

# Магнитные свойства монокристаллов твердых растворов $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}\text{In}_2\text{S}_4$

© И.В. Боднар<sup>¶</sup>, С.В. Труханов<sup>+</sup>

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники,  
220013 Минск, Беларусь

<sup>+</sup> Научно-практический центр Национальной академии наук Беларуси по материаловедению,  
220072 Минск, Беларусь

(Получена 11 мая 2011 г. Принята к печати 16 мая 2011 г.)

В настоящей работе исследованы магнитные свойства монокристаллов твердых растворов  $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}\text{In}_2\text{S}_4$ . Установлен преимущественно антиферромагнитный характер косвенных обменных взаимодействий между катионами  $\text{Fe}^{2+}$  и  $\text{Mn}^{2+}$ . С увеличением концентрации катионов  $\text{Fe}^{2+}$  температура магнитного упорядочения возрастает от  $\sim 12$  К ( $x = 0$ ) до  $\sim 22$  К ( $x = 1$ ). Обнаружено наличие ферромагнитных корреляций ближнего порядка. Основным магнитным фазовым состоянием исследуемых соединений является состояние спинового стекла с возрастающей температурой замерзания от  $\sim 5$  К ( $x = 0$ ) до  $\sim 12$  К ( $x = 1$ ). С увеличением внешнего магнитного поля температура магнитного упорядочения незначительно уменьшается. Обсуждаются наиболее вероятные причины и механизмы образования магнитного состояния исследованных твердых растворов.

## 1. Введение

Тройные соединения  $\text{FeIn}_2\text{S}_4$  и  $\text{MnIn}_2\text{S}_4$  относятся к группе магнитных полупроводников типа  $\text{MB}_2^{\text{III}}\text{C}_4^{\text{VI}}$  ( $\text{M} — \text{Mn, Fe, Co, Ni}$ ;  $\text{B}^{\text{III}} — \text{Al, Ga, In}$ ;  $\text{C}^{\text{VI}} — \text{S, Se, Te}$ ) [1–3]. Соединения этого класса являются перспективными материалами для создания на их основе широкополосных фотопреобразователей оптических излучений, модуляторов света и других функциональных устройств, управляемых магнитным полем [4–8]. Эти соединения привлекают к себе внимание различных групп исследователей также перспективностью их использования для целей спинтроники [9]. Хотя свойства соединений  $\text{FeIn}_2\text{S}_4$  и  $\text{MnIn}_2\text{S}_4$  изучены в достаточной степени, в то же время твердые растворы на основе указанных соединений практически не изучены. В работе [10] нами было показано, что в системе  $\text{FeIn}_2\text{S}_4—\text{MnIn}_2\text{S}_4$  образуется непрерывный ряд твердых растворов. Была также определена структура твердых растворов  $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}\text{In}_2\text{S}_4$  и показано, что параметр элементарной ячейки изменяется линейно в соответствии с законом Vegarda. В настоящей работе представлены результаты исследования магнитных свойств твердых растворов  $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}\text{In}_2\text{S}_4$  в интервале температур 4–300 К и магнитных полей 0–140 кЭ.

## 2. Методика эксперимента

Кристаллы тройных соединений  $\text{FeIn}_2\text{S}_4$ ,  $\text{MnIn}_2\text{S}_4$  и твердые растворы на их основе  $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}\text{In}_2\text{S}_4$  выращивали направленной кристаллизацией расплава (горизонтальный вариант метода Бриджмена). Исходными веществами для синтеза служили элементарные компоненты полупроводниковой степени чистоты. Металлические компоненты (железо, марганец и индий) помещали

в кварцевые лодочки, которые располагали в одном конце кварцевой ампулы. В противоположном ее конце находилась сера, взятая с избытком от стехиометрии, необходимым для создания равновесного давления ее паров над расплавом. Откачанную и запаивающую ампулу располагали в горизонтальной двухзонной печи таким образом, что лодочка с металлическими компонентами находилась в „горячей“ зоне, где температуру в течение  $\sim 3$  ч устанавливали на уровне  $\sim 1400–1440$  К. Температуру „холодной“ зоны повышали со скоростью  $\sim 100$  К/ч до 700 К. В указанных условиях ампулу выдерживали в печи  $\sim 2$  ч для протекания химической реакции между металлическими компонентами и парами серы. Для полноты протекания этой реакции температуру „холодной“ зоны с той же скоростью повышали до 950 К и снова выдерживали 1 ч. После указанного времени выдержки проводили направленную кристаллизацию расплава путем понижения температуры „горячей“ зоны со скоростью  $\sim 2$  К/ч до  $\sim 1000$  К и при этой температуре осуществляли гомогенизирующий отжиг образовавшихся кристаллов в течение 260 ч. Полученные после отжига слитки были крупноблочными с максимальными размерами отдельных блоков  $10–8 \times 5 \times 3$  мм.

Равновесность соединений и гомогенность твердых растворов определяли рентгеновским методом. Угловые положения линий дифракционного спектра записывали на автоматически управляемом с помощью ЭВМ рентгеновском дифрактометре ДРОН-3 М в  $\text{CuK}_\alpha$ -излучении с графитовым монохроматором. Образцы для измерений готовили путем растирания кристаллов и последующей запрессовкой их в специальном держателе. Для снятия механических напряжений в образцах, возникших при растирании кристаллов, проводили их отжиг при 650 К в течение 3 ч.

Исследования удельного магнитного момента были выполнены с помощью универсальной криогенной высокополевого измерительной системы (Liquid Helium

<sup>¶</sup> E-mail: chemzav@bsuir.by

Free High Field Measurement System by Cryogenic Ltd, London, UK) в интервале температур 2–310 К и полей 0–140 Т [11]. Указанные измерения проводились на монокристаллических образцах, вырезанных из полученных слитков средними размерами  $2 \times 3 \times 5$  мм. Были выполнены измерения в зависимости от температуры в разных полях в режиме отогрева после охлаждения без поля (ZFC) и в поле (FC). Измерения удельного магнитного момента в режиме полевого охлаждения (FC) были выполнены в прямом и обратном направлении изменения температуры. Температура замерзания магнитных моментов ферромагнитных кластеров ( $T_f$ ) определялась как температура, соответствующая максимуму ZFC-кривой. Температуры начала расхождености ZFC- и FC-кривых при возрастании ( $T_{rev}$ ) и уменьшении ( $T_x$ ) температуры определялись в точках, для которых различия превышали 3%. Температура магнитного упорядочения ( $T_{mo}$ ) определялась по температурной зависимости FC-кривой как точка, эквивалентная точке минимума производной FC-кривой по температуре ( $\min\{dM_{FC}/dT\}$ ). Температура магнитного упорядочения является хорошо определяемой величиной, характеризующей, кроме того, начало широкого температурного интервала, в котором осуществляется переход исследуемого образца в парамагнитное состояние [12]. В точке минимума производной меняется характер поведения с температурой FC-кривой от „выгнутой вверх“ к „выгнутой вниз“, что соответствует переходу от ее быстрого убывания к медленному. Таким образом, температура магнитного упорядочения определяет окончание быстрого убывания магнитного момента с ростом температуры. Спонтанный атомный магнитный момент ( $\sigma_s$ ) определялся по полевой зависимости линейной экстраполяцией к нулевому полю. Анализ экспериментальных данных и численные расчеты выполнены с помощью компьютерной программы Origin 7.5.

### 3. Экспериментальные результаты

Данные рентгеновских исследований показали, что на всех снятых дифрактограммах присутствуют индексы отражений, характерные для кубической структуры шпинели. Разрешение высокоугловых линий на указанных дифрактограммах свидетельствует о равновесности соединений и гомогенности твердых растворов. Параметры элементарной ячейки, рассчитанные методом наименьших квадратов, равны  $a = 10.722 \pm 0.005 \text{ \AA}$  для кристаллов  $MnIn_2S_4$  и  $a = 10.612 \pm 0.005 \text{ \AA}$  для  $FeIn_2S_4$ , что согласуется с данными [13]. Установлено, что изменение указанных параметров с составом  $x$  осуществляется в соответствии с законом Vegarda и описывается следующим соотношением:

$$a = 10.612 + 0.110 \cdot x. \quad (1)$$

Состав кристаллов твердых растворов определяли, исходя из выполнения закона Vegarda в системе  $MnIn_2S_4$ – $FeIn_2S_4$  [10].

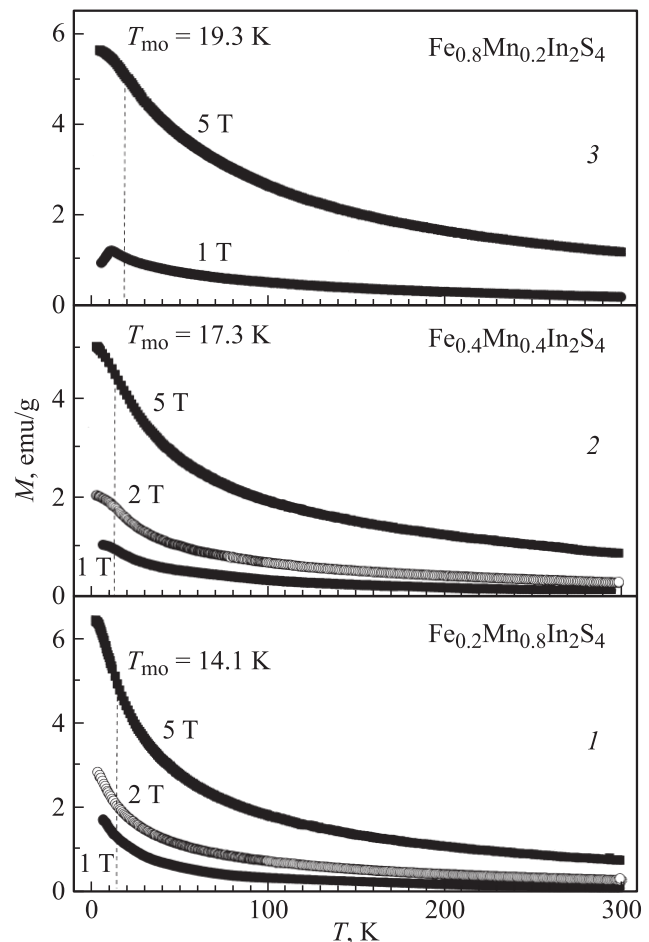


Рис. 1. Температурная зависимость удельного магнитного момента в полях 1 (темные кружки), 2 (светлые кружки), 5 Тл (темные квадратики) для составов: 1 —  $Fe_{0.2}Mn_{0.8}In_2S_4$ , 2 —  $Fe_{0.4}Mn_{0.6}In_2S_4$ , 3 —  $Fe_{0.8}Mn_{0.2}In_2S_4$ .

Результаты магнитных измерений показали, что один из исследуемых кристаллов,  $FeIn_2S_4$ , характеризуется температурой магнитного упорядочения  $T_{mo} \approx 22 \text{ К}$  [14]. С увеличением поля температура магнитного упорядочения  $T_{mo}$  смещается в сторону высоких температур. Установлено также отсутствие различий при измерении FC-кривых в прямом и обратном направлении изменения температуры, что наблюдается при классических магнитных переходах II рода [15]. В области 12 К наблюдается уменьшение удельного магнитного момента с уменьшением температуры. Такое поведение характерно для антиферромагнитного состояния [16]. Температура этого перехода составляет  $\sim 13 \text{ К}$  в поле 1 Тл и немного уменьшается до  $\sim 12 \text{ К}$  в поле 5 Тл.

Кристалл  $MnIn_2S_4$  является парамагнетиком, вплоть до  $\sim 2 \text{ К}$  [17]. Удельный магнитный момент монотонно возрастает с уменьшением температуры. Во внешнем магнитном поле 1 Тл температура магнитного упорядочения  $T_{mo}$  составляет  $\sim 12 \text{ К}$ . С увеличением поля температура магнитного упорядочения  $T_{mo}$  немного возрастает. Различия при измерении FC-кривых в прямом

и обратном направлении изменения температуры также отсутствуют.

При измерении и анализе магнитных свойств монокристаллов твердых растворов  $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}\text{In}_2\text{S}_4$  обнаружены следующие интересные особенности. Во-первых, почти все составы являются парамагнетиками, вплоть до самых низких достижимых в настоящей работе температур  $\sim 2$  К (рис. 1). Удельный магнитный момент монотонно возрастает с уменьшением температуры для всех составов, за исключением  $x = 0.8$ , для которого в области  $\sim 12$  К в поле 1 Тл наблюдается его уменьшение — дополнительный магнитный фазовый переход, характерный для антиферромагнитного упорядочения. Ниже 4 К наблюдается тенденция к насыщению удельного магнитного момента. Во-вторых, температура магнитного упорядочения постепенно возрастает с ростом концентрации катионов железа  $\text{Fe}^{2+}$  от  $\sim 14$  К для  $x = 0.2$  до  $\sim 19$  К для  $x = 0.8$ . Увеличение магнитного поля от 1 до 5 Тл закономерно увеличивает удельный магнитный момент и немного уменьшает температуру магнитного упорядочения. В-третьих, анализ поведения удельного магнитного момента приводит к убеждению, что температура дополнительного магнитного фазового перехода уменьшается с ростом концентрации катионов  $\text{Mn}^{2+}$  и магнитного поля, и поэтому сам переход не наблюдается в настоящем эксперименте.

Для выяснения природы низкотемпературного магнитного фазового состояния исследуемых образцов  $\text{FeIn}_x\text{Mn}_{1-x}\text{In}_2\text{S}_4$  были выполнены измерения полевых зависимостей атомного магнитного момента (рис. 2). Видно, что вплоть до температуры 2 К, все полевые зависимости почти линейны, что характерно для антиферромагнитного или парамагнитного состояния. Незначительная величина атомного магнитного момента указывает скорее на антиферромагнитное состояние. С уменьшением температуры от 300 до 2 К атомный магнитный момент  $\sigma$  во внешнем магнитном поле для  $\text{Fe}_2\text{In}_2\text{S}_4$  возрастает от  $0.22 \mu_B/\text{f.u.}$  до  $0.77 \mu_B/\text{f.u.}$  Даже в таком большом поле атомный магнитный момент не достигает максимально возможной для катиона  $\text{Fe}^{2+}$  величины в случае 100%-ой спиновой поляризации, который составляет  $\sim 4 \mu_B$ . В низкотемпературной области ( $< 12$  К) наблюдаются ненулевые значения спонтанного и остаточного атомного магнитного момента, а также коэрцитивной силы, свойственные для ферромагнитного упорядоченного состояния или наличия ферромагнитных корреляций ближнего порядка [18]. Такое поведение не соответствует однородному антиферромагнитному состоянию. При 4 К спонтанный атомный магнитный момент  $\sigma_s$  равен  $\sim 0.05 \mu_B/\text{f.u.}$  Для соединения  $\text{MnIn}_2\text{S}_4$  при 2 К атомный магнитный момент во внешнем магнитном поле 14 Тл составляет  $\sim 0.91 \mu_B/\text{f.u.}$  Спонтанный атомный магнитный момент при 2 К равен  $\sim 0.11 \mu_B/\text{f.u.}$  Аналогичное поведение демонстрируют все образцы из ряда твердых растворов  $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}\text{In}_2\text{S}_4$  (рис. 2). Интересным является тот факт, что образцы с большим содержанием катионов  $\text{Mn}^{2+}$  характеризуются большим значением упорядоченного магнитного момента.

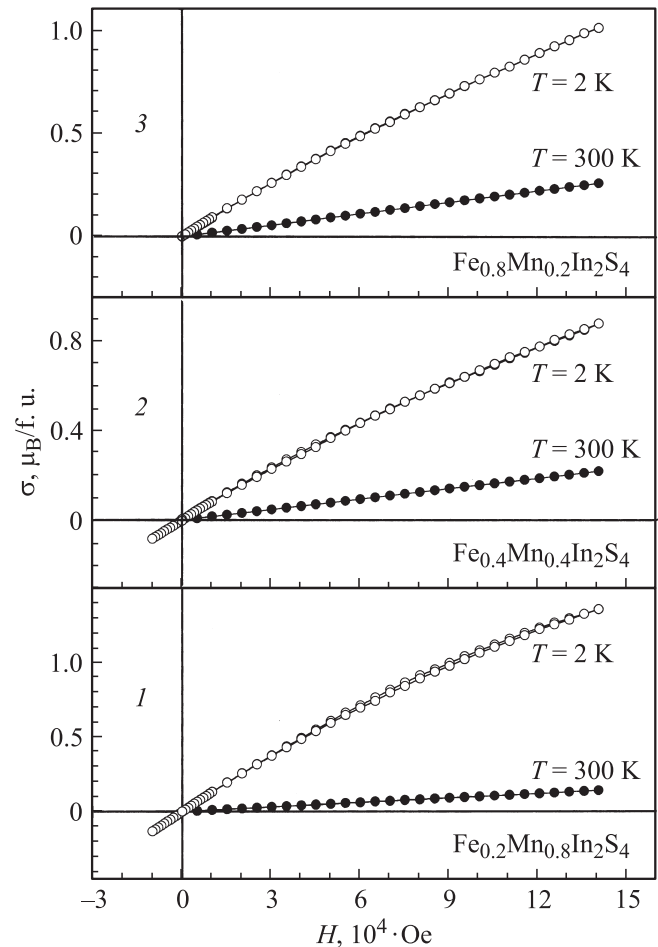
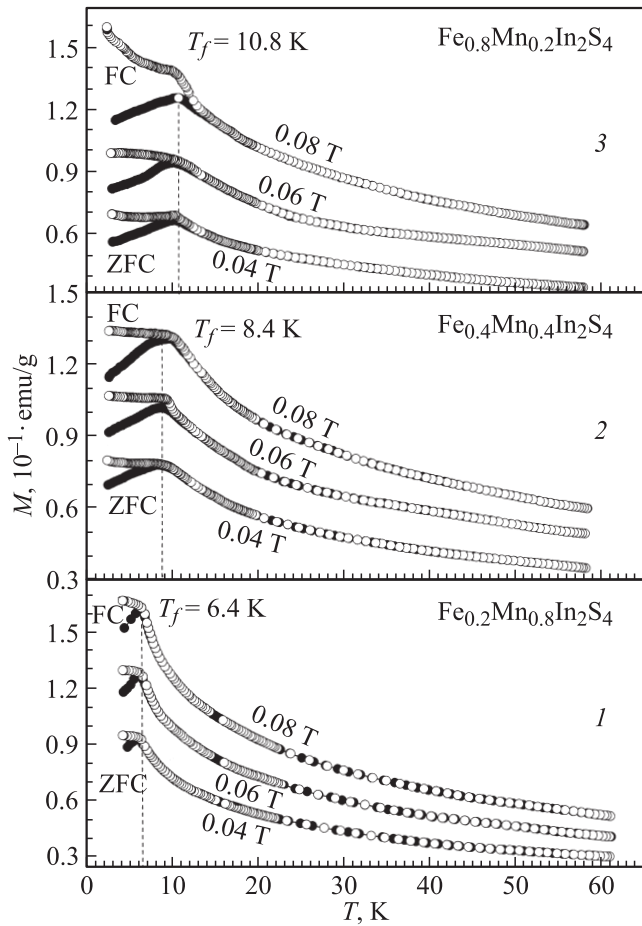


Рис. 2. Полевая зависимость атомного магнитного момента составов. 1 —  $\text{Fe}_{0.2}\text{Mn}_{0.8}\text{In}_2\text{S}_4$ , 2 —  $\text{Fe}_{0.4}\text{Mn}_{0.6}\text{In}_2\text{S}_4$ , 3 —  $\text{Fe}_{0.8}\text{Mn}_{0.2}\text{In}_2\text{S}_4$ .

Так для образца  $\text{Fe}_{0.2}\text{Mn}_{0.8}\text{In}_2\text{S}_4$  при 2 К и 14 Тл наблюдается упорядоченный атомный магнитный момент, равный  $\sim 1.35 \mu_B/\text{f.u.}$ , тогда как для  $\text{Fe}_{0.8}\text{Mn}_{0.2}\text{In}_2\text{S}_4$  упорядоченный атомный магнитный момент составляет  $\sim 1.01 \mu_B/\text{f.u.}$  Даже в таком большом поле атомный магнитный момент не достигает максимально возможной для катионов  $\text{Fe}^{2+}$  ( $\mu_{\text{max}} \approx 4 \mu_B$ ) и  $\text{Mn}^{2+}$  ( $\mu_{\text{max}} \approx 5 \mu_B$ ) величины в случае 100%-ой спиновой поляризации [19].

Результаты измерения ZFC и FC зависимостей удельного магнитного момента в слабых полях представлены на рис. 3. Установлено, что в низкотемпературной области ( $< 12$  К) ZFC-кривые убывают с уменьшением температуры, тогда как FC-кривые могут как убывать, так и возрастать. При этом ZFC-кривые убывают более резко. На ZFC-кривых наблюдается пик, характерный для магнитного фазового состояния типа спинового стекла [20]. Температура заморзания  $T_f$  возрастает с ростом концентрации катионов  $\text{Fe}^{2+}$ . Так для состава  $\text{Fe}_{0.2}\text{Mn}_{0.8}\text{In}_2\text{S}_4$   $T_f$  равна  $\approx 6$  К, а для  $\text{Fe}_{0.8}\text{Mn}_{0.2}\text{In}_2\text{S}_4$   $T_f$  равна  $\approx 11$  К. Для каждого отдельного состава температура заморзания  $T_f$  почти постоянная в слабых полях.



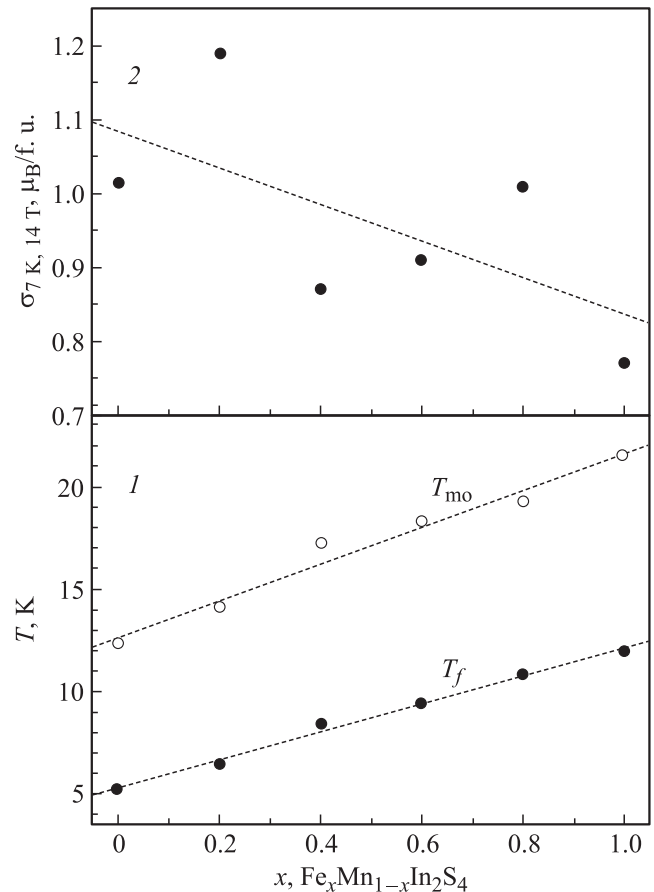
**Рис. 3.** Температурная зависимость ZFC (темные символы) и FC-кривых (светлые символы) удельного магнитного момента в полях 0.04, 0.06 и 0.08 Тл для составов: 1 —  $Fe_{0.2}Mn_{0.8}In_2S_4$ , 2 —  $Fe_{0.4}Mn_{0.6}In_2S_4$ , 3 —  $Fe_{0.8}Mn_{0.2}In_2S_4$ .

На рис. 4 представлены обобщенные концентрационные зависимости температур замерзания и магнитного упорядочения, а также упорядоченного атомного магнитного момента. Критические температуры уменьшаются с уменьшением содержания катионов  $Fe^{2+}$  почти линейно и с одинаковой скоростью. Это свидетельствует о более высокой интенсивности обменных взаимодействий  $Fe^{2+}-S^{2-}-Fe^{2+}$ , нежели взаимодействия  $Fe^{2+}-S^{2-}-Mn^{2+}$  и  $Mn^{2+}-S^{2-}-Mn^{2+}$ . Факт немонотонного уменьшения упорядоченного атомного магнитного момента с уменьшением содержания катионов  $Fe^{2+}$  может указывать на различную жесткость и упорядоченное расположение катионов  $Fe^{2+}$  и  $Mn^{2+}$  при формировании различных конфигураций обменных взаимодействий  $Fe(Mn)^{2+}-S^{2-}-Fe(Mn)^{2+}$ .

Магнитные полупроводники характеризуются, как правило, наличием так называемого косвенного обменного взаимодействия между  $d$ -ионами. В кристаллической решетке магнитного полупроводника  $d$ -катионы разделены немагнитными катионами, и поэтому волновые функции  $d$ -электронов непосредственно не перекрываются. Прямое обменное взаимодействие между

ними отсутствует. Однако возникает косвенное взаимодействие, обусловленное тем, что волновые функции  $d$ -катионов перекрываются через волновые функции немагнитных катионов. Как правило, для вырожденных магнитных полупроводников косвенное 90-градусное обменное взаимодействие является антиферромагнитным [21].

Согласно эмпирическим правилам Гуденафа–Канамори [22], косвенные 180-градусные обменные взаимодействия между магнитными моментами электронов, находящихся на частично заполненных, а также полностью незаполненных энергетических уровнях, являются отрицательными. Таким образом, косвенные обменные взаимодействия  $Fe^{2+}-S^{2-}-Fe^{2+}$  между катионами  $Fe^{2+}$  и  $Mn^{2+}-S^{2-}-Mn^{2+}$  между катионами  $Mn^{2+}$ , находящимися в А-подрешетке структуры шпинели, должны быть антиферромагнитными. Антиферромагнитное состояние в соединениях  $FeIn_2S_4$  и  $MnIn_2S_4$  ранее было обнаружено другими авторами [23,24]. Это в случае нормальной шпинели. Если наблюдается некоторая сте-



**Рис. 4.** Концентрационная зависимость экспериментальных значений: 1 — температура замерзания магнитных моментов (темные кружки) и магнитного упорядочения (светлые кружки), а также 2 — упорядоченного магнитного момента (темные кружки) при 7 К и в поле 14 Тл для твердых растворов  $Fe_xMn_{1-x}In_2S_4$ . Штриховые линии обозначают линейную зависимость экспериментальных значений.

пень обращенности структуры шпинели, т.е. частичное заполнение *A*-подрешетки катионами индия, происходит обрыв протяженных обменносвязанных цепочек  $\text{Fe}(\text{Mn})^{2+}-\text{S}^{2-}-\text{Fe}(\text{Mn})^{2+}$ . Это так называемое диамагнитное разбавление, которое может приводить к формированию неоднородного магнитного состояния. Косвенные 180-градусные обменные взаимодействия между магнитными моментами электронов, находящихся на полностью и частично заполненных энергетических уровнях, а также полностью заполненных энергетических уровнях, являются положительными. Таким образом, в разбавленной магнитной подсистеме могут появляться ферромагнитные корреляции ближнего порядка [25]. Конкуренция антиферромагнитных и ферромагнитных взаимодействий между катионами железа приводит к фрустрации обменных связей и образованию однородного магнитного фазового состояния — спинового стекла. Обменная связь называется фрустрированной, если взаимная ориентация соответствующих магнитных моментов не совпадает со знаком их обменных взаимодействий [26]. Состояние спинового стекла наблюдалось ранее другими авторами в соединениях  $\text{FeIn}_2\text{S}_4$  и  $\text{MnIn}_2\text{S}_4$  в работах [27,28].

Среди многих типов магнитоупорядоченных веществ особое место принадлежит так называемым спиновым стеклам. Ориентация магнитных моментов спинового стекла в области температур ниже некоторой критической  $T_f$  не имеет никакой пространственной периодичности. Она меняется в пространстве случайным образом подобно расположению атомов в обычном стекле. Для спинового стекла наблюдаются ферромагнитные корреляции ближнего порядка. В отличие от парамагнетиков, где магнитные моменты флуктуируют во времени, спиновые стекла характеризуются „замороженными“ магнитными моментами, т.е. ненулевыми средними по времени векторными величинами. Состояние типа кластерного спинового стекла часто наблюдается в неоднородных магнитных системах, таких как сплавы  $\text{Co}-\text{Cu}$  и  $\text{Co}-\text{Ag}$  [29,30]. В них ферромагнитные кластеры внедрены в неферромагнитную матрицу. Уменьшение температуры замерзания  $T_f$  свидетельствует об уменьшении среднего размера ферромагнитноупорядоченных кластеров. Можно выполнить количественную оценку среднего размера ферромагнитных кластеров. С этой целью необходимо использовать формулу Бина–Ливингстона [31], связывающую средний размер ферромагнитных кластеров с константой магнитной кристаллографической анизотропии, представляющей собой не что иное, как объемную плотность энергии магнитной кристаллографической анизотропии, и критической температурой  $T_f$ :

$$\langle K \rangle \langle V \rangle = k_B T_f,$$

где  $\langle K \rangle$  — среднее значение константы магнитной кристаллографической анизотропии ферромагнитного кластера,  $\langle V \rangle$  — его средний объем,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $T_f$  — температура замерзания (максимум на

ZFC-кривой). Константы анизотропии можно получить из уравнения для энергии магнитной кристаллографической анизотропии в плоскости (100):

$$E_a = K_1 \sin^2(\theta) + K_2 \sin^4(\theta),$$

где  $K_1, K_2$  — константы магнитной кристаллографической анизотропии,  $\theta$  — угол между намагниченностью и осью [010]. Энергия магнитной кристаллографической анизотропии определяется площадью между кривыми  $\sigma(H)$ , измеренными для монокристаллов вдоль направлений [010] и [001]. Так для анион-дефицитного манганита  $\text{La}_{0.70}\text{Sr}_{0.30}\text{MnO}_{2.85}$  средний размер ферромагнитных включений составляет  $\sim 10$  нм [20]. Температура расхождимости ZFC- и FC-кривых, измеренных в одинаковом режиме изменения температуры  $T_{\text{rev}}$ , определяет максимальный размер ферромагнитного кластера [32], который в данном случае почти совпадает со средним размером.

Свойства спинового стекла поняты далеко не полностью. Понимание природы магнитного состояния спинового стекла важно для развития фундаментальной физики. Это понимание может привести к новым применениям спиновых стекол. Ранее была установлена аналогия между набором почти вырожденных метастабильных низколежащих состояний, охлажденных спиновых стекол и функцией человеческой памяти [33]. Поэтому, возможно, что изучение спиновых стекол будет способствовать созданию более совершенных принципов компьютерной памяти [34].

## 4. Заключение

Таким образом, в настоящей работе исследованы магнитные свойства монокристаллов тройных соединений  $\text{FeIn}_2\text{S}_4$ ,  $\text{MnIn}_2\text{S}_4$  и твердых растворов на их основе  $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}\text{In}_2\text{S}_4$ . Установлен преимущественно антиферромагнитный характер косвенных обменных взаимодействий в основном состоянии между катионами  $\text{Fe}^{2+}$  и  $\text{Mn}^{2+}$ . Обнаружено наличие ферромагнитных корреляций ближнего порядка. Основным магнитным фазовым состоянием исследуемых составов является состояние спинового стекла с температурой замерзания, монотонно возрастающей с ростом концентрации катионов  $\text{Fe}^{2+}$ . Обсуждаются наиболее вероятные причины и механизм образования магнитного состояния кристаллов  $\text{Fe}_x\text{Mn}_{1-x}\text{In}_2\text{S}_4$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке Белорусского Республиканского фонда фундаментальных исследований (проект № Ф10МЛД-001).

## Список литературы

- [1] Р.Н. Бекимбетов, Ю.В. Рудь, М.А. Таиров. ФТП, **21**, 1051 (1987).
- [2] Р.Н. Бекимбетов, Н.Н. Константинова, Ю.В. Рудь, М.А. Таиров. Изв. АН СССР; Неорг. Матер., **24**, 1969 (1988).

- [3] Н.Н. Нифтиев, О.Б. Тагиев, А.Г. Рустамов. ФТП, **24**, 758 (1990).
- [4] Y. Ohno, D.K. Young, B. Beschoten, F. Matsukura, H. Ohno, D.D. Awschalom. Nature, **402**, 790 (1999).
- [5] Н.Н. Нифтиев. ФТП, **36**, 836 (2002).
- [6] Н.Н. Нифтиев, О.Б. Тагиев. ФТП, **38**, 164 (2003).
- [7] И.В. Боднар, В.Ю. Рудь, Ю.В. Рудь. ФТП, **43**, 1549 (2009).
- [8] И.В. Боднар, С.А. Павлюковец, В.Ю. Рудь, Ю.В. Рудь. ФТП, **43**, 1553 (2009).
- [9] А.В. Огнев, А. Самардак. Вест. ДВО РАН, № 4, 70 (2006).
- [10] I.V. Bodnar, I.A. Victorov, D.V. Lozhkin. *5th Intern. Conf. Mater. Sci. Cond. Matt. Phys.* Chisinau (2010) p. 74.
- [11] С.В. Труханов. Письма ЖТФ, **37**, 13 (2011).
- [12] С.В. Труханов, И.О. Троянчук, Н.В. Пшукарев, Г. Шимчак. ЖЭТФ, **122**, 356 (2002).
- [13] H.D. Lutz, M. Feher. Spectrochimica Acta, **27A**, 357 (1971).
- [14] И.В. Боднар, С.В. Труханов. ФТП, **45**, 890 (2011).
- [15] С.В. Труханов, А.В. Труханов, А.Н. Васильев, А. Maignan, H. Szymczak. Письма ЖТФ, **85**, 615 (2007).
- [16] Ч. Киттель. *Введение в физику твердого тела*. (М., Наука, 1978).
- [17] C.I. Hsu, J.J. Steger, E.A. Demeo, A. Wold, G.S. Heller. J. Sol. St. Chem., **13**, 304 (1975).
- [18] С.В. Труханов, И.О. Троянчук, А.В. Труханов, И.М. Фита, А.Н. Васильев, А. Maignan, H. Szymczak. Письма ЖЭТФ, **83**, 36 (2006).
- [19] С.В. Труханов. ЖЭТФ, **128**, 597 (2005).
- [20] С.В. Труханов, А.В. Труханов, А.Н. Васильев, H. Szymczak. ЖЭТФ, **138**, 236 (2010).
- [21] S.V. Trukhanov, L.S. Lobanovski, M.V. Bushinsky, V.V. Fedotova, I.O. Troyanchuk, A.V. Trukhanov, V.A. Ryzhov, H. Szymczak, R. Szymczak, M. Baran. J. Phys. Condens. Matter., **17**, 6495 (2005).
- [22] J.B. Goodenough. Phys. Rev., **100**, 564 (1955).
- [23] T. Kanomata, H. Ido, T. Kaneko. J. Phys. Soc. Jpn., **34**, 554 (1973).
- [24] B.S. Son, S.J. Kim, C.S. Kim, M.H. Jung, Y. Jo. J. Korean Phys. Soc., **52**, 1077 (2008).
- [25] S.V. Trukhanov, L.S. Lobanovski, M.V. Bushinsky, V.A. Khomchenko, N.V. Pushkarev, I.O. Troyanchuk, A. Maignan, D. Flahaut, H. Szymczak, R. Szymczak. The Eur. Phys. J. B, **42**, 51 (2004).
- [26] S.V. Trukhanov, A.V. Trukhanov, H. Szymczak. J. Phys. Chem. Sol., **67**, 675 (2006).
- [27] J.L. Dormann, M. Seqqat, D. Fiorani, M. Nogues, J.L. Soubeyroux, S.C. Bhargava, P. Renaudin. Hyperfine Interactions, **54**, 503 (1990).
- [28] V. Sagredo, M.C. Mororón, L. Betancourt, G.E. Delgado. J. Magn. Magn. Mater., **312**, 294 (2007).
- [29] S. Nafis, J.A. Woollam, Z.S. Shan, D.J. Sellmyer. J. Appl. Phys., **70**, 6050 (1991).
- [30] F. Conde, C. Gomez-Polo, A. Hernando. J. Magn. Magn. Mater., **138**, 123 (1994).
- [31] C.P. Bean, J.D. Livingstone. J. Appl. Phys., **30**, S120 (1959).
- [32] С.В. Труханов. ЖЭТФ, **127**, 107 (2005).
- [33] В.Кинцель. УФН, **152**, 123 (1987).
- [34] M.H. Kruder, A.B. Bortz. Phys. Today, **37**, 20 (1984).

Редактор Л.В. Беляков

## Magnetic properties of $Fe_xMn_{1-x}In_2S_4$ solid solutions single crystals

I.V. Bodnar\*, S.V. Trukhanov<sup>+</sup>

\* Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics, 220027, Minsk, Belarus  
<sup>+</sup> Scientific-Practical Materials Research Center of National Academy of Sciences, 220072 Minsk, Belarus

**Abstract** The magnetic properties of the solid solutions  $Fe_xMn_{1-x}In_2S_4$  single crystals are investigated. The mainly antiferromagnetic character of the indirect exchange interactions between the  $Fe^{2+}$  and  $Mn^{2+}$  cations is established. The magnetic ordering temperature increases from  $\sim 12$  K ( $x = 0$ ) to  $\sim 22$  K ( $x = 1$ ) with the rise of the  $Fe^{2+}$  cation concentration. The presence of the ferromagnetic short-range order is revealed. The main magnetic phase state of the investigated compounds is a spin glass state with increasing freezing temperature from  $\sim 5$  K ( $x = 0$ ) to  $\sim 12$  K ( $x = 1$ ). The magnetic ordering temperature is slightly decreased with increasing of the external magnetic field. The most likely reasons and mechanism of magnetic formation for investigated solid solutions are discussed.