

Магнитные и электрические свойства монокристаллов $\text{Fe}_{0.9}\text{Ag}_{0.1}\text{In}_{2.3}\text{S}_{4.4}$

© И.В. Боднар^{*†}, С.В. Труханов⁺, Т.Г. Баругу^{*}

^{*} Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, 220013 Минск, Белоруссия

⁺ Научно-практический центр Национальной академии наук Белоруссии по материаловедению, 220072 Минск, Белоруссия

(Получена 3 марта 2015 г. Принята к печати 9 марта 2015 г.)

Проведены исследования магнитных и электрических свойств монокристалла $\text{Fe}_{0.9}\text{Ag}_{0.1}\text{In}_{2.3}\text{S}_{4.4}$ в интервале температур 4–300 К и полях 0–14 Тл. Установлено, что исследованный образец является парамагнетиком. В основном состоянии обнаружены ферромагнитные корреляции ближнего порядка, характерные для спинового стекла с температурой замерзания в области 10 К. Температура магнитного упорядочения составляет 15 К. Исследованный образец является полупроводником с удельным электросопротивлением 3.5 кОм·см при комнатной температуре. Предложен механизм образования магнитного и электрического состояний для монокристалла $\text{Fe}_{0.9}\text{Ag}_{0.1}\text{In}_{2.3}\text{S}_{4.4}$.

1. Введение

Магнитные полупроводники типа $\text{AB}_2^{\text{III}}\text{C}_4^{\text{VI}}$ (А — Mn, Fe, Co, Ni; B^{III} — Ga, In; C^{VI} — S, Se, Te) обладают необычным сочетанием физических свойств и являются привлекательными в связи с возможностью их использования в качестве элементной базы в спинтронике, микро- и нанoeлектронике, а также широкополосных фотопреобразователей оптического излучения [1–5].

Ранее нами были исследованы магнитные, оптические, электрические и теплофизические свойства тройных соединений FeIn_2S_4 [6,7], MnIn_2S_4 [8], FeIn_2Se_4 [9,10], а также твердых растворов $(\text{In}_2\text{S}_3)_x(\text{MnIn}_2\text{S}_4)_{1-x}$, $(\text{In}_2\text{S}_3)_x(\text{FeIn}_2\text{S}_4)_{1-x}$ [11,12], $(\text{FeIn}_2\text{S}_4)_x(\text{MnIn}_2\text{S}_4)_{1-x}$ [13,14], $(\text{FeIn}_2\text{S}_4)_{1-x}(\text{CuIn}_5\text{S}_8)_x$ [15,16]. В настоящей работе представлены результаты исследования магнитных и электрических свойств монокристалла $\text{Fe}_{0.9}\text{Ag}_{0.1}\text{In}_{2.3}\text{S}_{4.4}$.

2. Методика эксперимента

Кристаллы $\text{Fe}_{0.9}\text{Ag}_{0.1}\text{In}_{2.3}\text{S}_{4.4}$ предварительно синтезировали двухтемпературным методом. Элементарные компоненты (железо, серебро и индий) полупроводниковой степени чистоты в количестве ~ 25 г загружали в кварцевую лодочку, которую располагали в одном конце кварцевой ампулы. В противоположном ее конце находилась сера, взятая с избытком от стехиометрии, необходимым для создания давления ее паров над расплавом ~ 2.0 атм. Откачанную и запаянную ампулу располагали в горизонтальной двухзонной печи. Лодочка с металлическими компонентами находилась в „горячей“ зоне печи, где температуру поддерживали ~ 1420 К, температуру „холодной“ зоны, в которой находилась сера, постепенно повышали со скоростью ~ 50 К/ч до 900 К и выдерживали в течение ~ 2 ч для обеспечения

протекания химической реакции между парами серы и металлическими компонентами. По истечении указанного времени понижали температуру в зоне, где находились металлические компоненты, со скоростью ~ 50 К/ч до 800 К и печь отключали от сети.

Полученные слитки измельчали и перегружали в двойные кварцевые ампулы, из которых внутренняя ампула заканчивалась цилиндрическим капилляром, который обеспечивал формирование монокристаллической затравки. К наружной ампуле снизу приваривали кварцевый стержень, служивший держателем. После вакуумирования ампулы ее помещали в вертикальную однозонную печь с заданным температурным градиентом, в которой проводили выращивание монокристаллов. Температуру печи повышали до ~ 1420 К и для гомогенизации расплава выдерживали при этой температуре 2 ч. После указанного времени выдержки проводили направленную кристаллизацию расплава, понижая температуру печи со скоростью ~ 2 К/ч до полного затвердевания расплава. Для гомогенизации полученных слитков их отжигали при 1020 К в течение 360 ч. Выращенные в таких условиях монокристаллы имели диаметр ~ 16 мм и длину ~ 45 мм, были однородными и гомогенными, что было установлено методами микрорентгеноспектрального и рентгеновского анализов.

Поэлементный состав выращенных монокристаллов $\text{Fe}_{0.9}\text{Ag}_{0.1}\text{In}_{2.3}\text{S}_{4.4}$ определяли с помощью микрозондового рентгеноспектрального анализа на установке „Самеса-SX100“.

Равновесность монокристаллов определяли рентгеновским методом. Угловые положения линий дифракционного спектра записывали на рентгеновском дифрактометре ДРОН-3М в $\text{CuK}\alpha$ -излучении с графитовым монохроматором.

Исследования удельного магнитного момента и удельного электросопротивления были выполнены с помощью универсальной криогенной высокополевого измерительной системы (Liquid Helium Free High Field Measurement

[†] E-mail: chemzav@bsuir.by

System by Cryogenic Ltd, London, UK) в интервале температур 5–300 К и полей 0–14 Тл [17]. Магнитные 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) [18]. Измерения удельного магнитного момента в режиме полевого охлаждения (FC) проводили в прямом и обратном направлении изменения температуры. Температуру замерзания магнитных моментов ферромагнитных кластеров (T_f) определяли как температуру, которая соответствует максимуму ZFC-кривой. Температуры начала расхожимости 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 [19]. 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 (σ_s) определяли по полевой зависимости линейной экстраполяцией к нулевому полю [20].

Температурные и полевые зависимости удельного электросопротивления были измерены стандартным четырехзондовым методом. Контакты формировались с помощью ультразвукового паяльника индиевым припоем. Для измерений использовались высококачественные образцы в форме параллелепипеда со средними размерами $8 \times 4 \times 4$ мм. Направление электрического тока совпадало с длинной стороной образцов. Магнитное поле было приложено параллельно электрическому току в образце. Энергия активации была рассчитана, используя уравнение

$$E_{ac} = 2k_B \left\{ \partial(\ln \rho) / \partial(T^{-1}) \right\},$$

где E_{ac} — энергия активации, k_B — постоянная Больцмана ($8.617 \cdot 10^{-5}$ эВ \cdot К $^{-1}$), ρ — удельное электросопротивление. Магнитосопротивление рассчитывалось в соответствии с формулой

$$MR(\%) = \left\{ [\rho(H) - \rho(0)] / \rho(0) \right\} 100\%,$$

где $MR(\%)$ — отрицательное изотропное магнитосопротивление, выраженное в процентах, $\rho(H)$ — удельное электросопротивление в магнитном поле, $\rho(0)$ — удельное электросопротивление в нулевом магнитном

поле [21]. Анализ экспериментальных данных и численные расчеты выполнены с помощью компьютерной программы Origin 7.5.

3. Результаты и их обсуждение

Результаты микронзондового рентгеноспектрального анализа показали, что содержание элементов в выращенных монокристаллах ($Fe : Ag : In : S = 11.54 : 1.27 : 29.67 : 57.52$ ат%) хорошо согласуется с заданным составом в исходной шихте ($Fe : Ag : In : S = 11.69 : 1.30 : 29.87 : 57.14$ ат%) и не наблюдается значительных отклонений в составе в различных точках монокристаллов, что свидетельствует об их однородности.

Дифрактограмма монокристалла $Fe_{0.9}Ag_{0.1}In_{2.3}S_{4.4}$ представлена на рис. 1. Видно, что на указанной дифрактограмме присутствуют индексы отражений, характерные для кубической структуры шпинели (рис. 1, см. таблицу). Разрешение высокоугловых линий свидетельствует о равновесности выращенных монокристаллов. Параметр элементарной ячейки, рассчитанный методом наименьших квадратов, равен $a = 10.635 \pm 0.005$ Å.

Как известно [6], соединение $FeIn_2S_4$ характеризуется температурой магнитного упорядочения $T_{mo} \approx 22$ К. С увеличением поля температура магнитного упорядочения T_{mo} смещается в сторону высоких температур. Отсутствие различий при измерении FC-кривых в прямом и обратном направлениях изменения температуры указывает на классический магнитный переход II рода [22]. В области 12 К наблюдается уменьшение удельного магнитного момента с уменьшением температуры. Такое поведение характерно для антиферромагнитного состояния [23].

При измерении удельного магнитного момента монокристалла $Fe_{0.9}Ag_{0.1}In_{2.3}S_{4.4}$ обнаружено, что он является парамагнетиком (рис. 2). Удельный магнитный момент монотонно возрастает с уменьшением темпера-

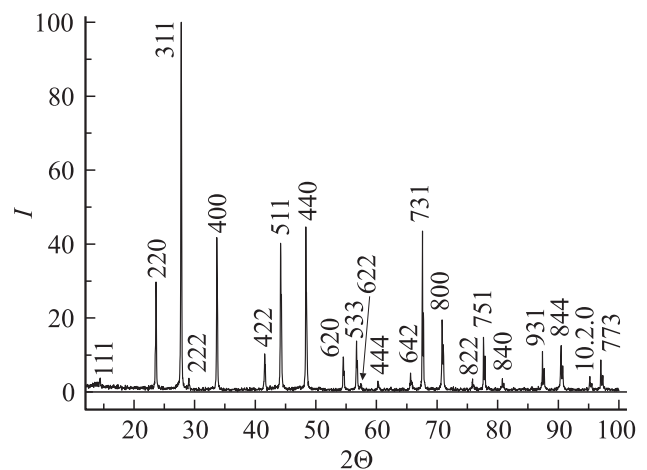


Рис. 1. Дифрактограмма монокристалла $Fe_{0.9}Ag_{0.1}In_{2.3}S_{4.4}$.

Результаты рентгеновского анализа кристаллов $\text{Fe}_{0.9}\text{Ag}_{0.1}\text{In}_{2.3}\text{S}_{4.4}$

№ п. п.	$2\theta_{\text{exp}}$, deg	$2\theta_{\text{calc}}$, deg	d_{exp} , Å	d_{calc} , Å	I/I_0 , %	hkl
1	14.39	14.41	6.14	6.14	4	111
2	23.63	23.64	3.760	3.760	28	220
3	27.78	27.80	3.3066	3.3063	100	311
4	29.04	29.06	3.0701	3.0701	3	222
5	33.67	33.68	2.6588	2.6588	38	400
6	41.56	41.56	2.1709	2.1709	10	422
7	44.20	44.21	2.0467	2.0469	38	511
8	48.36	48.37	1.8805	1.8806	40	440
9	54.52	54.52	1.6817	1.6817	9	620
10	56.70	56.70	1.6218	1.6218	13	533
11	57.42	57.42	1.6034	1.6034	2	622
12	60.23	60.25	1.5350	1.5347	3	444
13	65.63	65.63	1.4213	1.4213	5	642
14	67.58	67.60	1.3850	1.3847	38	731
15	70.84	70.81	1.3291	1.3295	18	800
16	75.86	75.83	1.2531	1.2534	3	822
17	77.68	77.68	1.2282	1.2282	14	751
18	80.76	80.76	1.1889	1.1892	3	840
19	87.39	87.39	1.1150	1.1150	9	931
20	90.46	90.41	1.0850	1.0854	12	844
21	95.21	95.21	1.0429	1.0429	4	10.2.0
22	97.03	97.03	1.0282	1.0282	8	773

туры. Ниже 10 К наблюдается тенденция к насыщению удельного магнитного момента. Температура магнитного упорядочения равняется примерно 15 К. Увеличение магнитного поля от 1 до 5 Тл закономерно увеличивает удельный магнитный момент и температуру магнитного упорядочения [24].

Из полевых зависимостей атомного магнитного момента σ (рис. 3) видно, что вплоть до самых низких температур все они почти линейны, что характерно для антиферромагнитного или парамагнитного состояния. В магнитном поле 14 Тл величина атомного магнитного момента составляет $0.19 \mu_B/\text{f.е.}$ при температуре 300 К возрастая до $0.69 \mu_B/\text{f.е.}$ при температуре 7 К. Двухвалентные катионы железа обладают 4 неспаренными d -электронами. Незначительная величина магнитного момента указывает, скорее всего, на частичное антиферромагнитное упорядочение катионов Fe^{2+} . В низкотемпературной области (~ 7 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 [25]. Такое поведение не соответствует однородному антиферромагнитному состоянию.

Результаты измерения ZFC и FC зависимостей удельного магнитного момента в слабых полях представлены на рис. 4. Установлено, что в низкотемпературной области (< 12 К) ZFC-кривые убывают с понижением температуры быстрее, нежели FC-кривые. При этом ZFC-кри-

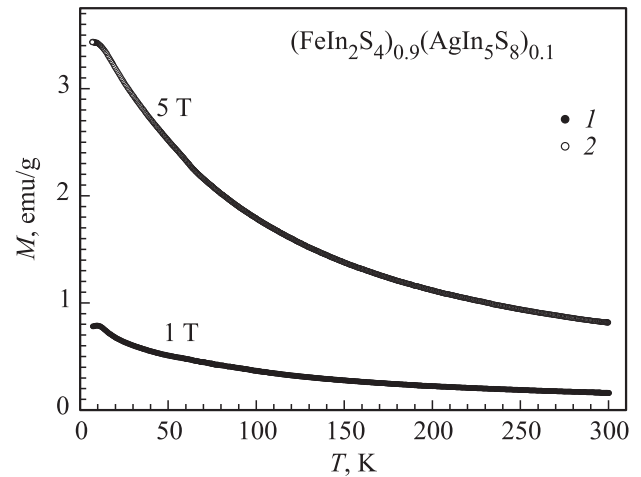


Рис. 2. Температурная зависимость удельного магнитного момента в полях 1 Тл (1) и 5 Тл (2) монокристалла $\text{Fe}_{0.9}\text{Ag}_{0.1}\text{In}_{2.3}\text{S}_{4.4}$.

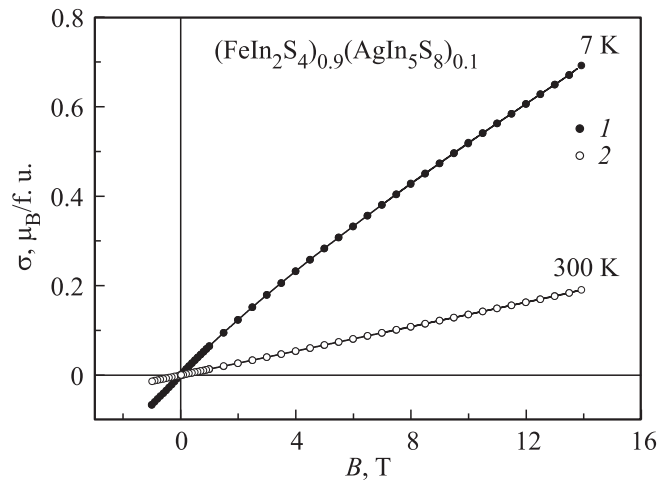


Рис. 3. Полевая зависимость атомного магнитного момента при температурах 7 К (1) и 300 К (2) монокристалла $\text{Fe}_{0.9}\text{Ag}_{0.1}\text{In}_{2.3}\text{S}_{4.4}$.

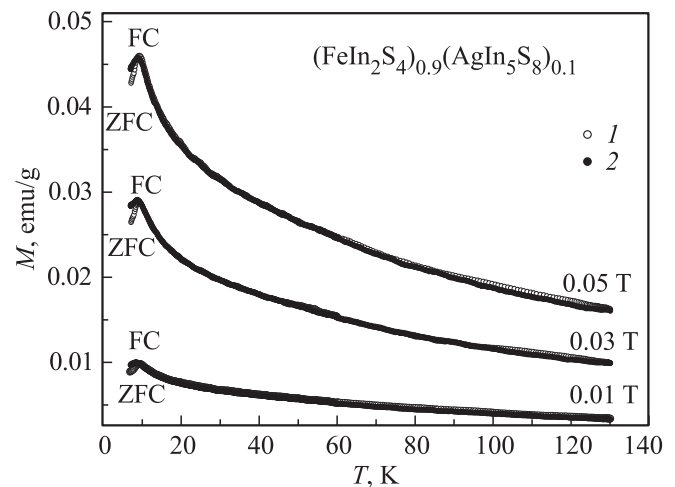


Рис. 4. Температурная зависимость ZFC (светлые кружки) и FC-кривых (темные кружки) удельного магнитного момента в полях 0.01, 0.03, 0.05 Тл монокристалла $\text{Fe}_{0.9}\text{Ag}_{0.1}\text{In}_{2.3}\text{S}_{4.4}$.

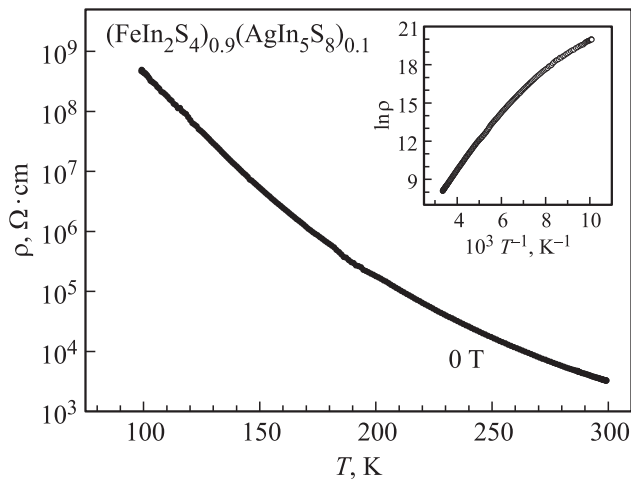


Рис. 5. Температурная зависимость удельного электросопротивления в нулевом поле монокристалла $\text{Fe}_{0.9}\text{Ag}_{0.1}\text{In}_{2.3}\text{S}_{4.4}$. На вставке показана зависимость натурального логарифма удельного электросопротивления от обратной температуры.

вые убывают более резко. На ZFC-кривых наблюдается пик, характерный для магнитного фазового состояния типа спинового стекла [26]. Температура замерзания T_f незначительно возрастает с ростом поля.

На рис. 5 представлена температурная зависимость удельного электросопротивления, которое непрерывно возрастая, с уменьшением температуры демонстрирует активационный характер поведения.

Не наблюдалось каких-либо аномалий на зависимости электросопротивления во всем исследованном температурном интервале. При комнатной температуре (300 К) исследованный образец обладает значением удельного электросопротивления, равным $3.3 \cdot 10^3 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. С понижением температуры наблюдается увеличение удельного электросопротивления на 5 порядков. Магнитосопротивление для всех образцов коррелирует с отсутствием каких-либо аномалий электросопротивления при переходе в магнитоупорядоченное состояние и постепенно возрастает, достигая при низкой температуре своего максимального значения $< 1\%$ в поле 5 Тл. При комнатной температуре магнитосопротивление практически отсутствует. Такое поведение магнитосопротивления обусловлено туннельным характером зарядового транспорта [27].

Следует отметить, что удельное электросопротивление удовлетворительно описывается уравнением $\ln \rho \sim T^{-1}$. На зависимостях $\ln \rho(T^{-1})$ выделяются два линейных участка с разным углом наклона при высоких и низких температурах (см. вставку рис. 5). Низкотемпературная область соответствует примесной проводимости, в то время как высокотемпературная область — собственной. По углу наклона определена энергия активации, которая при комнатной температуре составляет $\sim 0.4 \text{ эВ}$.

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 различают косвенные 180- или 90-градусные обменные взаимодействия, которые могут быть, в зависимости от условий реализации, как ферро-, так и антиферромагнитными [16,20].

Согласно эмпирическим правилам Гуденафа—Канамоори [28–30], для катионов в октаэдрической анионной координации косвенные 180-градусные обменные взаимодействия между магнитными моментами электронов, находящихся на частично заполненных, а также полностью незаполненных энергетических уровнях, являются отрицательными. Поэтому, косвенные обменные взаимодействия $\text{Fe}^{2+} - \text{S}^{2-} - \text{Fe}^{2+}$ с разной координацией катионов Fe^{2+} должны быть преимущественно антиферромагнитными. Антиферромагнитное состояние в соединениях FeIn_2S_4 было обнаружено нами ранее [6], также как и другими авторами [31,32]. Если наблюдается некоторая структурная аномалия, 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, являются положительными.

Таким образом, в разбавленной магнитной подсистеме могут появляться ферромагнитные корреляции ближнего порядка [16]. Конкуренция антиферромагнитных и ферромагнитных взаимодействий между катионами железа приводит к фрустрации обменных связей и образованию однородного магнитного фазового состояния — спинового стекла. Состояние спинового стекла наблюдалось в соединении FeIn_2S_4 [33,34].

Состояние типа кластерного спинового стекла часто наблюдается в неоднородных магнитных системах, таких как сплавы Co-Cu [35]. В них ферромагнитные кластеры внедрены в неферромагнитную матрицу. Средний размер ферромагнитного кластера может быть оценен с помощью соотношения Бина—Ливингстона [36], 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 [37].

4. Заключение

Таким образом, в настоящей работе исследованы магнитные и электрические свойства монокристалла $\text{Fe}_{0.9}\text{Ag}_{0.1}\text{In}_{2.3}\text{S}_{4.4}$. Установлено, что исследованный образец является парамагнетиком. Обнаружено, что часть косвенных обменных взаимодействий в основном состоянии между катионами Fe^{2+} имеет антиферромагнитный характер наряду с наличием ферромагнитных корреляций ближнего порядка. Основным магнитным фазовым состоянием исследуемых составов является состояние спинового стекла с температурой замерзания в области 10 К. Температура магнитного упорядочения составляет 15 К. Исследованный образец является полупроводником с удельным электросопротивлением $3.5 \text{ к}\Omega \cdot \text{см}$ при комнатной температуре. Обсуждаются наиболее вероятные причины и механизм образования магнитного и электрического состояний для монокристалла $\text{Fe}_{0.9}\text{Ag}_{0.1}\text{In}_{2.3}\text{S}_{4.4}$.

Список литературы

- [1] А.В. Огнев, А. Самардак. Вестник ДВО РАН, № 4, 70 (2006).
- [2] З. Метфессель, Д. Маттис. *Магнитные полупроводники* (Москва, Мир, 1972).
- [3] А.В. Ведяев. УФН, **172**, 1458 (2002).
- [4] И.В. Боднар, С.А. Павлюковец, В.Ю. Рудь, Ю.В. Рудь. ФТП, **43**, 1553 (2009). В.Ю. Рудь, Ю.В. Рудь, И.В. Боднар. ФТП, **43**, 1549 (2009).
- [5] И.В. Боднар, С.В. Труханов. ФТП, **45**, 890 (2011).
- [6] И.В. Боднар, С.А. Павлюковец. ФТП, **45**, 1450 (2011).
- [7] I.V. Bodnar, S.V. Trukhanov, S.A. Pauliukavets, M.A. Novikova. *J. Spintronics and Magnetic Nanomater.*, **1**, 75 (2012).
- [8] И.В. Боднар, С.А. Павлюковец, А.В. Данильчик, Е.В. Луценко. ЖПС, **78**, 809 (2011).
- [9] И.В. Боднар, С.А. Павлюковец, С.В. Труханов, Ю.А. Федотова. ФТП, **46**, 624 (2012).
- [10] И.В. Боднар, М.А. Новикова, С.В. Труханов. ФТП, **47**, 580 (2013).
- [11] И.В. Боднар. ФТП, **48**, 1194 (2014).
- [12] И.В. Боднар, С.В. Труханов. ФТП, **45**, 1464 (2011).
- [13] И.В. Боднар. ФТП, **46**, 44 (2012).
- [14] И.В. Боднар, С.В. Труханов. ФТП, **48**, 725 (2014).
- [15] S.V. Trukhanov, I.V. Bodnar, M.A. Zhafar. *J. Magn. Magn. Mater.*, **379**, 22 (2015).
- [16] С.В. Труханов, А.В. Труханов, А.Н. Васильев, Н. Szymczak. ЖЭТФ, **138**, 236 (2010).
- [17] С.В. Труханов, А.В. Труханов, Н. Szymczak. ФНТ, **37**, 585 (2011).
- [18] С.В. Труханов. ФГТ, **53**, 1748 (2011).
- [19] С.В. Труханов, А.В. Труханов, А.Н. Васильев, А. Maignan, Н. Szymczak. Письма в ЖЭТФ, **85**, 615 (2007).
- [20] S.V. Trukhanov, A.V. Trukhanov, H. Szymczak, C.E. Botez, A. Adair. *J. Low Temp. Phys.*, **149**, 185 (2007).
- [21] С.В. Труханов. ЖЭТФ, **127**, 107 (2005).
- [22] 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).
- [23] С.В. Труханов, А.В. Труханов, А.Н. Васильев, А.М. Балгуров, Н. Szymczak. ЖЭТФ, **140**, 942 (2011).
- [24] С.В. Труханов. ЖЭТФ, **128**, 597 (2005).
- [25] С.В. Труханов, А.В. Труханов, С.Г. Степин, Н. Szymczak, С.Е. Botez. ФГТ, **50**, 849 (2008).
- [26] S.V. Trukhanov, A.V. Trukhanov, C.E. Botez, A.H. Adair, H. Szymczak, R. Szymczak. *J. Phys.: Condens. Matter.*, **19**, 266 214 (2007).
- [27] J.B. Goodenough. *Phys. Rev.*, **100**, 564 (1955).
- [28] J. Kanamori. *J. Phys. Chem. Sol.*, **10**, 87 (1959).
- [29] J.B. Goodenough, A. Wold, R.J. Arnett, N. Menyuk. *Phys. Rev.*, **124**, 373 (1961).
- [30] T. Kanomata, H. Ido, T. Kaneko. *J. Phys. Soc. Jpn.*, **34**, 554 (1973).
- [31] B.S. Son, S.J. Kim, C.S. Kim, M.H. Jung, Y. Jo. *J. Korean Phys. Soc.*, **52**, 1077 (2008).
- [32] J.L. Dormann, M. Seqqat, D. Fiorani, M. Nogues, J.L. Soubeyroux, S.C. Bhargava, P. Renaudin. *Hyperfine Interactions*, **54**, 503 (1990).
- [33] V. Sagredo, M.C. Mororon, L. Betancourt, G.E. Delgado. *J. Magn. Magn. Mater.*, **312**, 294 (2007).
- [34] S. Nafis, J.A. Woollam, Z.S. Shan, D.J. Sellmyer. *J. Appl. Phys.*, **70**, 6050 (1991).
- [35] C.P. Bean, J.D. Livingstone. *J. Appl. Phys.*, **30**, S120 (1959).
- [36] S.V. Trukhanov, A.V. Trukhanov, H. Szymczak. *J. Phys. Chem. Sol.*, **67**, 675 (2006).

Редактор Т.А. Полянская

The magnetic and electrical properties investigations for the $\text{Fe}_{0.9}\text{Ag}_{0.1}\text{In}_{2.3}\text{S}_{4.4}$

I.V. Bodnar*, S.V. Trukhanov⁺, T.H. Barugu*

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

⁺ Science-practic Centre of National Academy of Science at Material, 220072 Minsk, Belorussia

Abstract The magnetic and electrical properties investigations for the $\text{Fe}_{0.9}\text{Ag}_{0.1}\text{In}_{2.3}\text{S}_{4.4}$ single crystal in 5–300 K temperature and 0–14 T field ranges are carried out. It is established that the sample studied is paramagnet. In ground state the ferromagnetic correlations of the short-range order typical for the spin glass with freezing temperature in range of 10 K are detected. The magnetic ordering temperature is 15 K. The sample studied is semiconductor with $3.5 \text{ k}\Omega \cdot \text{cm}$ resistivity at room temperature. The magnetic and electrical states formation mechanism for the $\text{Fe}_{0.9}\text{Ag}_{0.1}\text{In}_{2.3}\text{S}_{4.4}$ single crystal is proposed.