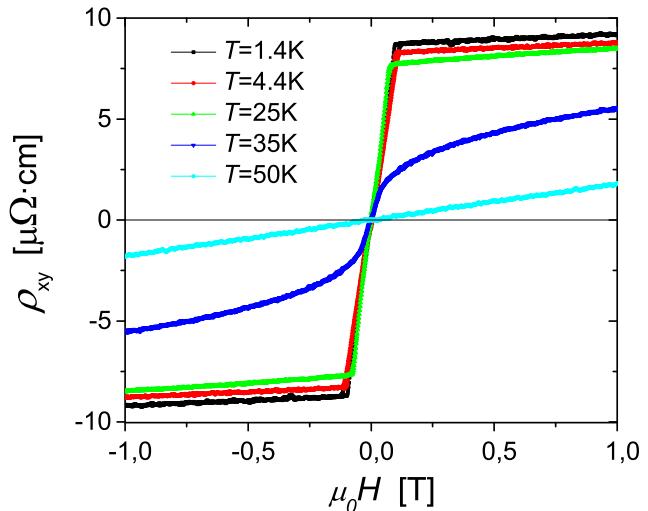
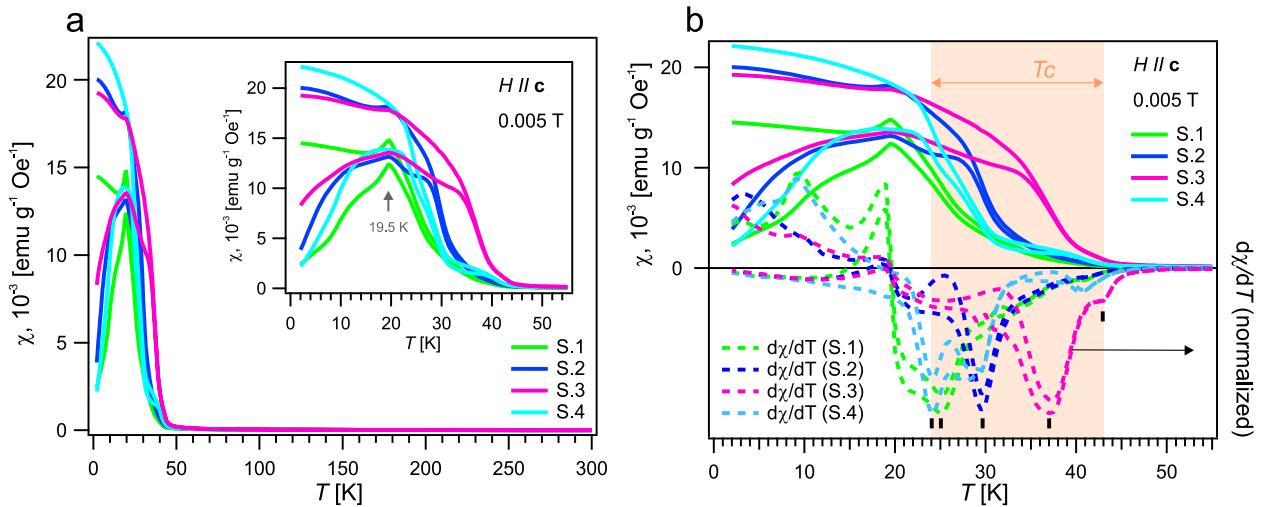


Рис. 7. Зависимости холловского сопротивления  $\rho_{xy}$  от магнитного поля при разных температурах на образце Im4 с  $T_C = 40$  К

кристалла. Измерения магнитной восприимчивости проводились в режимах zero-field-cooled (ZFC) (с предварительным охлаждением образца до 2 К в отсутствие поля и последующим измерением намагниченности в поле при нагревании от 2 до 300 К) и field-cooled (FC) (измерение намагниченности при охлаждении от 300 до 2 К в том же приложенном поле). Измерения температурных зависимостей намагниченности проводились в слабых (0.005 и 0.1 Тл) и сильных (5 Тл) магнитных полях для получения разносторонней информации о магнитных свойствах материала, особенно если материалы содержат смешанные магнитные фазы.

Проведены исследования четырех образцов  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$  с номерами S.1–S.4 (см. рис. 5 b). Температурные зависимости магнитной восприимчивости были измерены в слабых и сильных магнитных полях (0.005, 0.1, 5 Тл), при этом наиболее ярко особенности магнитных переходов проявляются в слабых полях. Поэтому для сравнения данных для различных образцов на рис. 8 представлены графики зависимости магнитной восприимчивости от температуры, измеренные в магнитном поле 0.005 Тл, и их представление в виде первой производной по температуре для демонстрации критических температур.

Как видно на рис. 8, серия измеренных образцов характеризуется различными значениями температуры Кюри  $T_C$  аналогично результатам магнитотранспортных измерений (см. рис. 5 b). При этом для образца S.3 наблюдается наибольшее среди исследованных образцов значение критической темпе-



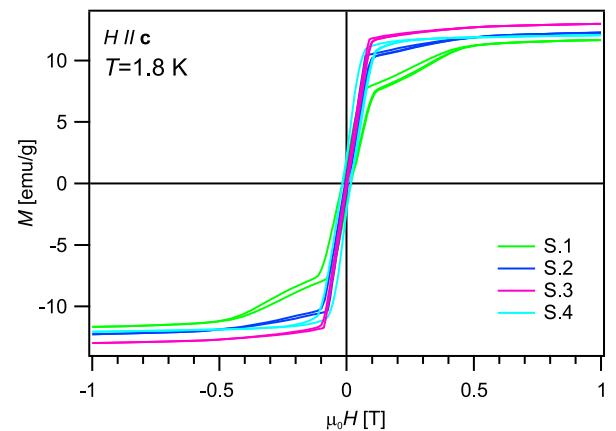
**Рис. 8.** Температурные зависимости магнитной восприимчивости  $\chi(T)$  (а) и первой производной по температуре для серии образцов  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$  (б). На вставке на рис. а представлены зависимости  $\chi(T)$  в увеличенном масштабе в области низких температур. На рис. б нормированные по интенсивности графики  $d\chi/dT$  (правая шкала) показаны одновременно с  $\chi(T)$  (левая шкала) для наглядности

ратуры  $T_C$ , достигающее 40 К. Отметим, что полученные из транспортных и магнитных измерений значения температуры Кюри немного отличаются, поскольку различаются процедуры определения  $T_C$ .

Во всех образцах помимо ФМ-упорядочения можно обнаружить и признаки АФМ-упорядочения. Об этом свидетельствуют пики при 19.5 К на кривых магнитной восприимчивости (рис. 8 а). Данные пики, соответствующие температуре Нееля, наблюдались ранее для образцов  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$  в зависимости от условий роста кристаллов [9–12]. Также ранее в работе [8] было показано, что в образцах  $\text{MnBi}_{2-x}\text{Sb}_x\text{Te}_4$  при замещении атомов Bi на атомы Sb наблюдается смешанная магнитная структура, т. е. присутствует фаза как с ФМ-, так и с АФМ-упорядочением, выявленная методами СКВИД-магнитометрии и ферромагнитного резонанса. Необходимо отметить, что, как видно на рис. 8, температура Кюри тем выше, чем меньше АФМ-вклад (пик при 19.5 К). Это согласуется с транспортными данными (см. рис. 5) и соответствует большей концентрации дефектов замещения.

На рис. 9 показаны полевые зависимости намагнченности  $M(H)$  для серии исследованных образцов, измеренные при температуре 1.8 К. Можно заметить, что форма кривых соответствует результатам магнитотранспортных измерений и представляет собой очень узкую петлю гистерезиса (детально ширина петли будет анализироваться ниже) и что вклад АФМ-фазы сравнительно небольшой для

данных образцов. Только для образца S.1 наблюдаются заметное отклонение формы кривой намагнченности и петли гистерезиса и присутствие изломов, характерных для АФМ-фазы. Данное поведение может свидетельствовать о меньшем количестве дефектов замещения в данном образце и, как следствие, большем вкладе АФМ-упорядочения в кристалле. При этом на кривых магнитной восприимчивости также наиболее отчетливый пик АФМ-перехода при  $T_N = 19.5$  К наблюдается для образца S.1. В остальных образцах преимущественно наблюдается ФМ-фаза.



**Рис. 9.** Полевые зависимости намагнченности  $M(H)$  для серии образцов  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$ , измеренные при  $T = 1.8$  К в поле, приложенном вдоль кристаллографической оси  $c$

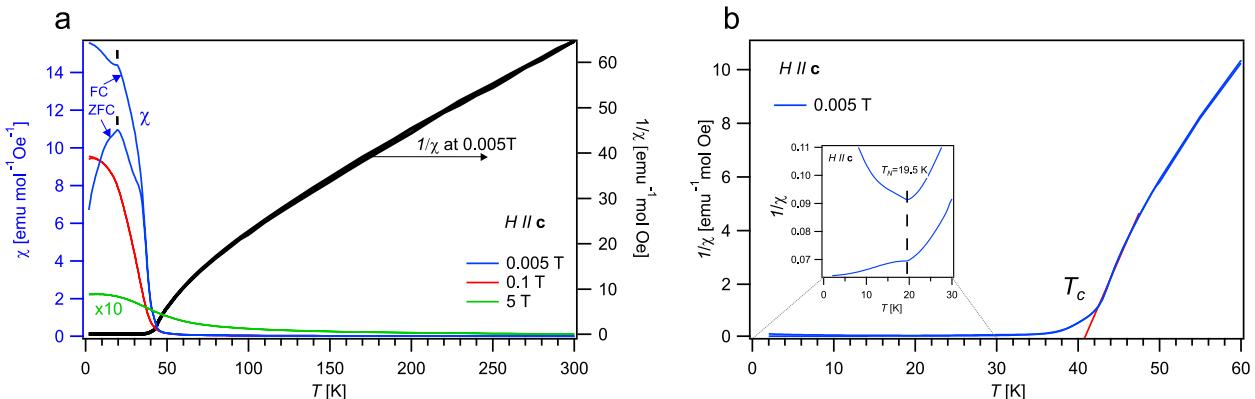


Рис. 10. а — Температурные зависимости магнитной восприимчивости  $\chi$  (левая шкала) и обратной магнитной восприимчивости  $1/\chi$  (правая шкала) для образца S.3. б — Обратная магнитная восприимчивость в функции температуры, представленная в увеличенном масштабе

Таблица

Образец	S.1	S.2	S.3	S.4
$H_{crc}$ , Э	209	100	64	205
$T_N$ , К	19.5	19.5	19.5	—
$T_C$ , К из $\chi(T)$	25, 33	29.5	37, 43	24, 29.5, 40.5
$T_C$ , К из $\rho(T)$	22	30	39	27

Для сравнительного анализа критических температур, полученных из транспортных и магнитных измерений, мы приводим эти значения в таблице для четырех измеренных образцов. Определение температуры Кюри из зависимостей  $\chi(T)$  оказывается неоднозначным (см. ниже), так как для некоторых образцов наблюдается несколько особенностей, что может быть связано с наличием нескольких фаз с разной дефектностью. Однако для наиболее ярких пиков (см. первую производную  $\chi(T)$  на рис. 8 б), имеется хорошее согласие с критическими температурами, определенными из магнитотранспортных измерений. Также в таблице приведены коэрцитивные силы для каждого из образцов, полученные из кривых  $M(H)$ . Видно, что коэрцитивная сила  $H_{crc}$  оказывается большей для образцов с меньшей температурой Кюри, что может быть связано с меньшей дефектностью и, соответственно, большим размером магнитных доменов.

Далее для детального анализа и сравнения с магнитотранспортными измерениями в работе был проведен анализ ФМ-фазы в исследуемых кристаллах  $MnSb_2Te_4$ , полученных при разных синтезах, на примере образца с температурой перехода  $T_C \simeq 40$  К (образец S.3). На рис. 10 представлены температурные зависимости магнитной воспри-

имчивости  $\chi$  и обратной магнитной восприимчивости  $1/\chi$ , измеренные в различных магнитных полях (0.005, 0.1, 5 Тл). Зависимость обратной магнитной восприимчивости в поле 0.005 Тл представлена на том же графике по второй оси (черная кривая).

В магнитных полях 0.1 и 5 Тл кривые магнитной восприимчивости ZFC и FC совпадают во всем диапазоне температур (рис. 10), что указывает на быстрое насыщение магнитного момента с увеличением поля. Однако в случае слабого поля 0.005 Тл кривые ZFC и FC расходятся в области  $T < T_C$ . Данное расхождение может свидетельствовать о наличии фаз, в которых наблюдается остаточная намагниченность в образце, например, по типу спин-новое стекло. Кривая магнитной восприимчивости  $\chi(T)$  резко возрастает в диапазоне  $T \lesssim 45$  К, что свидетельствует о переходе из парамагнитной в ФМ-фазу (рис. 10 а). При этом при температуре 19.5 К наблюдается максимум на графике  $\chi(T)$ , свидетельствующий о переходе в АФМ-состояние. На температурных зависимостях обратной магнитной восприимчивости (рис. 10 б) также были определены температура Кюри около 40 К и температура Нееля около 19.5 К.

Нелинейность температурной зависимости обратной магнитной восприимчивости при 0.005 Тл затрудняет ее аппроксимацию по закону Кюри – Вейса. Поэтому для определения параметров уравнения Кюри – Вейса использовалась температурная зависимость  $1/\chi$ , измеренная в поле 5 Тл (т. е. в области насыщения зависимости  $M(H)$  на рис. 9). Результаты анализа представлены на рис. 11. В этом случае высокотемпературная область графика при 5 Тл может быть аппроксимирована линейной зависимостью, подчиняющейся закону Кюри – Вейса,

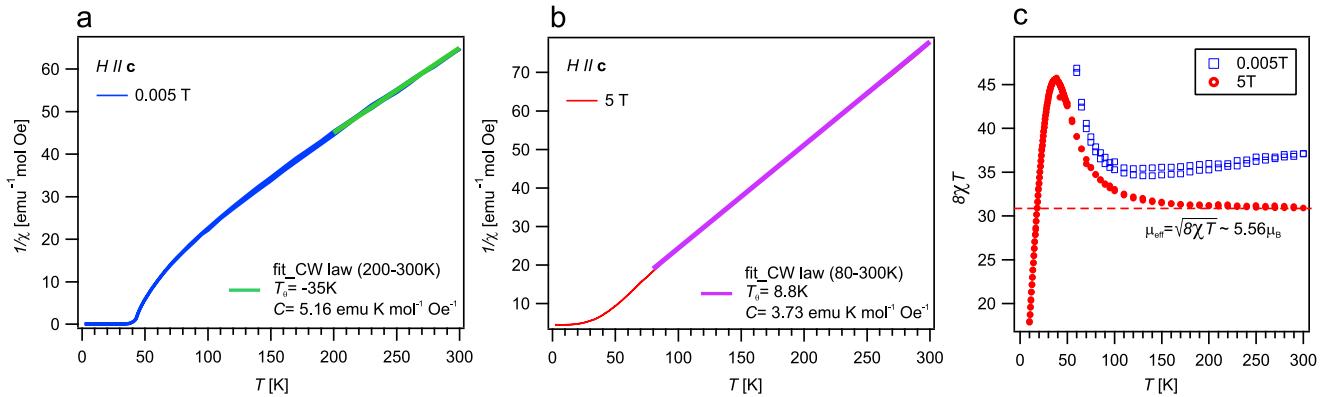


Рис. 11. Аппроксимация графика обратной магнитной восприимчивости линейным законом Кюри–Вейса для температурной зависимости  $1/\chi$ , измеренной в полях 5 Тл (a) и 0.005 Тл (b), а также определение эффективного магнитного момента, приходящегося на магнитный центр (c)

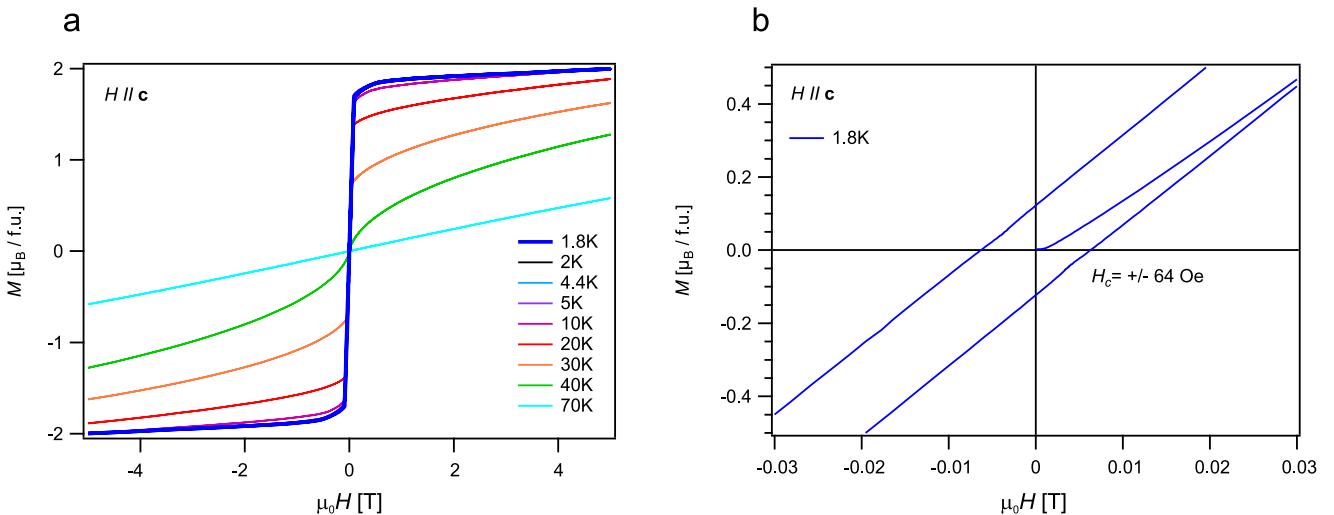


Рис. 12. Полевые зависимости намагниченности  $M$  для  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$  (образец S.3) при разных температурах (a) и при  $T = 1.8$  К в увеличенном масштабе для демонстрации петли гистерезиса (b)

$$\chi = \chi_0 + \frac{C}{T - T_\theta},$$

где  $\chi_0$  — температурно-независимый член,  $C$  — константа Кюри,  $T_\theta$  — парамагнитная температура Кюри–Вейса. В результате линейной аппроксимации были определены параметры: константа Кюри  $C = 3.73$  э.м.е.·К/моль·Э и парамагнитная температура Кюри  $T_C = 8.8$  К. Температура Кюри–Вейса оказалась положительной, что говорит о преимущественном ФМ-упорядочении моментов в сильных полях. При этом аппроксимация по закону Кюри–Вейса температурной зависимости  $1/\chi$  в слабом поле (0.005 Тл) в области высоких температур (200–300 К) дает отрицательное значение тем-

пературы Кюри–Вейса, что характеризует АФМ-упорядочение магнитных моментов в слабых полях.

Был определен эффективный магнитный момент  $\mu_{eff}$ , приходящийся на парамагнитный центр (центр, на котором локализованы магнитные моменты). При этом для определения  $\mu_{eff}$  использовались два способа:

1) по найденному значению константы Кюри по формуле  $\mu^2 = 8C$ ;

2) по графику  $\mu^2 = 8\chi T$  (см. рис. 11 c).

Получены следующие значения:

1)  $\mu_{eff} = 5.46\mu_B/\text{Mn}$  и 2)  $\mu_{eff} = 5.56\mu_B/\text{Mn}$ .

На рис. 12 представлены изотермы намагниченности  $M(H)$ , измеренные для образца S.3 в магнитном поле, приложенном вдоль оси  $c$ . При  $T < T_C$  наблюдается форма кривых  $M(H)$ , характерная для

ферромагнетика. При низких температурах наблюдаются узкие петли гистерезиса (коэрцитивная сила 64 Э при 1.8 К после нормировки на приборную кривую). При температурах  $T > T_C$  наблюдается линейный характер зависимости. Величина магнитного момента в насыщении составляет  $2\mu_B/\text{форм.ед.}$  при 5 Тл, что согласуется с ранее наблюдаемыми значениями для кристаллов  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$  [12, 14].

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение отмечаем, что в данной работе проведены комплексные исследования монокристаллических образцов  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$ , включающие исследования спектров рамановского рассеяния света, низкотемпературного транспорта, магнитотранспорта, намагниченности и магнитной восприимчивости. Показано, что все исследованные образцы являются ферромагнетиками, при этом наши данные демонстрируют также небольшой вклад антиферромагнитного поведения, что обусловлено наличием фаз с различной концентрацией дефектов замещения Mn/Sb. Наличие дефектов Mn/Sb согласуется с ранее полученными результатами других авторов, а также следует из анализа исследованных нами спектров рамановского рассеяния. Температура Кюри  $T_C$  различается на образцах, полученных в разных синтезах, максимальное значение  $T_C$  достигает величины 45 К, что, насколько нам известно, для объемных монокристаллов стехиометрического состава является рекордным значением. Из результатов измерения эффекта Холла и намагниченности установлено, что кристаллы  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$  обладают чрезвычайно узкой петлей гистерезиса, т. е. являются ярко выраженным магнитомягкими материалами, и сравнимы по коэрцитивной силе с таким широко использующимся мягким ферромагнетиком, как пермаллоем.

**Финансирование.** Работа выполнена в рамках госбюджета ИФТТ РАН (магнитотранспортные измерения), магнитные измерения проведены при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 23-12-00016), детальный анализ данных был проведен при поддержке Санкт-Петербургского государственного университета (проект № 125022702939-2). Магнитные измерения были выполнены в Ресурсном центре «Центр диагностики функциональных материалов для медицины, фармакологии и наноэлектроники» Научного парка СПбГУ. Выращивание и характеризация образцов финансировались из госбюджета Ин-

ститута физики Министерства науки и образования Азербайджана.

### ЛИТЕРАТУРА

1. M. M. Otrakov, I. I. Klimovskikh, H. Bentmann et al., *Nature* **576**, 416 (2019).
2. D. Zhang, M. Shi, T. Zhu et al., *Phys. Rev. Lett.* **122**, 206401 (2019).
3. J. Li, Y. Li, S. Du et al., *Sci. Adv.* **5**, eaaw5685 (2019).
4. M. M. Otrakov, I. P. Rusinov, M. Blanco-Rey et al., *Phys. Rev. Lett.* **122**, 107202 (2019).
5. B. Chen, F. Fei, D. Zhang et al., *Nat. Commun.* **10**, 4469 (2019).
6. J. Q. Yan, S. Okamoto, M. A. McGuire et al., *Phys. Rev. B* **100**, 104409 (2019).
7. Д. А. Глазкова, Д. А. Естюнин, И. И. Климовских и др., *Письма в ЖЭТФ* **116**, 793 (2022) [D. A. Glazkova, D. A. Estyunin, I. I. Klimovskikh et al., *JETP Lett.* **116**, 817 (2022)].
8. Д. А. Глазкова, Д. А. Естюнин, А. С. Тарасов и др., *Кристаллография* **69**, 105 (2024) [D. A. Glazkova, D. A. Estyunin, A. S. Tarasov et al., *Crystallogr. Rep.* **69**, 79 (2024)].
9. Y. Gong, J. Guo, J. Li et al., *Chin. Phys. Lett.* **36**, 076801 (2019).
10. J.-Q. Yan, S. Okamoto, M. A. McGuire et al., *Phys. Rev. B* **100**, 104409 (2019).
11. S. V. Eremeev, P. Rusinov, Yu. M. Koroteev et al., *J. Phys. Chem. Lett.* **12**, 4268 (2021).
12. Y. Liu, L.-L. Wang, Q. Zheng et al., *Phys. Rev. X* **11**, 021033 (2021).
13. J. Xiong, Y.-H. Peng, J.-Y. Lin et al., *Materials* **16**, 5496 (2023).
14. S. Wimmer, J. Sánchez-Barriga, P. Küppers et al., *Adv. Mater.* **33**, 2102935 (2021).
15. W. Ge, P. M. Sass, J. Yan et al., *arXiv:2101.07892v1* [cond-mat.mtrl-sci].
16. В. Н. Зверев, Н. А. Абдуллаев, З. С. Алиев и др., *Письма в ЖЭТФ*, **118**, 902 (2023) [V. N. Zverev, N. A. Abdullayev, Z. S. Aliyev et al., *JETP Lett.* **118**, 905 (2023)].
17. T. A. Webb, A. N. Tamanna, X. Ding et al., *arXiv:2308.16806v1* [cond-mat.str-el].
18. M. Sahoo, M. C. Rahn, E. Kochetkova et al., *Mater. Today Phys.* **38**, 101265 (2023).

- 19.** I. R. Amiraslanov, N. A. Abdullayev, N. T. Mamedov et al., *Phys. Rev. B* **106**, 184108 (2022).
- 20.** L. Chen, D. Wang, C. Chi et al., *J. Mater. Sci.* **55**, 14292 (2020).
- 21.** L. Zhou, Z. Tan, D. Yan et al., *Phys. Rev. B* **102**, 085114 (2020).
- 22.** Н. А. Абдуллаев, И. Р. Амирасланов, З. С. Алиев и др. Письма в ЖЭТФ **115**, 801 (2022) [N. A. Abdullayev, I. R. Amiraslanov, Z. S. Aliev et al., *JETP Lett.* **115**, 749 (2022)].
- 23.** А. А. Максимов, И. И. Тартаковский, З. С. Алиев и др., Письма в ЖЭТФ **118**, 361 (2023) [A. A. Maksimov, I. I. Tartakovskii, N. A. Abdullayev et al., *JETP Lett.* **118**, 357 (2023)].
- 24.** Y. Liu, L.-L. Wang, Q. Zheng et al., *Phys. Rev. X* **11**, 021033 (2021).

## Low Temperature Magneto-Transport and Magnetic Properties of $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$ Single Crystals

*V. N. Zverev<sup>1</sup>, N. A. Abdullayev<sup>2,3</sup>, Z. S. Aliev<sup>2,3</sup>, I. R. Amiraslanov<sup>2,3</sup>, Z. A. Jahangirli<sup>2,3</sup>, I. I. Klimovskikh<sup>4,5</sup>, A. A. Rybkina<sup>4</sup>, A. M. Shikin<sup>4</sup>, N. T. Mamedov<sup>2,3</sup>*

<sup>1</sup> Institute of Solid State Physics, RAS  
142432, Chernogolovka, Russia

<sup>2</sup> Institute of Physics, Ministry of Science and Education  
AZ1073, Baku, Azerbaijan  
<sup>3</sup> Baku State University  
AZ1148, Baku, Azerbaijan

<sup>4</sup> Saint Petersburg State University  
198504, Saint-Petersburg, Russia

<sup>5</sup> Donostia International Physics Center (DIPC)  
20018, Donostia-San Sebastian, Spain

### Abstract

The results of a comprehensive study of  $\text{MnSb}_2\text{Te}_4$  single crystals are presented. The structure, Raman spectra, low-temperature transport, Hall effect, magnetization, and magnetic susceptibility are studied. It was established that the crystals are ferromagnetic, with a Curie temperature ranging from 22 to 45 K for different samples. Hall and magnetization measurements demonstrated that the system is a soft ferromagnet, which is of interest for practical applications.

**Key words:** topological insulators, low temperatures, magneto-transport, magnetic properties