

Магнитные свойства монокристаллов твердых растворов $(\text{FeIn}_2\text{S}_4)_{1-x}(\text{CuIn}_5\text{S}_8)_x$

© И.В. Боднарь*[¶], С.В. Труханов[†]

* Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, 220013 Минск, Белоруссия,

[†] Научно-практический центр Национальной академии наук Белоруссии по материаловедению, 220072 Минск, Белоруссия

(Получена 19 августа 2013 г. Принята к печати 26 августа 2013 г.)

Проведены исследования магнитных свойств монокристаллов твердых растворов $(\text{FeIn}_2\text{S}_4)_{1-x}(\text{CuIn}_5\text{S}_8)_x$ в интервале температур 4–300 К и полях 0–14 Тл. Установлено, что почти все твердые растворы являются парамагнетиками, вплоть до самых низких температур ~ 5 К. Показано, что основным магнитным фазовым состоянием исследуемых твердых растворов является состояние спинового стекла с температурой замерзания, монотонно возрастающей с ростом концентрации катионов Fe^{2+} . Обсуждаются наиболее вероятные причины и механизм образования магнитного состояния монокристаллов твердых растворов $(\text{FeIn}_2\text{S}_4)_{1-x}(\text{CuIn}_5\text{S}_8)_x$.

1. Введение

Интенсивное развитие микро- и нанoeлектроники ставит задачу разработки и исследования эффективных полупроводниковых материалов, на основе которых могут быть созданы приборы с новыми функциональными возможностями. К таким материалам относятся и тройные соединения FeIn_2S_4 и CuIn_5S_8 . Указанные соединения кристаллизуются в кубической структуре шпинели и, как было показано рядом авторов, являются перспективными материалами для создания на их основе приборов различного назначения: диодов Шоттки, переключателей, лазеров, управляемых магнитным полем, модуляторов света, радиационно стойких преобразователей солнечной энергии, широкополосных фотопреобразователей [1–8].

В данной работе представлены результаты исследования магнитных свойств монокристаллов твердых растворов $(\text{FeIn}_2\text{S}_4)_{1-x}(\text{CuIn}_5\text{S}_8)_x$ в интервале температур 4–300 К.

2. Методика эксперимента

Монокристаллы соединений FeIn_2S_4 , CuIn_5S_8 и твердых растворов на их основе выращивали методом Бриджмена из поликристаллических слитков, полученных двухтемпературным методом. Синтезированные слитки измельчали и помещали в двойные кварцевые ампулы, причем внутренняя ампула заканчивалась цилиндрическим капилляром, который обеспечивал формирование монокристаллической затравки. После вакуумирования ампул до остаточного давления $\sim 10^{-3}$ Па их помещали в вертикальную однозонную печь. Температуру в печи повышали со скоростью ~ 100 К/ч до 1400–1420 К и для гомогенизации расплава ампулы выдерживали при этой температуре 2 ч. После указанного времени выдержки проводили направленную кристаллизацию

расплава, понижая температуру со скоростью ~ 2 К/ч до полного затвердевания расплава. Для гомогенизации полученных слитков их отжигали при ~ 1020 К в течение 300 ч. Разработанный режим обеспечивал воспроизводимое получение монокристаллических слитков диаметром ~ 16 мм и длиной до 40 мм.

Состав выращенных монокристаллов определяли с помощью микрозондового рентгеноспектрального анализа. В качестве возбудителя тормозного рентгеновского излучения образца использовали электронный луч растрового электронного микроскопа „Stereoscan-360“. В качестве анализатора рентгеновского спектра использовали рентгеновский спектрометр „AVALON-8000“. Относительная погрешность определения компонентов составляла $\pm 5\%$.

Равновесность выращенных монокристаллов соединений и гомогенность твердых растворов определяли рентгеновским методом. Угловые положения линий дифракционного спектра записывали на рентгеновском аппарате ДРОН-3М в CuK_α -излучении с графитовым монохроматором. Образцы для измерений готовили путем измельчения кристаллов и последующей их запрессовкой в специальном держателе. Для снятия механических напряжений, возникающих при растирании монокристаллов, проводили их отжиг в вакууме при температуре 700 К в течение 2 ч.

Исследования удельного магнитного момента были выполнены с помощью универсальной криогенной высокополевого измерительной системы (Liquid Helium Free High Field Measurement System by Cryogenic Ltd, London, UK) в интервале температур 5–300 К и полях 0–14 Тл [9]. 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) [10]. Измерения удельного магнитного момента в режиме полевого охлаждения

[¶] E-mail: chemzav@bsuir.by

(FC) проводили в прямом и обратном направлениях изменения температуры. Температуру замерзания магнитных моментов ферромагнитных кластеров (T_f) определяли как температуру, которая соответствует максимуму ZFC-кривой. Температуры начала расхожденности ZFC- и FC-кривых при возрастании (T_{rev}) и уменьшении (T_x) температуры определяли в точках, для которых различия превышали 3%. Температуру магнитного упорядочения (T_{mo}) определяли по температурной зависимости FC-кривой как точку, эквивалентную 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 [11]. 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 [12]. Спонтанный атомный магнитный момент (y_s) определяли 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 и их обсуждение

Результаты микронзондовых рентгеноспектральных измерений показали, что содержание компонент в выращенных монокристаллах соединений $FeIn_2S_4$, $CuIn_5S_8$ и твердых растворов $(FeIn_2S_4)_{1-x}(CuIn_5S_8)_x$ удовлетворительно согласуется с заданным составом в исходной шихте.

Дифрактограммы, записанные из разных участков монокристаллов, соответствовали кубической структуре шпинели. Параметры элементарной ячейки, рассчитанные методом наименьших квадратов, составляют: $a = 10.612 \pm 0.005 \text{ \AA}$ для $FeIn_2S_4$ и $10.682 \pm 0.005 \text{ \AA}$ для $CuIn_5S_8$, и изменение их осуществляется линейно, т.е. для твердых растворов $(FeIn_2S_4)_{1-x}(CuIn_5S_8)_x$ выполняется закон Вегарда.

Как известно [13], соединение $FeIn_2S_4$ характеризуется температурой магнитного упорядочения $T_{mo} \approx 22 \text{ K}$. С увеличением поля температура магнитного упорядочения T_{mo} смещается в сторону высоких температур. Установлено отсутствие различий при измерении FC-кривых в прямом и обратном направлениях изменения температуры, что наблюдается при классических магнитных переходах II рода [14]. В области 12 K наблюдается уменьшение удельного магнитного момента с уменьшением температуры. Такое поведение характерно для антиферромагнитного состояния [15]. Температура

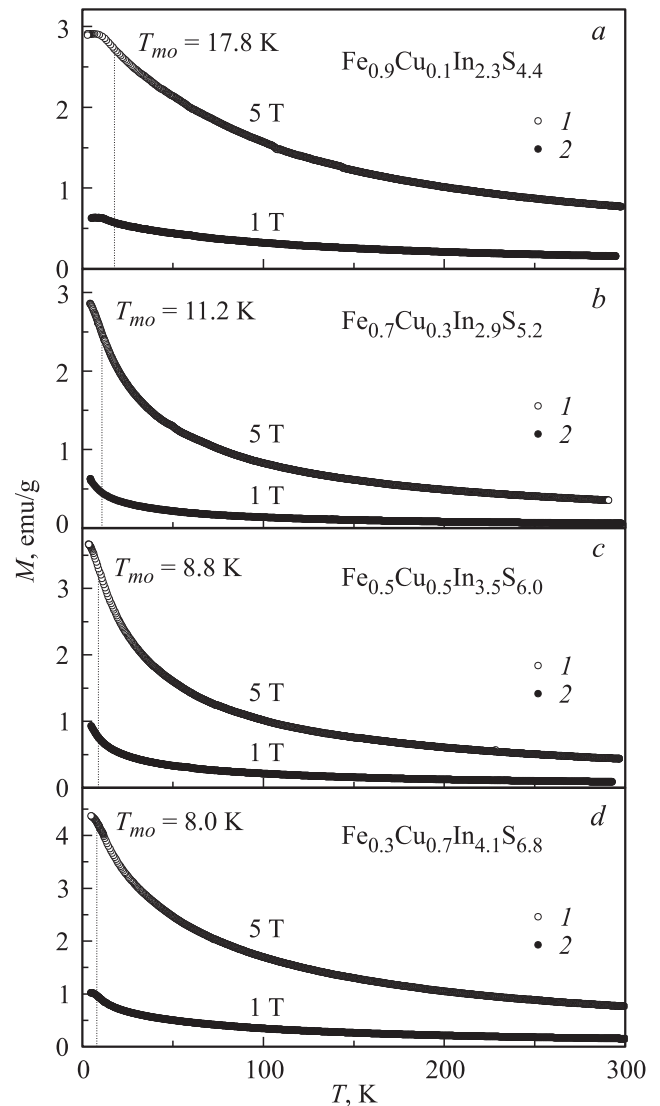


Рис. 1. Температурная зависимость удельного магнитного момента в полях 1 (2) и 5 Тл (1) для составов: *a* — $Fe_{0.9}Cu_{0.1}In_{2.3}S_{4.4}$, *b* — $Fe_{0.7}Cu_{0.3}In_{2.9}S_{5.2}$, *c* — $Fe_{0.5}Cu_{0.5}In_{3.5}S_{6.0}$, *d* — $Fe_{0.3}Cu_{0.7}In_{4.1}S_{6.8}$.

этого перехода составляет $\sim 13 \text{ K}$ в поле 1 Тл и незначительно уменьшается до $\sim 12 \text{ K}$ в поле 5 Тл.

При исследовании магнитных свойств монокристаллов твердых растворов $(FeIn_2S_4)_{1-x}(CuIn_5S_8)_x$ обнаружено, во-первых, что все составы являются парамагнетиками, вплоть до самых низких температур $\sim 5 \text{ K}$ (рис. 1). Удельный магнитный момент монотонно возрастает с уменьшением температуры почти для всех составов, за исключением $x = 0.9$. Ниже 5 K наблюдается тенденция к насыщению удельного магнитного момента. Температура магнитного упорядочения постепенно возрастает с ростом концентрации катионов железа Fe^{2+} от $\sim 8 \text{ K}$ ($x = 0.3$) до $\sim 18 \text{ K}$ ($x = 0.9$). Увеличение магнитного поля от 1 до 5 Тл закономерно увеличивает удельный магнитный момент и температуру магнитного упорядочения.

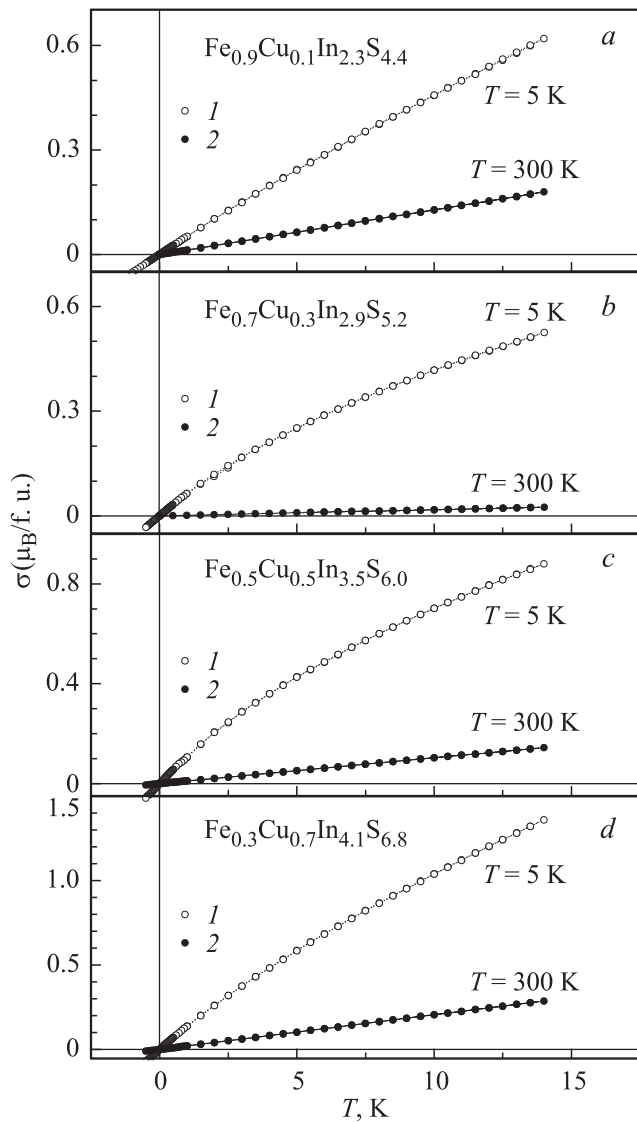


Рис. 2. Полевая зависимость атомного магнитного момента при температурах 5 (1) и 300 К (2) составов: *a* — $\text{Fe}_{0.9}\text{Cu}_{0.1}\text{In}_{2.3}\text{S}_{4.4}$, *b* — $\text{Fe}_{0.7}\text{Cu}_{0.3}\text{In}_{2.9}\text{S}_{5.2}$, *c* — $\text{Fe}_{0.5}\text{Cu}_{0.5}\text{In}_{3.5}\text{S}_{6.0}$, *d* — $\text{Fe}_{0.3}\text{Cu}_{0.7}\text{In}_{4.1}\text{S}_{6.8}$.

Для выяснения природы низкотемпературного магнитного фазового состояния твердых растворов $(\text{FeIn}_2\text{S}_4)_{1-x}(\text{CuIn}_5\text{S}_8)_x$ были выполнены измерения полевых зависимостей атомного магнитного момента у (рис. 2).

Видно, что вплоть до температуры ~ 5 К все полевые зависимости почти линейны, что характерно для антиферромагнитного или парамагнитного состояния. Незначительная величина атомного магнитного момента указывает, скорее всего, на антиферромагнитное состояние. В низкотемпературной области (~ 5 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 [16]. Такое поведение не соответствует однородному антиферромагнитному состоянию.

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 понижением температуры, тогда как FC-кривые возрастают. При этом ZFC-кривые убывают более резко. На ZFC-кривых наблюдается пик, характерный для магнитного фазового состояния типа спинового стекла [17]. Температура замерзания T_f незначительно возрастает с ростом концентрации катионов Fe^{2+} от 6 К ($x = 0.3$) до 9 К ($x = 0.9$). Для каждого отдельного состава температура замерзания T_f при увеличении магнитного поля незначительно возрастает [18].

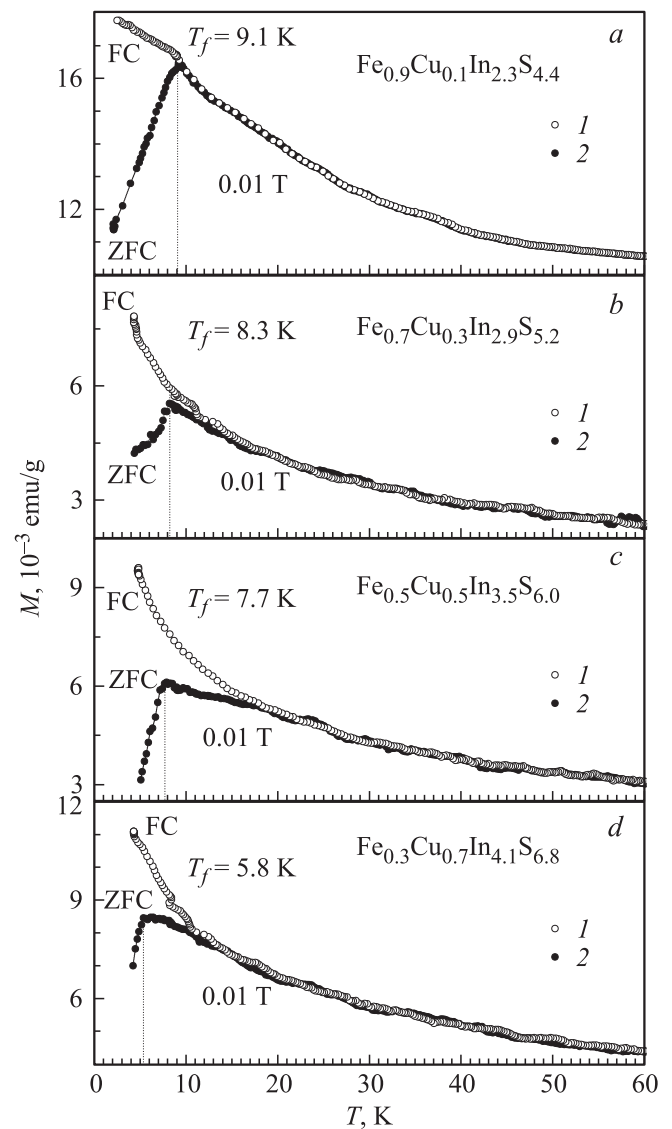


Рис. 3. Температурная зависимость ZFC- (1) и FC-кривых (2) удельного магнитного момента в полях 0.01 Тл для составов: *a* — $\text{Fe}_{0.9}\text{Cu}_{0.1}\text{In}_{2.3}\text{S}_{4.4}$, *b* — $\text{Fe}_{0.7}\text{Cu}_{0.3}\text{In}_{2.9}\text{S}_{5.2}$, *c* — $\text{Fe}_{0.5}\text{Cu}_{0.5}\text{In}_{3.5}\text{S}_{6.0}$, *d* — $\text{Fe}_{0.3}\text{Cu}_{0.7}\text{In}_{4.1}\text{S}_{6.8}$.

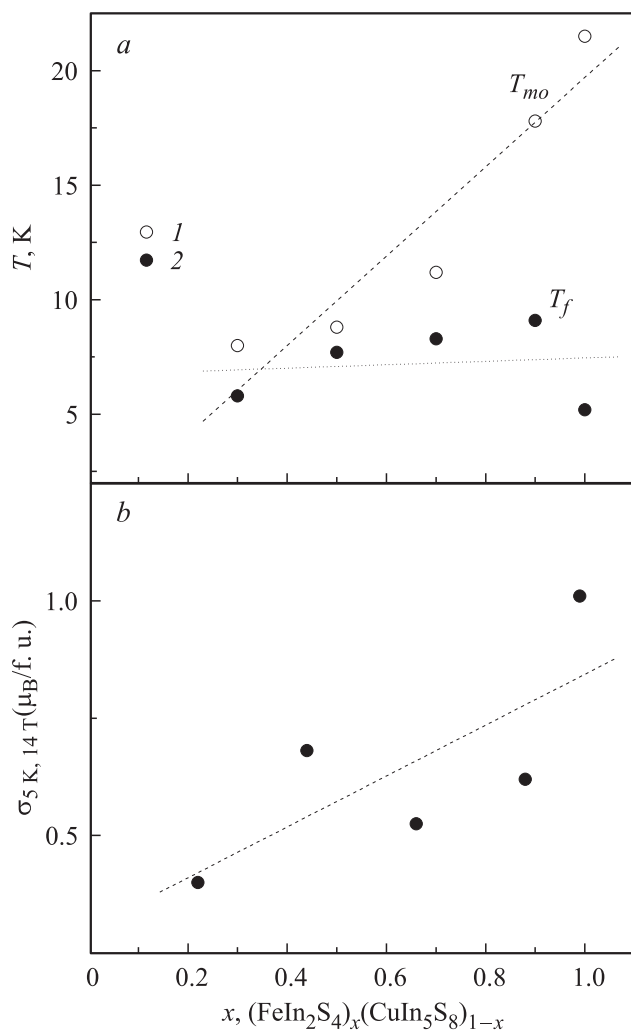


Рис. 4. Концентрационная зависимость экспериментальных значений: *a* — температура замерзания магнитных моментов (1) и магнитного упорядочения (2), а также *b* — упорядоченного атомного магнитного момента при 5 К и 14 Тл для твердых растворов $(\text{FeIn}_2\text{S}_4)_{1-x}(\text{CuIn}_5\text{S}_8)_x$. Штриховые линии обозначают линейную зависимость экспериментальных значений.

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, но с разными скоростями. Так, скорость убывания температуры замерзания с уменьшением концентрации катионов железа составляет $d(T_f)/d(1-x) \approx 0.72 \text{ K}/(1-x)$, в то время как температура магнитного упорядочения изменяется быстрее $d(T_{mo})/d(1-x) \approx 19.41 \text{ K}/(1-x)$. Скорость уменьшения атомного магнитного момента при низкой температуре в магнитном поле 14 Тл составляет $d(y_{4\text{K}, 14\text{T}})/d(1-x) \approx 0.60 \mu_B/(\text{f.u.}(1-x))$. Это свидетельствует о более высокой интенсивности обменных взаимодействий $\text{Fe}^{2+}-\text{S}^{2-}-\text{Fe}^{2+}$, в случае когда координация кати-

онов железа более высокая. Факт немонотонного уменьшения упорядоченного атомного магнитного момента с уменьшением содержания катионов Fe^{2+} может указывать на различную жесткость и упорядоченное расположение катионов Fe^{2+} при формировании различных конфигураций обменных взаимодействий $\text{Fe}^{2+}-\text{S}^{2-}-\text{Fe}^{2+}$.

При сравнительном анализе магнитных фазовых диаграмм твердых растворов $(\text{FeIn}_2\text{S}_4)_{1-x}(\text{CuIn}_5\text{S}_8)_x$ и $(\text{FeIn}_2\text{S}_4)_{1-x}(\text{In}_2\text{S}_3)_x$ можно отметить разный характер изменения магнитных параметров. Для твердых растворов $(\text{FeIn}_2\text{S}_4)_{1-x}(\text{CuIn}_5\text{S}_8)_x$ температура замерзания T_f убывает с уменьшением концентрации катионов железа медленнее $0.72 \text{ K}/(1-x) < 1.37 \text{ K}/(1-x)$, а температура магнитного упорядочения T_{mo} быстрее $19.41 \text{ K}/(1-x) > 13.58 \text{ K}/(1-x)$, чем для твердых растворов $(\text{FeIn}_2\text{S}_4)_{1-x}(\text{In}_2\text{S}_3)_x$ [19]. Упорядоченный атомный магнитный момент для твердых растворов $(\text{FeIn}_2\text{S}_4)_{1-x}(\text{CuIn}_5\text{S}_8)_x$ убывает с уменьшением концентрации катионов железа медленнее $0.60 \mu_B/(\text{f.u.}(1-x)) < 0.74 \mu_B/(\text{f.u.}(1-x))$, чем для твердых растворов $(\text{FeIn}_2\text{S}_4)_{1-x}(\text{In}_2\text{S}_3)_x$. Такое поведение магнитных параметров, скорее всего, связано с особенностями строения кристаллической структуры исследованных твердых растворов.

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 [20].

Согласно эмпирическим правилам Гуденафа–Канамори [21], 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 $\text{Fe}^{2+}-\text{S}^{2-}-\text{Fe}^{2+}$ с разной координацией катионов Fe^{2+} должны быть антиферромагнитными. Антиферромагнитное состояние в соединениях FeIn_2S_4 было обнаружено нами ранее [13], так же как и другими авторами [22,23]. Если наблюдается некоторая структурная аномалия, то может происходить обрыв протяженных обменно-связанных цепочек $\text{Fe}^{2+}-\text{S}^{2-}-\text{Fe}^{2+}$. 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 [24]. 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 [25]. Состояние спинового стекла наблюдалось в соединении FeIn_2S_4 [26,27].

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 [28]. 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 Co-Cu [29]. В них ферромагнитные кластеры внедрены в неферромагнитную матрицу. Средний размер ферромагнитного кластера может быть оценен с помощью соотношения Бина–Ливингстона [30], связывающего средний размер ферромагнитных кластеров с константой магнитной кристаллографической анизотропии и критической температурой замерзания T_f . Уменьшение температуры замерзания T_f свидетельствует об уменьшении среднего размера ферромагнитноупорядоченных кластеров [31].

Свойства спинового стекла поняты далеко не полностью [32]. Понимание природы магнитного состояния спинового стекла важно для развития фундаментальной физики. Это понимание может привести к новым применениям спиновых стекол.

4. Заключение

Таким образом, в настоящей работе исследованы магнитные свойства твердых растворов $(\text{FeIn}_2\text{S}_4)_{1-x}(\text{CuIn}_5\text{S}_8)_x$. Установлен преимущественно антиферромагнитный характер косвенных обменных взаимодействий в основном состоянии между катионами Fe^{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 Fe^{2+} . Обсуждаются наиболее вероятные причины и механизм образования магнитного состояния кристаллов $(\text{FeIn}_2\text{S}_4)_{1-x}(\text{CuIn}_5\text{S}_8)_x$.

Список литературы

- [1] А.В. Огнев, А. Самардак. Вестн. ДВО РАН, № 4, 70 (2006).
- [2] Н.Н. Нифтиев. ФТП, **36**, 836 (2002).
- [3] Y. Ohno, D.K. Young, B. Beschoten, F. Matsukura, H. Ohno, D.D. Awschalom. Nature, **402**, 790 (1999).
- [4] И.В. Боднар, В.Ю. Рудь, Ю.В. Рудь. ФТП, **43**, 1549 (2009).
- [5] И.В. Боднар, С.А. Павлюковец, В.Ю. Рудь, Ю.В. Рудь. ФТП, **43**, 1553 (2009).
- [6] G. Dagan, S. Endo, G. Hodes, G. Zawatzky, D. Gahen. Sol. Energy Mater., **11**, 57 (1984).
- [7] L. Makhova. R. Szargan. Thin Sol. Films, **472**, 157 (2005).
- [8] H. Lewerenz, H. Kozlowsky, K.D. Husemann. Nature, **321**, 687 (1986).
- [9] С.В. Труханов, А.В. Труханов, А.Н. Васильев, А.М. Балагуров, Н. Szymczak. ЖЭТФ, **140**, 942 (2011).
- [10] S.V. Trukhanov, A.V. Trukhanov, С.Е. Botez, А.Н. Adair, Н. Szymczak, R. Szymczak. J. Phys.: Condens. Matter., **19**, 266 214 (2007).
- [11] С.В. Труханов, А.В. Труханов, Н. Szymczak. ФНТ, **37**, 585 (2011).
- [12] I.O. Troyanchuk, D.D. Khalyavin, S.V. Trukhanov, G.M. Chobot, H. Szymczak. Письма ЖЭТФ, **70**, 583 (1999).
- [13] И.В. Боднар, С.В. Труханов. ФТП, **45**, 890 (2011).
- [14] С.В. Труханов, А.В. Труханов, А.Н. Васильев, А. Maignan, Н. Szymczak. Письма ЖЭТФ, **85**, 615 (2007).
- [15] V.D. Doroshev, V.A. Borodin, V.I. Kamenev, A.S. Mazur, T.N. Tarasenko, A.I. Tovstolytkin, S.V. Trukhanov. J. Appl. Phys. **104**, 093 909 (2008).
- [16] С.В. Труханов, И.О. Троянчук, А.В. Труханов, И.М. Фита, А.Н. Васильев, А. Maignan, Н. Szymczak. Письма ЖЭТФ, **83**, 36 (2006).
- [17] С.В. Труханов, А.В. Труханов, А.Н. Васильев, Н. Szymczak. ЖЭТФ, **138**, 236 (2010).
- [18] И.В. Боднар, С.А. Павлюковец, С.В. Труханов, Ю.А. Федотова. ФТП, **46**, 624 (2012).
- [19] И.В. Боднар, М.А. Новикова, С.В. Труханов. ФТП, **47**, 580 (2013).
- [20] 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).
- [21] J.B. Goodenough, Phys. Rev., **100**, 564 (1955).
- [22] T. Kanomata, H. Ido, T. Kaneko. J. Phys. Soc. Jpn., **34**, 554 (1973).
- [23] B.S. Son, S.J. Kim, C.S. Kim, M.H. Jung, Y. Jo. J. Korean Phys. Soc., **52**, 1077 (2008).
- [24] 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).
- [25] S.V. Trukhanov, A.V. Trukhanov, H. Szymczak. J. Phys. Chem. Sol., **67**, 675 (2006).
- [26] J.L. Dormann, M. Seqqat, D. Fiorani, M. Nogues, J.L. Soubeyroux, S.C. Bhargava, P. Renaudin. Hyp. Inter., **54**, 503 (1990).
- [27] V. Sagredo, M.C. Mororon, L. Betancourt, G.E. Delgado. J. Magn. Magn. Mater., **312**, 294 (2007).
- [28] С.В. Труханов. ЖЭТФ, **128**, 597 (2005).
- [29] S. Nafis, J.A. Woollam, Z.S. Shan, D.J. Sellmyer. J. Appl. Phys., **70**, 6050 (1991).

- [30] C.P. Bean, J.D. Livingstone. J. Appl. Phys., **30**, S120 (1959).
[31] S.V. Trukhanov, I.O. Troyanchuk, I.M. Fita, H. Szymczak, K. Borner. J. Magn. Magn. Mater., **237**, 276 (2001).
[32] С.В. Труханов. ЖЭТФ, **127**, 107 (2005).

Редактор Т.А. Полянская

Magnetic properties of single crystals of solid state $(\text{FeIn}_2\text{S}_4)_{1-x}(\text{CuIn}_5\text{S}_8)_x$

I.V. Bodnar*, S.V. Trukhanov⁺

* Belorussian State University
of Informatic and radioelectronics,
220013 Minsk, Belorussia

⁺ Belorussian National Academy
of Sciences for Material Sciences,
220072 Minsk, Belorussia

Abstract The magnetic properties investigations for the $(\text{FeIn}_2\text{S}_4)_{1-x}(\text{CuIn}_5\text{S}_8)_x$ solid solutions single crystals in 5–300 K temperature and 0–14 T field ranges are carried out. It is established that the almost all from the solid solutions are paramagnets down to lowest ~ 5 K temperatures. It is shown that the ground magnetic phase state of investigated solid solution is spin glass state with freezing temperature monotonically increased with Fe^{2+} cation concentration increase. Most likely reasons and magnetic state formation mechanism for the $(\text{FeIn}_2\text{S}_4)_{1-x}(\text{CuIn}_5\text{S}_8)_x$ solid solutions single crystals.