Письма в ЖЭТФ, том 116, вып. 11, с. 793 – 800

Смешанный тип магнитного порядка в собственных магнитных топологических изоляторах $Mn(Bi,Sb)_2Te_4$

Д. А. Глазкова[a1)], *Д. А. Естюнин*[a], *И. И. Климовских*[b,a], *А. А. Рыбкина*[a], *И. А. Головчанский*[b,c,i], *О. Е. Терещенко*[d,e,f,a], *К. А. Кох*[g,h,a], *И. В. Щетинин*[c], *В. А. Голяшов*[d,e,f,a], *А. М. Шикин*[a]

[a] *Санкт-Петербургский государственный Университет, 198504 С.-Петербург, Россия*

[b] *Центр перспективных методов мезофизики и нанотехнологий, Московский физико-технический институт, Национальный исследовательский университет, 141700 Долгопрудный, Россия*

[c] *Национальный Университет науки и технологий МИСиС, 119049 Москва, Россия*

[d] *Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия*

[e] *ЦКП "СКИФ", Институт катализа им. Г. К. Борескова Сибирского отделения РАН, 630559 Кольцово, Россия*

[f] *Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия*

[g] *Институт геологии и минералогии им. В. С. Соболева Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия*

[h] *Кемеровский государственный университет, 650000 Кемерово, Россия*

[i] *Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова, 127055 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 11 октября 2022 г.
После переработки 22 октября 2022 г.
Принята к публикации 23 октября 2022 г.

Материал $Mn(Bi,Sb)_2Te_4$ известен как собственный магнитный топологический изолятор, в котором точка Дирака может быть локализована на уровне Ферми путем замещения атомов Bi атомами Sb. Это необходимо для реализации квантового аномального эффекта Холла и других уникальных квантовых эффектов. Ранее в литературе было показано, что для образцов $Mn(Bi_{1-x}Sb_x)_2Te_4$ характерно антиферромагнитное упорядочение в широких пределах изменения x (от 0 до 0.5). В данной работе экспериментально показан смешанный тип магнитного упорядочения, подразумевающий наличие одновременно ферромагнитного и антиферромагнитого порядков в системе. Установлены основные воспроизводимые магнитные характеристики данной магнитной структуры и их поведение в зависимости от изменения концентрации атомов Sb.

DOI: 10.31857/S1234567822230082, EDN: meaktu

В настоящее время собственный магнитный топологический изолятор (ТИ) $MnBi_2Te_4$ [1, 2] является наиболее многообещающей платформой для реализации ряда квантовых эффектов, обусловленных комбинацией в материале магнитных и топологических свойств [3–10]. Активно изучаются различные модификации стехиометрии $MnBi_2Te_4$ для улучшения свойств материала [11–15], либо для отслеживания изменений электронной структуры ТИ в зависимости от несовершенства структуры: дефектов и отклонений в стехиометрии [16].

Одним из направлений таких исследований стало изучение модификации стехиометрии $MnBi_2Te_4$ путем замещения атомов Bi атомами Sb [12, 17–19]. Такое замещение является надежным и относительно простым методом для компенсации электронного легирования, характерного для синтезированного методом Бриджмена монокристалла $MnBi_2Te_4$, и получения материала $Mn(Bi,Sb)_2Te_4$ исходно в состоянии компенсированного полупроводника, что является необходимым условием для реализации квантового аномального эффекта Холла.

Ранее в литературе было показано [12], что вплоть до концентраций атомов Sb $x = 0.5$ материал сохраняет антиферромагнитную (АФМ) упорядоченность с незначительным понижением температуры Нееля (с $T_N = 24.7$ К для $MnBi_2Te_4$ до $T_N = 22.1$ К для $MnBiSbTe_4$). При этом известно, что материал $MnSb_2Te_4$ может существовать как в АФМ, так и в ферромагнитной (ФМ) и ферримагнитной фазах с

[1)] e-mail: daria.a.glazkova@gmail.com

температурами магнитного перехода от $T_C = 19\,\text{K}$ до $T_C = 50\,\text{K}$ [20–23]. Считается, что такой разброс результатов в различных работах вызван тем фактом, что атомы Mn и Sb гораздо чаще образуют дефекты замещения друг с другом, чем атомы Mn и Bi [18, 20, 24], при этом в зависимости от концентрации и типов дефектов образцы $MnSb_2Te_4$ проявляют различные магнитные свойства.

После обширного изучения материалов $MnSb_2Te_4$ и обнаружения широкой вариативности его магнитных свойств естественно предположить, что и материалы смешанной стехиометрии $Mn(Bi_{1-x}Sb_x)_2Te_4$ могут проявлять различные магнитные свойства. В недавней работе [25] было показано, что материал $Mn(Bi_{1-x}Sb_x)_4Te_7$ может переходить в ФМ фазу при малых ($x = 0.15$) концентрациях атомов Sb.

В данной работе было проведено исследование магнитной структуры ряда образцов $Mn(Bi_{1-x}Sb_x)_2Te_4$ в диапазоне $x = [0.1, 0.5]$. Здесь и далее под концентрацией атомов Sb имеется в виду концентрация, заявленная при росте. Особое внимание было уделено образцу $Mn(Bi_{0.8}Sb_{0.2})_2Te_4$, так как именно в случае с концентрацией атомов Sb $x = 0.2$ точка Дирака локализуется на уровне Ферми. Для изучения магнитных свойств в исследовании была использована СКВИД-магнитометрия, а так же метод ферромагнитного резонанса (ФМР) по аналогии с работами [26, 27].

Экспериментальные результаты и обсуждение. В работе был измерен ряд образцов $Mn(Bi_{1-x}Sb_x)_2Te_4$ с заявленными при росте значениями x = 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5 при помощи магнитометра СКВИД и методом ФМР. Повторение эксперимента на разных образцах одинаковой стехиометрии показывало воспроизводимость для одних параметров и сильные флуктуации для других.

При росте материала $MnBi_2Te_4$, состоящего из семислойных блоков Te-Bi-Te-Mn-Te-Bi-Te, возможен дополнительный рост пятислойных блоков Te-Bi-Te-Bi-Te [28]. Разделение семислойных блоков пятислойными блоками ведет к образованию фаз $MnBi_2Te_4(Bi_2Te_3)_m$, $m = 1, 2\ldots$, для которых характерны иные, чем для $MnBi_2Te_4$, магнитные свойства [29]. При увеличении количества пятислойных блоков уменьшается константа обменного взаимодействия, и АФМ фаза становится менее стабильна. При наличии в кристаллической структуре областей с различным m будет естественно обнаружить смешанный тип магнитного упорядочения при измерении магнитных свойств. Таким образом, принципиально важно показать соотношение кристаллических фаз в изучаемых материалах.

Исследуемые образцы были комплексно изучены на предмет соответствия заявленным стехиометрическим свойствам. Кристаллическая структура была изучена с помощью рентгеновской дифракции монокристалла (РДМ), так как при использовании данного метода различные фазы $MnBi_2Te_4(Bi_2Te_3)_m$, $m = 0, 1, 2\ldots$ хорошо разделены [29]. Образцы были исследованы методом фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ФЭСУР), для изучения особенностей электронной структуры, в том числе топологических поверхностных состояний, свойственных данным материалам. Для оценки концентрации атомов на поверхности материала использовался метод рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС).

На рисунке 1 представлены РДМ (a), ФЭСУР (b) и РФЭС (c) спектры для образца $Mn(Bi_{1-x}Sb_x)_2Te_4$ при $x = 0.2$. Из РДМ спектра на рис. 1a видно, что структурно в данном образце проявляется фаза $MnBi_2Te_4$ [30] с незначительными вкраплениями фазы $MnBi_2Te_4(Bi_2Te_3)_m$, $m > 0$ (пики отмечены на рис. 1a символом $*$), однако фаза $MnBi_2Te_4$ остается существенно преобладающей. На ФЭСУР спектре рис. 1b можно видеть нижнюю часть конуса Дирака топологических поверхностных состояний, сливающуюся с верхней частью валентной зоны. Запрещенная зона, разделяющая верхнюю и нижнюю части конуса, локализована на уровне Ферми, что полностью соответствует характерным для данного материала особенностям. РФЭС спектр на рис. 1c позволяет вычислить концентрацию атомов на измеряемой области поверхности по интенсивностям пиков остовных уровней. Для расчетов использовалась база данных сечений фотоионизации Тржасковской [31]. Вычисление показывает, что концентрации атомов составляют: 15 % для Mn, 23 % для Bi, 7 % для Sb и 55 % для Te. Такие концентрации отличаются от заявленных при росте на 1–2 %, что вполне укладывается в погрешность используемого метода и позволяет считать соотношение концентраций атомов на поверхности образца соответствующими заявленным. Действительное значение концентрации атомов Sb оказывается больше значения, заявленного при росте, однако это известная и ожидаемая закономерность при росте данных соединений [32, 33].

На рисунке 2a–e представлены зависимости магнитного момента от приложенного вдоль кристаллографической оси c магнитного поля, измеренные при помощи магнитометра СКВИД для образцов с различной концентрацией атомов Sb. Образцы пред-

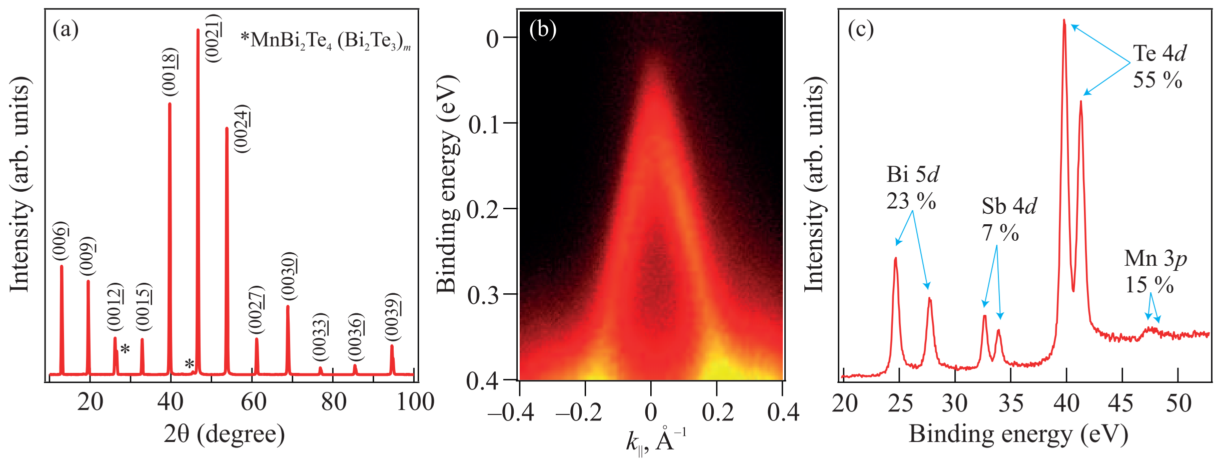

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – РДМ спектр образца $Mn(Bi_{0.8}Sb_{0.2})_2Te_4$, линии спектра, характерные $Mn(Bi,Sb)_2Te_4$, обозначены цифрами. Линии спектра, характерные $MnBi_2Te_4(Bi_2Te_3)_m$, $m > 0$, обозначены символом $*$. (b) – ФЭСУР спектр $Mn(Bi_{0.8}Sb_{0.2})_2Te_4$, демонстрирующий нижнюю часть конуса Дирака топологических поверхностных состояний, запрещенная зона в точке Дирака локализована на уровне Ферми. (c) – РФЭС спектры остовных уровней для всех элементов, присутствующих в образце $Mn(Bi_{0.8}Sb_{0.2})_2Te_4$

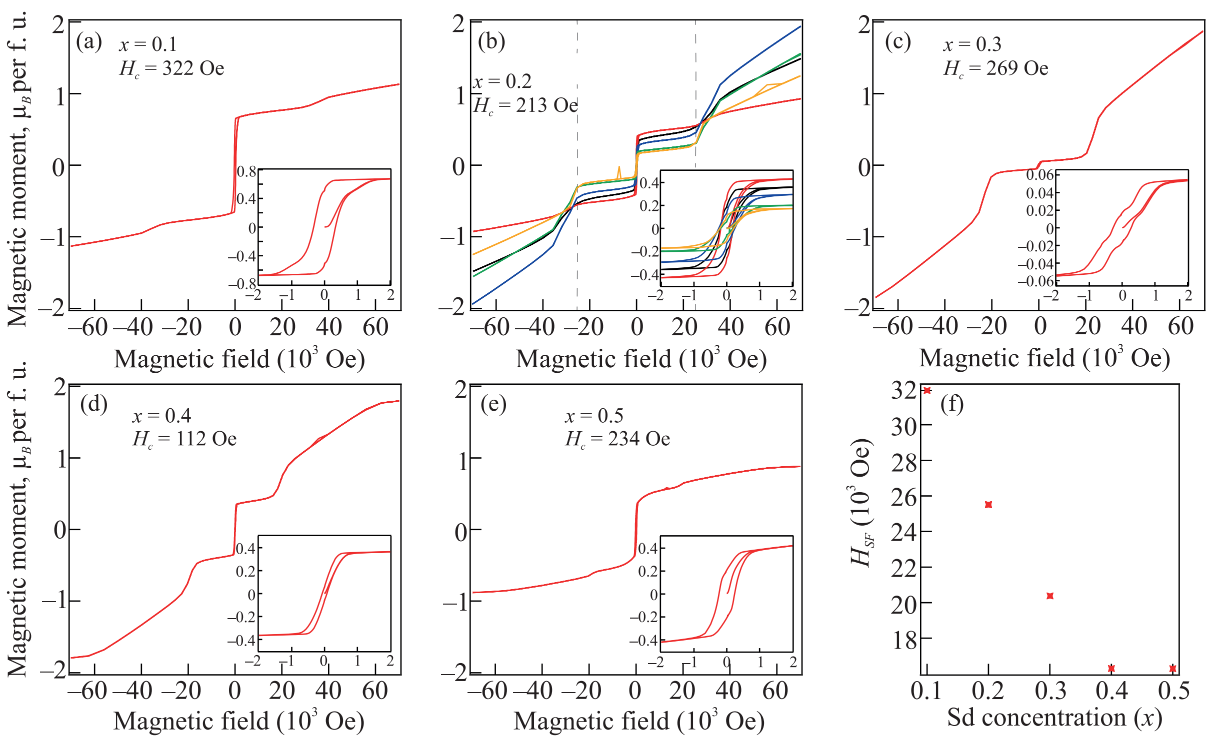

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a)–(e) – Зависимости магнитного момента от приложенного магнитного поля для образцов $Mn(Bi_{1-x}Sb_x)_2Te_4$ с концентрациями атомов Sb $x = 0.1$, 0.2, 0.3, 0.4 и 0.5 соответственно; (f) – зависимость поля спин-флоп перехода H_{SF} от концентрации атомов Sb

ставляли собой плоские кристаллы весом от 0.3 до 4 мг. Можно видеть, что измеренные зависимости представляют собой суперпозицию ФМ петли гистерезиса (см. вставки на рис. 2a–e) и АФМ зависимости намагниченности от поля с характерным изломом – спин-флоп переходом (отмечен пунктирной линией на рис. 2b). Зависимости намагниченности от поля измерялись при температуре $T = 2$ К. Для сравнения с литературными данными величина магнитного момента M была пересчитана из единиц (emu), полученных при измерении, в единицы μ_B на формульную единицу $MnBi_2Te_4$ (предполагалось наличие одного атома Mn на блок). Таким образом, при наличии в образце блоков без слоя Mn (пятислойников) общий магнитный момент при пересчете окажется занижен. Однако, согласно РДМ данным (рис. 1a), в структурах образцов не наблюдается значимого количества пятислойных блоков. Для пересчета использовалось выражение:

$$M\ [\mu_B/\mathrm{f.u.}] = M\ [\mathrm{emu}] \cdot \frac{m_{\mathrm{f.u.}}[g]}{m_0[g]} \cdot k, \tag{1}$$

где m_0 – масса образца, k – коэффициент перевода, $m_{\mathrm{f.u.}}$ – масса одной формульной единицы, рассчитанная как сумма масс всех атомов в стехиометрической формуле.

На рисунке 2b представлены зависимости для нескольких образцов с одинаковой концентрацией атомов Sb. Видно, что намагниченность насыщения ФМ вклада и наклон кривой АФМ вклада при полях выше поля спин-флоп перехода существенно отличаются от образца к образцу. Такое поведение означает флуктуации ФМ и АФМ вкладов. Можно заметить, что чем меньше петля гистерезиса, тем больший наблюдается наклон кривой при спин-флоп переходе. Можно сделать вывод, что вклады ФМ и АФМ фаз коррелируют: при увеличении ФМ-вклада АФМ вклад уменьшается, и наоборот.

Для каждой петли гистерезиса была оценена коэрцитивная сила H_C ФМ вклада. Несмотря на разброс значений H_C для различных образцов с одинаковой заявленной концентрацией, расхождение составляло лишь около 10 Э вблизи некоторого определенного значения. В связи с тем, что коэрцитивная сила связана с дефектностью образцов, можно утверждать, что для каждой стехиометрии $Mn(Bi_{1-x}Sb_x)_2Te_4$ при росте для достижения термодинамического равновесия необходим определенный уровень дефектности.

Кроме того, для каждого спектра было оценено магнитное поле спин-флоп перехода H_{SF}. Магнитное поле спин-флоп перехода H_{SF} и намагниченность насыщения АФМ фазы M_S являются экспериментальными параметрами, позволяющими установить основные характеристики антиферромагнетика: эффективные поля H_A и H_E, которые описывают анизотропию и обменное взаимодействие соответственно [34]. Однако установить намагниченность насыщения M_S не представляется возможным, так как приложенного магнитного поля недостаточно для достижения насыщения магнитного момента [16]. Таким образом, остается только возможность проанализировать H_{SF}. На рисунке 2b положение H_{SF} отмечено вертикальными пунктирными линиями. Для различных образцов одной стехиометрии H_{SF} сохраняется. На рисунке 2f представлена зависимость магнитного поля спин-флоп перехода от концентрации атомов Sb. Можно видеть, что данная зависимость характеризуется монотонным убыванием при малых концентрациях атомов Sb.

Таким образом, несмотря на очевидные флуктуации ФМ и АФМ вкладов для одинаковой стехиометрии, характеристики ФМ и АФМ вкладов показывают устойчивую зависимость от концентрации атомов Sb.

Для анализа изменения температуры АФМ перехода была измерена зависимость магнитной восприимчивости χ от температуры для образцов $Mn(Bi_{1-x}Sb_x)_2Te_4$ с различной стехиометрией. Полученные кривые представлены на рис. 3a–e в форме обратной восприимчивости $1/\chi$. Все зависимости измерялись в магнитном поле 50 Э, приложенном вдоль кристаллографической оси c. Можно видеть, что температура АФМ перехода уменьшается с увеличением концентрации атомов Sb. Такое уменьшение характерно и для образцов с чистой АФМ фазой [12], однако, в случае смешанной фазы уменьшение менее выражено. На рисунке 3b приведены данные для различных образцов одинаковой стехиометрии, что явно демонстрирует сохранение температуры АФМ перехода при одинаковой стехиометрии, несмотря на флуктуацию вкладов АФМ и ФМ фаз. На рисунке 3f показана зависимость магнитной восприимчивости от температуры для образцов с различными стехиометриями для демонстрации поведения ФМ фазы. Температура ФМ перехода для образов всех стехиометрий сохраняется на уровне $T_C = 17$ K. Заметим, что температура ФМ-перехода меньше температуры АФМ-перехода.

Изучение магнитных свойств образцов $Mn(Bi_{1-x}Sb_x)_2Te_4$ с $x = 0.2$ и $x = 0.4$ методом ФМР проводилось по аналогии с работами [26, 27]. Образцы для СВЧ измерений представляли собой чешуйки толщиной около 100 мкм и латеральными размерами 2–3 мм с кристаллографической осью c, направленной перпендикулярно плоскости образца. Таким образом, была реализована тонкопленочная геометрия. На рисунке 4a представлен СВЧ спектр образца $Mn(Bi_{0.8}Sb_{0.2})_2Te_4$ при температуре 13 K и поле, направленном вдоль волновода. На рисунке 4b показано сечение спектра $S_{21}(H)$ при частоте 11.52 ГГц. Для определения резонансного поля проведено моделирование зависимости $S_{21}(H)$ с помощью комплексной резонансной восприимчивости [35] с учетом фона.

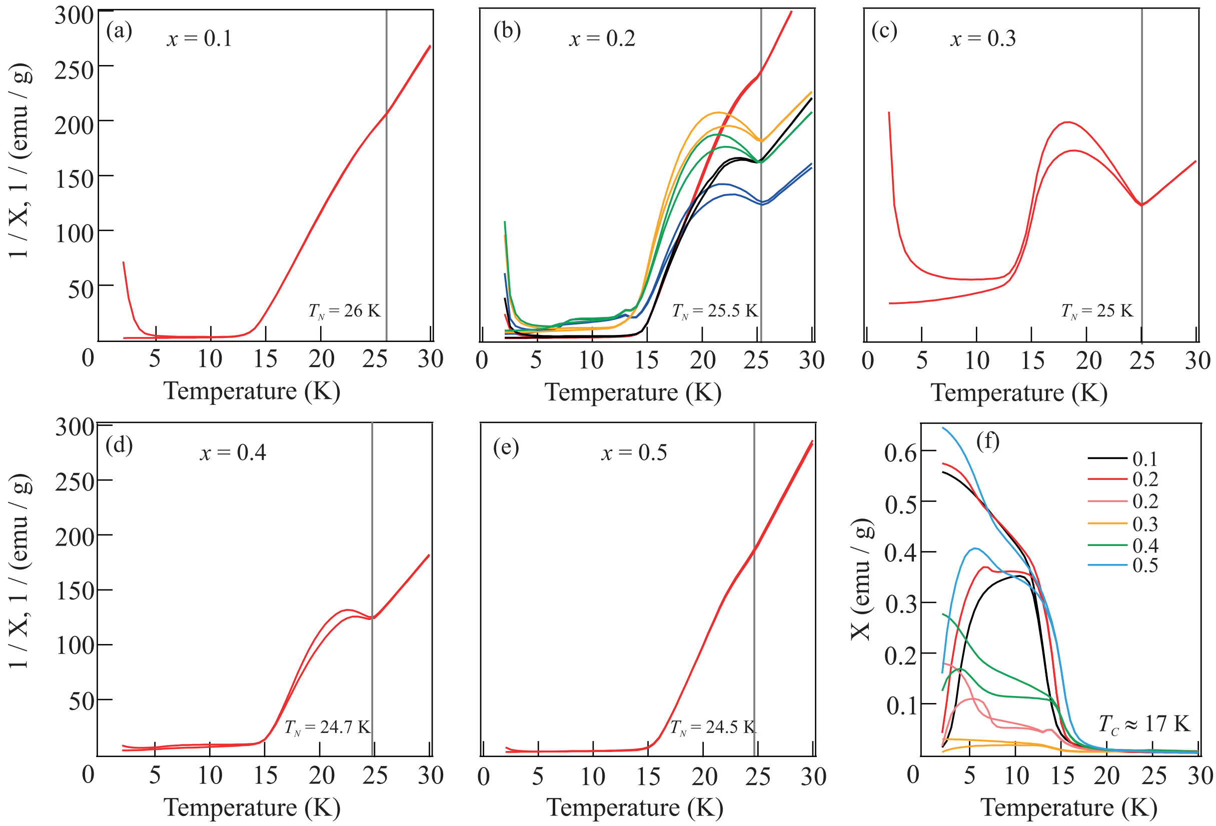

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a)–(e) – Температурная зависимость обратной магнитной восприимчивости для образцов $Mn(Bi_{1-x}Sb_x)_2Te_4$ с концентрациями атомов Sb $x = 0.1$, 0.2, 0.3, 0.4 и 0.5, соответственно. Серой линией отмечена температура АФМ перехода. (f) – Зависимость магнитной восприимчивости от температуры для образцов $Mn(Bi_{1-x}Sb_x)_2Te_4$ с различными стехиометриями

СВЧ спектр анализировался в диапазоне полей выше поля насыщения ФМ фазы и ниже поля спин-флоп перехода (см. рис. 2) с целью исключения влияния возможного обменного взаимодействия между ФМ и АФМ фазами и доменного состояния на положение резонансной линии. На рисунке 4c представлена экспериментальная зависимость резонансной частоты от поля $f_r(H)$. При таких условиях резонанс ФМ фазы описывается простыми формулами Киттеля для тонкопленочной геометрии [36]:

$$\frac{2\pi f_r}{\gamma} = \sqrt{H(H + M_{\text{eff}})} \tag{2}$$

при ориентации поля вдоль волновода (перпендикулярно оси c) и

$$\frac{2\pi f_r}{\gamma} = H - M_{\text{eff}} \tag{3}$$

при ориентации поля перпендикулярно волноводу (вдоль оси c). В выражениях (2) и (3) параметр γ – гиромагнитное отношение, а эффективная намагниченность насыщения $M_{\text{eff}} = M_S - 2K_u/\mu_0 M_s$ включает в себя намагниченность насыщения ФМ фазы M_S, поле перпендикулярной одноосной анизотропии с коэффициентом K_u. На рисунке 3c красной линией показано моделирование экспериментальной зависимости $f_r(H)$ с помощью выражения (2).

При анализе спектров установлено, что $M_{\text{eff}} < 0$. Это однозначно указывает на то, что ось c является направлением легкой оси ФМ фазы. Полученные зависимости модуля M_{eff} от температуры для образцов $Mn(Bi_{1-x}Sb_x)_2Te_4$ с составом $x = 0.2$ и $x = 0.4$ показаны на рис. 4d. Экспериментальные данные указывают на температуру Кюри ФМ фазы T_C около 20 K для обоих составов при ориентации поля перпендикулярно оси c. При этих температурах ФМ резонанс переходит в парамагнитный.

Моделирование зависимости $M_{\text{eff}}(T)$ с помощью эмпирического выражения

$$M_{\text{eff}}(T) = M_0(1 - (T/T_C)^p) \tag{4}$$

позволяет оценить эффективную намагниченность насыщения ФМ фаз при нулевой температу-

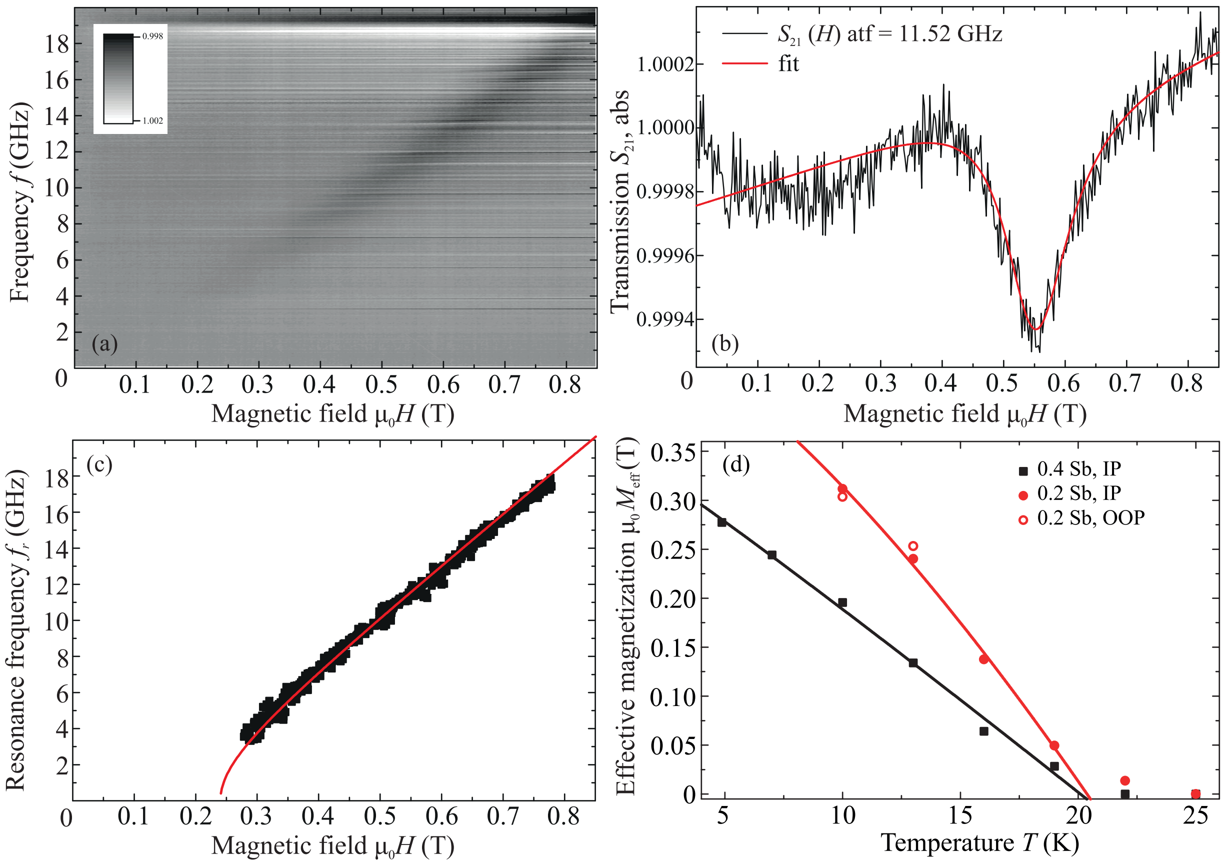

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Спектр СВЧ передачи для образца с составом $x = 0.2$. (b) – Зависимость коэффициента пропускания от поля для (a). Черным показаны экспериментальные данные, красным показано моделирование линии $S_{21}(H)$ с помощью комплексной восприимчивости [35]. (c) – Зависимость резонансной частоты от поля для (a). Черными символами показана резонансная линия, полученная с помощью моделирования $S_{21}(H)$. Красной линией показано моделирование резонансной линии формулой Киттеля (2). (d) – Зависимость модуля эффективной намагниченности насыщения от температуры, полученная с помощью моделирования резонансных кривых с помощью формул Киттеля (2) и (3) (поле приложено вдоль волновода для закрашенных точек, и перпендикулярно плоскости волновода для полых точек). Линиями показано моделирование зависимости $M_{\text{eff}}(H)$ с помощью выражения (4)

ре ($\mu_o M_0 = -0.49$ Тл для состава с $x = 0.2$ и $\mu_o M_0 = -0.36$ Тл для состава с $x = 0.4$) и температуру Кюри ($T_C = 20.4$ К для состава с $x = 0.2$ и $T_C = 20.1$ К для состава с $x = 0.4$). Заметим, что для образца с меньшим количеством атомов Sb эффективная намагниченность существенно больше. Разница в температурах T_C для ФМ фазы, полученных из измерений намагниченности и измерений ФМР может быть связана с анизотропией свойств ФМ фазы.

С одной стороны, рассмотренное в статье поведение магнитной структуры может быть описано в рамках модели электронного фазового расслоения [37–39]. Однако, с другой стороны, существуют и другие возможности объяснения изменения магнитной структуры, такие, как влияние дополнительных включений фаз $MnBi_2Te_4(Bi_2Te_3)_m$ [29] или влияние точечных дефектов [40]. Последующие исследования микроструктуры данных материалов могут способствовать разделению вкладов каждого из возможных эффектов.

Заключение. В работе была показана возможность реализации смешанной магнитной структуры в образцах $Mn(Bi_{1-x}Sb_x)_2Te_4$. Характеристики данной структуры были изучены методами СКВИД-магнитометрии и ФМР. Соотношение АФМ и ФМ вклада испытывает некоторые заметные флуктуации. Однако при этом сохраняется общая закономерность уменьшения поля спин-флоп перехода, температуры Нееля и эффективной намагниченности при увеличении концентрации атомов Sb x.

Методы. Монокристаллы $Mn(Bi_{1-x}Sb_x)_2Te_4$ были синтезированы вертикальным методом Бриджмена в ИГМ СО РАН.

Измерения магнитных свойств были проведены в ресурсном центре "Центр диагностики функциональных материалов для медицины, фармакологии и наноэлектроники" Научного парка СПбГУ с использованием СКВИД магнитометра с гелиевым криостатом производства компании Quantum Design. Магнитные измерения проводились при температуре 2 К в диапазоне полей до 7 Тл. Магнитное поле прикладывалось вдоль кристаллографической оси c.

Рентгеноструктурные исследования проводились в НИТУ МиСиС, Москва, на многофункциональном дифрактометре Rigaku Ultima IV с использованием фокусировки по Бреггу–Брентано, CuKα-излучения, и графитового монохроматора на дифрагированном пучке. Спектры снимались в непрерывном режиме в интервале углов 2θ 10–100°. Обработка спектров проводилась с использованием пакета программ PDXL.

Измерение ФМР проводились в НИТУ МиСиС, Москва. Образец был приклеен на линии передачи копланарного волновода с импедансом 50 Ом и шириной линии передачи 0.5 мм, выполненного из фольгированного диэлектрика Arlon AD1000 и оборудованной ВЧ-разъемами SMP. Держатель помещен в сверхпроводящий соленоид внутри криостата замкнутого цикла (Oxford Instruments Triton, базовая температура 1.2 К). Отклик образцов изучался путем анализа коэффициента передачи микроволнового сигнала $S_{21}(f, H)$ с помощью анализатора VNA Rohde & Schwarz ZVB20.

Измерения ФЭСУР и РФЭС проводились в ИФП СО РАН (Новосибирск) на установке SPECS ProvenX-ARPES при $h\nu = 21.22$ эВ для ФЭСУР и $h\nu = 1486.7$ эВ для РФЭС. Чистые поверхности образцов получали сколом в сверхвысоком вакууме. Базовое давление в процессе эксперимента было на уровне $3 - 5 \times 10^{-11}$ мбар.

Работа выполнена при финансовой поддержке Санкт-Петербургского государственного университета (проект # 90383050) и Российского научного фонда (грант # 18-12-00062). ФМР исследования были поддержаны проектом "госзадание" # 0718-2020-0025. Синтез образцов был поддержан проектом "госзадание ИГМ СО РАН".

1. M. M. Otrokov, I. I. Klimovskikh, H. Bentmann et al. (Collaboration), Nature **576**, 416 (2019).
2. A. M. Shikin, D. A. Estyunin, N. L. Zaitsev et al. (Collaboration), Phys. Rev. B **104**, 115168 (2021).
3. R. Yu, W. Zhang, H.-J. Zhang, S.-C. Zhang, X. Dai, and Z. Fang, Science **329**, 5987 (2010).
4. K. Nomura and N. Nagaosa, Phys. Rev. Lett. **106**, 166802 (2011).
5. K. He, Y. Wang, and Q.-K. Xue, Natl. Sci. Rev. **1**, 38 (2013).
6. C.-X. Liu, S.-C. Zhang, and X.-L. Qi, Annu. Rev. Condens. Matter Phys. **7**, 301 (2016).
7. J. Wang, B. Lian, and S.-C. Zhang, Phys. Scr. T **164**, 014003 (2015).
8. X.-L. Qi, R. Li, J. Zang, and S.-C. Zhang, Science **323**, 1184 (2009).
9. R. Li, J. Wang, X.-L. Qi, and S.-C. Zhang, Nature Phys. **6**, 284 (2010).
10. X. Wan, A. M. Turner, A. Vishwanath, and S. Y. Savrasov, Phys. Rev. B **83**, 205101 (2011).
11. E. D. L. Rienks, S. Wimmer, J. Sanchez-Barriga et al. (Collaboration), Nature **576**, 423 (2019).
12. B. Chen, F. Fei, D. Zhang et al. (Collaboration), Nat. Commun. **10**, 4469 (2019).
13. A. M. Shikin, D. A. Estyunin, N. L. Zaitsev, D. A. Glazkova, I. I. Klimovskikh, S. O. Filnov, A. G. Rybkin, K. A. Kokh, O. E. Tereshchenko, K. A. Zvezdin, and A. K. Zvezdin, ZhETF **161**, 126 (2022) [JETP **134**, 103 (2022)].
14. A. M. Shikin, D. A. Estyunin, D. A. Glazkova, S. O. Filnov, and I. I. Klimovskikh, Pis'ma v ZhETF **115**, 241 (2022) [JETP Lett. **115**, 213 (2022)].
15. A. M. Shikin, N. L. Zaitsev, A. V. Tarasov, T. P. Makarova, D. A. Glazkova, D. A. Estyunin, and I. I. Klimovskikh, Pis'ma v ZhETF **116**, 544 (2022).
16. Y. Lai, L. Ke, J. Yan, R. D. McDonald, and R. J. McQueeney, Phys. Rev. B **103**, 184429 (2021).
17. J. Zhang, C.-Z. Chang, Z. Zhang, J. Wen, X. Feng, K. Li, M. Liu, K. He, L. Wang, X. Chen, Q.-K. Xue, X. Ma, and Y. Wang, Nat. Commun. **2**, 574 (2011).
18. S. X. M. Riberolles, Q. Zhang, E. Gordon, N. P. Butch, L. Ke, J.-Q. Yan, and R. J. McQueeney, Phys. Rev. B **104**, 064401 (2021).
19. X.-M. Ma, Y. Zhao, K. Zhang et al. (Collaboration), Phys. Rev. B **103**, L121112 (2021).
20. Y. Liu, L. L. Wang, Q. Zheng, Z. Huang, X. Wang, M. Chi, Y. Wu, B. C. Chakoumakos, M. A. McGuire, B. C. Sales, W. Wu, and J. Yan, Phys. Rev. X **11**, 021033 (2021).
21. T. Murakami, Y. Nambu, T. Koretsune, G. Xiangyu, T. Yamamoto, C. M. Brown, and H. Kageyama, Phys. Rev. B **100**, 195103 (2019).
22. G. Shi, M. Zhang, D. Yan, H. Feng, M. Yang, Y. Shi, and Y. Li, Chin. Phys. Lett. **37**, 1 (2020).
23. L. Zhou, Z. Tan, D. Yan, Z. Fang, Y. Shi, and H. Weng, Phys. Rev. B **102**, 85114 (2020).
24. H. Li, Y. Li, Y. Lian, W. Xie, L. Chen, J. Zhang, Y. Wu, and S. Fan, Sci. China Mater. **65**, 477 (2022).
25. Y. D. Guan, C. H. Yan, S. H. Lee et al. (Collaboration), Phys. Rev. Materials **6**, 054203 (2022).

26. I. A. Golovchanskiy, N. N. Abramov, V. A. Vlasenko, K. Pervakov, I. V. Shchetinin, P. S. Dzhumaev, O. V. Emelyanova, D. S. Baranov, D. S. Kalashnikov, K. B. Polevoy, V. M. Pudalov, and V. S. Stolyarov, Phys. Rev. B **106**, 024412 (2022).
27. I. A. Golovchanskiy, E. I. Maltsev, I. V. Shchetinin, V. A. Vlasenko, P. S. Dzhumaev, K. S. Pervakov, O. V. Emelyanova, A. Yu. Tsvetkov, N. N. Abramov, V. M. Pudalov, and V. S. Stolyarov, JMMM **562**, 169713 (2022).
28. A. Zeugner, F. Nietschke, A. Wolter et al. (Collaboration), Chem. Mater. **31**, 2795 (2019).
29. I. I. Klimovskikh, M. M. Otrokov, D. A. Estyunin et al. (Collaboration), npj Quantum Materials **5**, 54 (2020).
30. Y. Hao, P. Liu, Y. Feng et al. (Collaboration), Phys. Rev. X **9**, 041038 (2019).
31. I. M. Band, Yu. I. Kharitonov, and M. B. Trzhaskovskaya, At. Data Nucl. Data Tables **23**, 443 (1979).
32. C. Hu, S.-W. Lien, E. Feng, S. Mackey, H.-J. Tien, I. I. Mazin, H. Cao, T.-R. Chang, and N. Ni, Phys. Rev. B **104**, 054422 (2021).
33. D. A. Glazkova, D. A. Estyunin, I. I. Klimovskikh, T. P. Makarova, O. E. Tereshchenko, K. A. Kokh, V. A. Golyashov, A. V. Koroleva, and A. M. Shikin, Pis'ma v ZhETF **115**, 315 (2022) [JETP Lett. **115**, 286 (2022)].
34. R. L. Carlin and A. V. Duyneveldt, *Magnetic properties of transition metal compounds*, Springer Berlin, Heidelberg (1977), p. 172.
35. S. S. Kalarickal, P. Krivosik, M. Wu, and C. E. Patton, J. Appl. Phys. **99**, 093909 (2006).
36. A. G. Gurevich and G. A. Melkov, *Magnetization oscillations and waves*, CRC, Boca Raton, FL (1996).
37. C. Parra, T. H. Rodrigues da Cunha, A. W. Contryman, D. Kong, F. Montero-Silva, P. H. Rezende Gon calves, D. D. Dos Reis, P. Giraldo-Gallo, R. Segura, F. Olivares, F. Niestemski, Y. Cui, R. Magalhaes-Paniago, and H. C. Manoharan, Nano Lett. **17**, 97 (2017).
38. M. Yu. Kagan, K. I. Kugel, and A. L. Rakhmanov, Phys. Rep. **916**, 1 (2021).
39. V. M. Pudalov, Pis'ma v ZhETF **116**, 456 (2022).
40. D. Nevola, K. F. Garrity, N. Zaki, J. Yan, H. Miao, S. Chowdhury, and P. D. Johnson, arXiv:2206.14325v1 (2022).