

Зонная структура перовскитоподобных фаз $A(\text{Sn}_{1-x}\text{M}_x)\text{O}_3$ ($A = \text{Ca}, \text{Sr}, \text{Ba}$; $M = \text{Mn}, \text{Fe}, \text{Co}$): поиск новых магнитных полуметаллов

© И.Р. Шеин[¶], В.Л. Кожевников, А.Л. Ивановский

Институт химии твердого тела Уральского отделения Российской академии наук,
620219 Екатеринбург, Россия

(Получена 21 июля 2005 г. Принята к печати 6 марта 2006 г.)

Полнопотенциальным методом LAPW в формализме LSDA выполнен теоретический поиск новых магнитных полуметаллов на основе немагнитного полупроводника SrSnO_3 , легированного магнитными ионами $M = \text{Mn}, \text{Fe}, \text{Co}$. Обнаружено, что в отличие от $\text{Sr}_2\text{SnMnO}_6$ (ферромагнитный полупроводник) и $\text{Sr}_2\text{SnCoO}_6$ (ферромагнитный металл) перовскит $\text{Sr}_2\text{SnFeO}_6$ является ферромагнитным полуметаллом: его электронный спектр содержит запрещенную щель (~ 0.7 эВ) для низкоспиновой и имеет металлоподобный тип для высокоспиновой подсистем. Для изоэлектронных аналогов $\text{SrSnO}_3\text{--CaSnO}_3$ и BaSnO_3 — показано, что их легирование железом (составы $\text{Ca}_2\text{SnFeO}_6$ и $\text{Ba}_2\text{SnFeO}_6$) также обеспечивает достижение полуметаллического состояния этих систем. Высказано предположение, что твердые растворы $A(\text{Sn}_{1-x}\text{Fe}_x)\text{O}_3$ ($A = \text{Ca}, \text{Sr}, \text{Ba}$) могут стать первыми представителями новой группы материалов спиновой электроники.

PACS: 71.20.Ps, 71.28.+d, 75.50.Dd

1. Введение

Перовскитоподобные оксиды образуют один из наиболее интересных классов материалов, обладающих чрезвычайно разнообразными электромагнитными свойствами. Среди них известны ферроэлектрики (PbTiO_3 , BiFeO_3), ферромагнетики (SrCoO_3 , SrRuO_3), антиферромагнетики (LaCrO_3 , $\text{La}_2\text{CoIrO}_6$) и ферримагнетики ($\text{La}_2\text{CrFeO}_6$), спиновые стекла ($\text{SrMn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_{3-y}$), сверхпроводники ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$), парамагнитные металлы (CaRuO_3), полупроводники (SrTiO_3 , BaSnO_3), ионные и смешанные электрон-ионные проводники ($\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{Mg}_{0.2}\text{O}_3$) и т.д.

В последнее время перовскитоподобные фазы привлекают внимание при поиске и создании новых материалов со спиновой проводимостью — так называемых магнитных полуметаллов (МПМ) [1]. Эти системы характеризуются ненулевой плотностью носителей на уровне Ферми (E_F) для одной из спиновых подсистем, $N \uparrow(E_F) > 0$, и наличием энергетической щели в спектре противоположной спиновой подсистемы $N \downarrow(E_F) = 0$ (см. [1,2]). Особое значение МПМ получили в связи с развитием спиновой электроники (спинтроники) и большим вниманием, уделяемым проблемам генерации и инжекции спин-поляризованных носителей, спиновой динамики и спин-поляризованного транспорта (см. обзор [3]).

В настоящее время известно два способа создания ферро-, антиферро- и ферримагнитных полуметаллов на основе перовскитоподобных магнетиков AMO_3 , где A — щелочноземельные или редкоземельные элементы, M — переходные металлы с открытыми оболочками d^n ($1 \leq n \leq 9$). Искомое условие $N \uparrow(E_F) > 0$ и $N \downarrow(E_F) = 0$ достигается легированием: немагнитной подрешетки A ионами немагнитных металлов

(например, $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$, $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ [2,4]) или магнитной подрешетки M ионами магнитных металлов ($\text{Sr}_2\text{FeMoO}_6$, $\text{Sr}_2\text{FeReO}_6$, La_2VCuO_6 , $\text{Ca}_2\text{FeReO}_6$ и т.д. [2,5,6]). Рассматривают также комбинированный вариант — например, системы типа LaAVMoO_6 ($A = \text{Ca}, \text{Sr}, \text{Ba}$) [7].

В данной работе предложен иной подход для создания перовскитоподобных МПМ, предполагающий легирование немагнитных полупроводников AVO_3 (где V — ионы p^n - или d^0 -элементов) ионами магнитных металлов M . Отметим, что схожий вариант получения МПМ рассмотрен для более простой системы — при легировании анатазной модификации TiO_2 кобальтом [8].

В качестве исходных немагнитных матриц рассмотрены полупроводники — перовскитоподобные станнаты ASnO_3 ($A = \text{Ca}, \text{Sr}, \text{Ba}$), легирующими элементами выступают атомы $M = \text{Mn}, \text{Fe}, \text{Co}$.

2. Модели и метод расчета

Перовскит SrSnO_3 при обычных условиях имеет орторомбическую структуру (пространственная группа $Pm\bar{c}n$). При 905 К происходит фазовый переход в тетрагональную (пространственная группа $14/m\bar{c}m$), при 1295 К — в высокотемпературную кубическую фазу (пространственная группа $Fm\bar{3}m$) [9]. Низкотемпературная орторомбическая фаза является широкощелевым полупроводником с энергией запрещенной щели ~ 4.1 эВ [10]. Перовскиты CaSnO_3 и BaSnO_3 в равновесных условиях имеют орторомбическую и кубическую структуру, с величиной запрещенной щели 4.4 и 3.1 эВ соответственно (см. [10]).

Указанные перовскиты привлекли внимание как конденсаторные и керамические материалы для электроники [11]; смешанные оксиды (SrSnO_3 , BaSnO_3)—(WO_3 ,

[¶] E-mail: shein@ihim.uran.ru

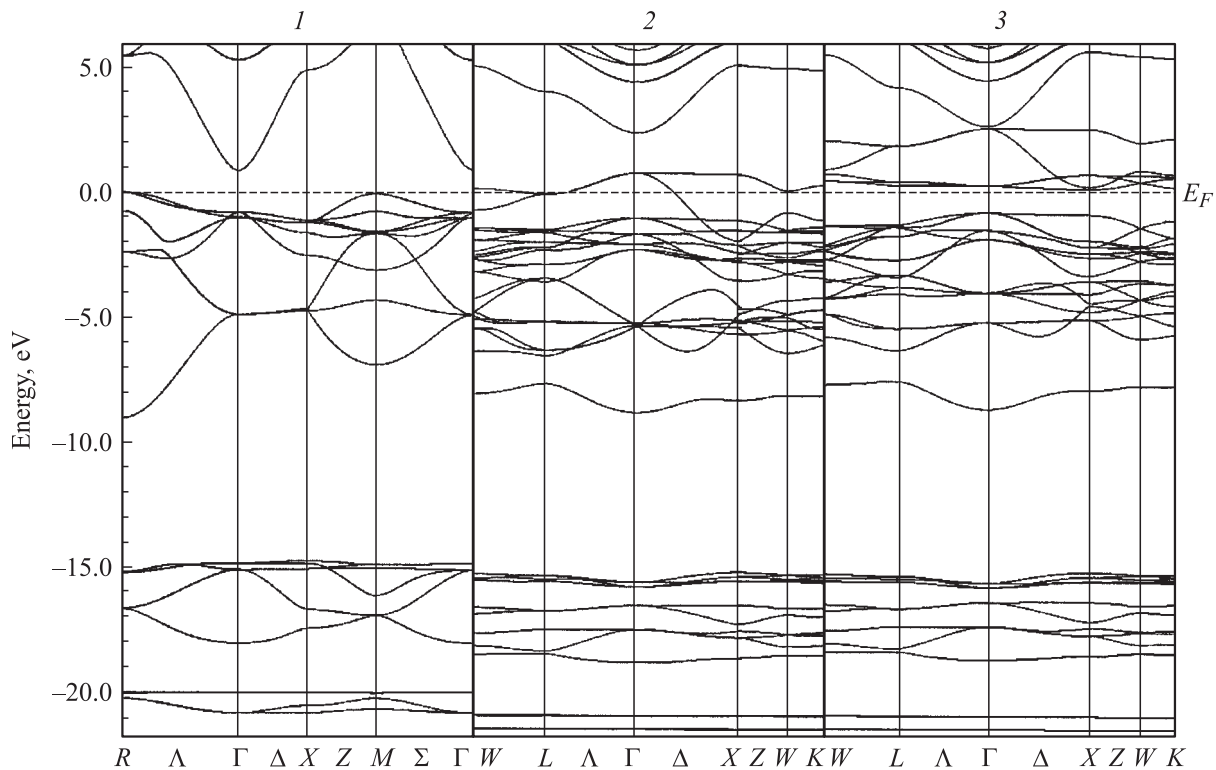


Рис. 1. Энергетические зоны: 1 — SrSnO_3 ; 2, 3 — ферромагнитный полуметалл $\text{Sr}_2\text{SnFeO}_6$, спин „вверх“ (2) и спин „вниз“ (3).

Fe_2O_3) оказались перспективными для применения в газовых датчиках емкостного типа — например, сенсоров NO при повышенных температурах [12,13]. Изучалась возможность легирования станнатов ASnO_3 переходными d -металлами: были синтезированы твердые растворы с участием кобальта ($\text{Sr}_{1-x}\text{La}_x\text{Sn}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_3$ [14]) и железа ($\text{Sr}(\text{Sn}_{1-x}\text{Fe}_x)\text{O}_{3-y}$ [15,16]). Обнаружено, что для твердого раствора $\text{Sr}(\text{Sn}_{1-x}\text{Fe}_x)\text{O}_{3-y}$ с ростом отношения $[\text{Fe}]/[\text{Sn}]$ проводимость меняется от ионно-электронного к электронному типу. В области концентраций $0.4 < x < 0.9$ эти твердые растворы имеют кубическую структуру [15,16]. Детальных исследований электронных и магнитных свойств этих материалов не проводилось.

В данной работе на первом этапе мы рассмотрели реально синтезированный [15,16] твердый раствор $\text{Sr}(\text{Sn}_{1-x}\text{Fe}_x)\text{O}_3$ эквимолярного состава, $[\text{Sn}]/[\text{Fe}] = 1$, и выполнили расчеты электронных и магнитных свойств „двойного“ кубического перовскита формальной стехиометрии $\text{Sr}_2\text{SnFeO}_6$, которые анализируем в сравнении с кубической высокотемпературной фазой SrSnO_3 . Было установлено, что данный перовскит является ферромагнитным полуметаллом (ФМПМ). Был предпринят дальнейший поиск родственных полуметаллических материалов: а) на основе SrSnO_3 — при частичном замещении олова на кобальт или марганец и б) на основе CaSnO_3 и BaSnO_3 — при их легировании железом. Для этого были рассчитаны двойные перовскиты формальных составов $\text{Se}_2\text{SnCoO}_6$, $\text{Sr}_2\text{SnMnO}_6$, $\text{Ca}_2\text{SnFeO}_6$ и $\text{Ba}_2\text{SnFeO}_6$.

Расчеты проведены в рамках формализма теории функционала локальной спиновой плотности (LSDA) полнопотенциальным методом FLAPW (код WIEN2k) [17] в приближении градиентной аппроксимации (GGA) [18]. Разложение кристаллического потенциала и зарядовой плотности внутри МТ-сфер проводили до орбитального квантового числа $l_{\text{max}} = 10$; для несферических вкладов в зарядовую плотность и потенциал — до $l_{\text{max}} = 4$. В области между МТ-сферами потенциалы представлены в виде разложения в ряды Фурье с суммированием по векторам обратной решетки до максимальной величины вектора $G_{\text{max}} = 12$. Параметр разложения по плоским волнам $R_{\text{mt}} \times K_{\text{max}} = 9$ (R_{mt} — наименьший радиус МТ-сферы, K_{max} — максимальный вектор в разложении электронной плотности по плоским волнам). Структурные параметры всех систем оптимизированы по условию достижения минимума энергии с точностью до 0.01 мэВ по сетке $10 \times 10 \times 10$.

3. Результаты

Энергетические зоны кубической фазы SrSnO_3 представлены на рис. 1. Видно, что SrSnO_3 является полупроводником с непрямой запрещенной щелью ~ 1.03 эВ. Потолок валентной зоны расположен в точках M и R зоны Бриллюэна, дно зоны проводимости — в центре зоны Бриллюэна (точка Γ); основные вклады в области нижнего и верхнего краев энергетической щели вносят состояния $O\ 2p$ и $\text{Sn}\ 5s$ соответственно. Зоны с энергией

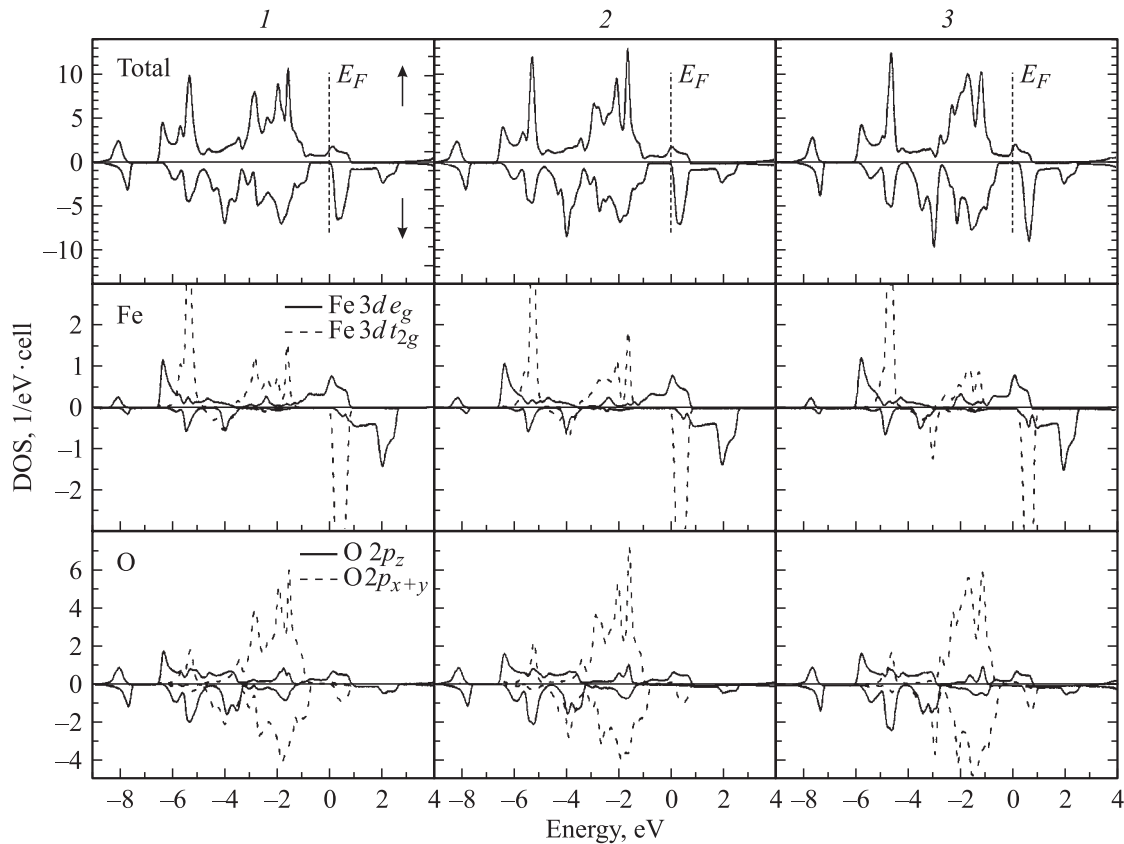


Рис. 2. Полные и парциальные (Fe 3d и O 2p) плотности состояний с проекциями спина „вверх“ (\uparrow) и „вниз“ (\downarrow) для ферромагнитных полуметаллов: 1 — $\text{Ca}_2\text{SnFeO}_6$, 2 — $\text{Sr}_2\text{SnFeO}_6$, 3 — $\text{Ba}_2\text{SnFeO}_6$.

ниже -9 эВ ($E_F = 0$ эВ) и малой дисперсией $E(k)$ относятся к квазиостовным состояниям стронция и кислорода. Гибридные зоны (от -9 эВ до E_F) составлены преимущественно связывающими состояниями O 2p и внешними s-, p-, d-орбиталями олова. Вклад состояний Sr 5s, 5p в занятую область спектра мал, т.е. стронций находится в катионной форме, близкой к Sr^{2+} . Нижняя зона проводимости для кубической фазы SrSnO_3 обладает значительной дисперсией $E(k)$, что указывает, в частности, на повышенную подвижность носителей, которую можно ожидать при электронном допировании станната.

Энергетические зоны для ферромагнитного состояния двойного перовскита $\text{Sr}_2\text{SnFeO}_6$, приведенные на рис. 1, наглядно свидетельствуют об изменении спектра SrSnO_3 при частичном замещении в его составе $\text{Sn} \rightarrow \text{Fe}$. Видно, что для $\text{Sr}_2\text{SnFeO}_6$ зоны с проекцией спина „вверх“ (\uparrow) пересекают уровень Ферми (в направлениях $\Gamma-X$ и $W-L$ зоны Бриллюэна) и формируют металлоподобный спектр, характерный как для чистого Fe, так и для магнетика SrFeO_3 (см. [19]). Напротив, зоны с проекцией спина „вниз“ (\downarrow) полностью разделены щелью на занятые и свободные (ширина щели ~ 0.7 эВ). Потолок верхней занятой зоны расположен в точке Γ , дно нижней свободной зоны — в точке X зоны Бриллюэна.

Обсудим структуру магнитных зон $\text{Sr}_2\text{SnFeO}_6$ более детально с помощью приведенных на рис. 2 полной и парциальных плотностей состояний (DOS). Для низкоспиновой подсистемы орбитали Fe 3d \downarrow полностью разделены на группы занятых связывающих ($e_g\downarrow, t_{2g}\downarrow$) и свободных антисвязывающих ($e_g\downarrow^*, t_{2g}\downarrow^*$) состояний; спектр имеет полупроводниковый тип. Вблизи нижнего и верхнего краев запрещенной щели располагаются занятые $t_{2g}\downarrow$ и свободные $t_{2g}\downarrow^*$ состояния, причем для $\text{Sr}_2\text{SnFeO}_6$ нижний край щели, как и для исходного перовскита SrSnO_3 , составлен исключительно O 2p-состояниями. Для высокоспиновой подсистемы Fe 3d \uparrow состояния $e_g\uparrow$ делокализованы по всей ширине занятой полосы и участвуют в организации гибридных pd_π -взаимодействий Fe–O. Состояния типа $t_{2g}\uparrow$ (участвуют в pd_π -связях Fe–O) располагаются в достаточно узких энергетических интервалах вблизи -5.2 эВ и в области $-(3.5-2)$ эВ ниже E_F . Выше уровня Ферми расположены $e_g\uparrow^*$ -орбитали. Спектр имеет металлический тип. В целом видно, что для $\text{Sr}_2\text{SnFeO}_6$ формируется типичная картина полуметаллического состояния системы, и проводимость будет осуществляться исключительно за счет Fe $e_g\uparrow$ -состояний.

Эффекты спиновой поляризации приводят к формированию на атомах Fe значительных магнитных моментов ($\sim 3.2\mu_B$) — больших, чем в металлоподобном SrFeO_3

Таблица 1. Оптимизированные структурные параметры ячейки (a) и релаксации кислородной подрешетки (u), ширина запрещенной щели (ЗЩ), магнитные моменты на атомах (ММ). Расчеты методом FLAPW

Система	$a, \text{Å}$	$u, \text{Å}^*$	ЗЩ, эВ**	ММ, μ_B	
				М	О
SrSnO ₃ (кубический)	4.111	0.250	1.03	–	0
Sr ₂ SnMnO ₆	7.945	0.259	0.21	2.52	0.03
Sr ₂ SnFeO ₆	7.997	0.258	п/м	3.23	0.08
Sr ₂ SnCoO ₆	7.910	0.259	м	0.94	0.04
Ca ₂ SnFeO ₆	7.996	0.257	п/м	3.17	0.08
Ba ₂ SnFeO ₆	7.810	0.258	п/м	3.15	0.08

Примечание. Магнитные моменты щелочноземельных атомов и олова во всех фазах $< 0.03 \mu_B$. *Координаты атомов: Sn (0,0,0); Mn, Fe, Co (1/2, 0,0); Ca, Sr, Ba (1/4, 1/4, 1/4); O (0, u , 0), где u — сдвиги атомов кислорода из „идеальных“ позиций кубического перовскита $d_{\text{Sn-O}}/a = 0.250$ ($d_{\text{Sn-O}}$ — расстояние Sn–O). **м — металл, п/м — полуметалл.

Таблица 2. Плотности состояний на уровне Ферми для зоны со спином „вверх“, $N \uparrow(E_F)$, и величины запрещенной щели для зоны со спином „вниз“, ЗЩ(\downarrow), для полуметаллов Ca₂SnFeO₆, Sr₂SnFeO₆ и Ba₂SnFeO₆. Расчеты методом FLAPW

Параметр/фаза		Ca ₂ SnFeO ₆	Sr ₂ SnFeO ₆	Ba ₂ SnFeO ₆
$N \uparrow(E_F)^*$, состояний/эВ · спин	Полная	1.456	1.532	1.373
	Fe e_g	0.600	0.645	0.519
	O p_z	0.517	0.512	0.441
	O $p_{x,y}$	0.112	0.115	0.167
	Sn p	0.024	0.026	0.022
ЗЩ(\downarrow), эВ		0.60	0.71	0.63

Примечание. *Вклады всех остальных состояний в $N \uparrow(E_F) < 0.005$ состояний/эВ · спин.

(2.97–3.00 μ_B [19]). Кроме того, в Sr₂SnFeO₆ за счет перекрытия орбиталей Fe 3d–O 2p происходит поляризация состояний кислорода с образованием на этих атомах индуцированных магнитных моментов $\sim 0.08 \mu_B$. Магнитные моменты других атомов (Sn, Sr) крайне малы ($< 0.1 \mu_B$).

Следующим этапом явился анализ зонной структуры двойных перовскитов Sr₂SnMO₆, где M = Co или Mn. Обнаружено (см. табл. 1, 2), что в отличие от Sr₂SnFeO₆ в данных системах формирование магнитного полуметаллического состояния не происходит: согласно расчетам, Sr₂SnMnO₆ является ферромагнитным полупроводником с шириной щели ~ 0.21 эВ, тогда как Sr₂SnCoO₆ — ферромагнитный металл.

Напротив, замещение части узлов подрешетки олова на ионы железа в перовскитах CaSnO₃ и BaSnO₃ приводит к образованию для данных систем типичной картины полуметаллического состояния. Как видно из рис. 2, для Ca₂SnFeO₆ и Ba₂SnFeO₆: 1) спектр низкоспиновых состояний содержит запрещенную щель, 2) спектр вы-

сокспиновых состояний имеет металлоподобный вид, 3) плотность состояний на уровень Ферми определяется состояниями Fe $e_g \uparrow$.

Тип щелочноземельного металла (A = Ca, Sr или Ba) влияет на структурные, электронные и магнитные характеристики прогнозируемых ФМПМ весьма незначительно. Из данных табл. 1, 2 следует, что магнитный момент на атомах Fe для всех фаз A₂SnFeO₆ меняется не более чем на 0.08 μ_B , малые индуцированные магнитные моменты на атомах кислорода практически сохраняются, плотности состояний на уровне Ферми для высокоспиновых систем $N \uparrow(E_F)$ меняются не более чем на 10%. Достаточно стабильным оказывается и орбитальный состав $N \uparrow(E_F)$, определяемый вкладами высокоспиновых состояний Fe e_g и O 2p (табл. 2). Примечательно, что изменение ширины запрещенной щели в низкоспиновых системах ФМПМ A₂SnFeO₆ в зависимости от типа атома A происходит в пределах ± 0.1 эВ в отличие от исходных полупроводниковых ASnO₃, где изменение запрещенной щели достигает ± 1.3 эВ (см. [10]). Таким образом, электронные и магнитные характеристики ФМПМ A₂SnFeO₆ весьма устойчивы по отношению к изменению состава подрешетки щелочноземельных элементов, а в формировании состояния ФМПМ фаз A₂SnFeO₆ определяющую роль играют эффекты орбитальных и спиновых взаимодействий в подрешетках кислорода, олова и железа.

4. Заключение

Проведенные исследования электронной структуры перовскитов (Ca, Sr, Ba)SnO₃, легированных Co, Fe и Mn, позволили обнаружить новую группу ферромагнитных полуметаллов — двойных перовскитов Ca₂SnFeO₆, Sr₂SnFeO₆ и Ba₂SnFeO₆, которые могут стать перспективными материалами спиновой электроники.

Важно подчеркнуть, что прогнозируемые системы ФМПМ, в частности Sr₂SnFeO₆, относятся к достаточно изученным материалам, для которых хорошо разработаны способы синтеза. Очевидный путь регулирования их электронных и магнитных параметров (в области гомогенности твердых растворов типа Sr(Sn_{1-x}Fe_x)O_{3-y}) связан с изменением отношения [Fe]/[Sn] и (или) стехиометрии по кислородной подрешетке. Матрицами, при легировании которых ионами Fe можно ожидать магнитного полуметаллического состояния, могут быть иные известные оловосодержащие полупроводники — например, перовскит CdSnO₃ или пироклоры A₂Sn₂O₇ (A = Y, La, Lu).

В целом полученные результаты показывают, что легирование немагнитной подрешетки перовскитоподобных полупроводников ионами магнитных металлов может стать новым способом получения МПМ. Исследование закономерностей их формирования — в зависимости от состава и структуры систем — составляет ближайшую перспективу наших исследований. Пока лишь

отметим, что в качестве исходных должны выступать перовскитоподобные полупроводники ABO_3 , а при подборе легирующих примесей M (ионов магнитных d^n -металлов) следует учитывать соотношение атомных радиусов элементов B и M r_B/r_M , чтобы для легированных систем соблюдался известный фактор толерантности $0.75 < t < 1.0$, где $t = (r_A + r_O)/\sqrt{2}(r_B + r_O)$ (r_A, r_O — атомные радиусы A и O), и их синтез мог быть осуществлен.

Работа выполнена при финансовой поддержке программы РАН „Водородная энергетика и топливные элементы“.

Список литературы

- [1] В.Ю. Ирхин, М.И. Кацнельсон. Успехи физ. наук, **164**, 705 (1994).
- [2] W.E. Pickett, J.S. Moodera. Phys. Today, **54**, 39 (2001).
- [3] I. Zutic, J. Fabian, S. Das Sarma. Rev. Mod. Phys., **76**, 323 (2004).
- [4] W.E. Pickett, D.J. Singh. Phys. Rev. B, **53**, 1146 (1996).
- [5] W.E. Pickett. Phys. Rev. B, **57**, 10 613 (1996).
- [6] Z. Szotek, W.M. Temmerman, A. Svane, L. Petit, H. Winter. Phys. Rev. B, **68**, 104 411 (2003).
- [7] M.S. Park, B.I. Min. Phys. Rev. B, **71**, 052 405 (2005).
- [8] M.S. Park, S.K. Kwon, B.I. Min. Phys. Rev. B, **65**, R161201 (2002).
- [9] M. Glerup, K.S. Knight, F.W. Poulsen. Mater. Res. Bull., **40**, 507 (2005).
- [10] H. Mizoguchi, H.W. Eng, P.M. Woodward. Inorg. Chem., **43**, 1167 (2004).
- [11] A.M. Azad, M. Hashim, S. Baptist, A. Badri, A.U. Haq. J. Mater. Sci., **35**, 5475 (2000).
- [12] T. Ishihara, H. Fujita, H. Nishiguchi, Y. Takita. Sens. Actuators B, **65**, 319 (2000).
- [13] T. Ishihara, K. Kamakura, H. Nishiguchi, Y. Takita. Electrochem. Sol. St. Lett., **3**, 245 (2000).
- [14] O. Parkash, K.D. Mandal, C.C. Christopher, M.S. Sastry, D. Kumar. J. Mater. Sci., **31**, 4705 (1996).
- [15] P.S. Bearmann, V. Thangadurai, W. Weppner. J. Sol. St. Chem., **174**, 392 (2003).
- [16] V. Thangadurai, P.S. Beurmann, W. Weppner. Mater. Sci. Engin. B, **100**, 18 (2003).
- [17] P. Blacha, K. Schwarz, G.K.H. Madsen et al. *WIEN2k. An Augmented Plane Wave Plus Local Orbitals Program for Calculations Crystal Properties* (Vienna Univ. Technol., Vienna, 2001).
- [18] J.P. Perdew, K. Burke, M. Ernzerhof. Phys. Rev. Lett., **77**, 3865 (1996).
- [19] S.F. Matar. Progr. Sol. St. Chem., **31**, 239 (2003).

Редактор Л.В. Шаронова

Band structure of the perovskite-like $A(\text{Sn}_{1-x}\text{M}_x)\text{O}_3$ ($A = \text{Ca}, \text{Sr}, \text{Ba}$; $M = \text{Mn}, \text{Fe}, \text{Co}$): search of the novel magnetic half-metals

I.R. Shein, V.L. Kozhevnikov, A.L. Ivanovskii

Institute of Solid State Chemistry,
Russian Academy of Sciences, Ural Branch,
620219 Ekaterinburg, Russia

Abstract We present the results of theoretical search of novel magnetic half-metals using the full-potential LAPW method within the local-spin-density approximation (LSDA). We have considered a non-magnetic semiconductor SrSnO_3 that incorporates magnetic transition-metal ions $M = \text{Mn}, \text{Fe}, \text{Co}$. It was found, that as to $\text{Sr}_2\text{SnMnO}_6$ (ferromagnetic semiconductor) and $\text{Sr}_2\text{SnCoO}_6$ (ferromagnetic metal), the perovskite $\text{Sr}_2\text{SnFeO}_6$ exhibited ferromagnetic, semimetallicity: the majority-spin electrons are metallic, whereas the minority-spin electrons are semiconducting with the band gap about 0.7 eV. The Fe doping of the isoelectronic perovskites CaSnO_3 and BaSnO_3 (formal compositions $\text{Ca}_2\text{SnFeO}_6$ and $\text{Ba}_2\text{SnFeO}_6$) leads also to semimetallicity of these systems. Probably, the solid solutions $A(\text{Sn}_{1-x}\text{Fe}_x)\text{O}_3$ ($A = \text{Ca}, \text{Sr}, \text{Ba}$) are the first representatives of a new group of materials promising potential applications in the spintronics.