

УДК 539.21:537.86

Doi: 10.31772/2712-8970-2021-22-1-178-193

Для цитирования: Аплеснин С. С., Зеленов Ф. В., Машков П. П. Влияние электрон-фононного взаимодействия на транспортные свойства в $Tm_xMn_{1-x}S$ // Сибирский аэрокосмический журнал. 2021. Т. 22, № 1. С. 178–193. Doi: 10.31772/2712-8970-2021-22-1-178-193.

For citation: Aplesnin S. S., Zelenov F. V., Mashkov P. P. Effect of electron-phonon interaction on transport properties in $Tm_xMn_{1-x}S$ // Siberian Aerospace Journal. 2021, Vol. 22, No. 1, P. 178–193. Doi: 10.31772/2712-8970-2021-22-1-178-193.

Влияние электрон-фононного взаимодействия на транспортные свойства в $Tm_xMn_{1-x}S$

С. С. Аплеснин*, Ф. В. Зеленов, П. П. Машков

Сибирский государственный университет науки и технологий имени академика М. Ф. Решетнева
Российская Федерация, 660037, г. Красноярск, просп. им. газ. «Красноярский рабочий», 31

*E-mail: aplesnin@sibsau.ru

В твердых растворах $Tm_xMn_{1-x}S$ на основе измерений ИК спектров и коэффициента теплового расширения в интервале температур 80–500 К установлены температуры деформации образца и исчезновения интенсивности поглощения ИК спектров на некоторых частотах. Найдены аномалии в температурном поведении электросопротивления, установлен знак носителей тока и подвижность из коэффициента Холла. Определена корреляция температур температурного коэффициента электросопротивления и деформации решетки. Предложена модель решеточных поляронов. В приближении случайных фаз вычислен спектр электронных возбуждений и плотность электронных состояний при взаимодействии электронов с изгибаемыми и растягивающими модами октаэдра.

Ключевые слова: сульфиды марганца, ИК спектры, коэффициент теплового расширения, электросопротивление, поляроны, электронная плотность состояний.

Effect of electron-phonon interaction on transport properties in $Tm_xMn_{1-x}S$

S. S. Aplesnin*, F. V. Zelenov, P. P. Mashkov

Reshetnev Siberian State University of Science and Technology
31, Krasnoyarskii Rabochi Prospekt, Krasnoyarsk, 660037, Russian Federation

*E-mail: aplesnin@sibsau.ru

In solid solutions $Tm_xMn_{1-x}S$, based on measurements of IR spectra and thermal expansion coefficient in the temperature range 80–500 K, the temperatures of sample deformation and disappearance of the absorption intensity of IR spectra at some frequencies are established. Anomalies in the temperature behavior of the electrical resistance are found, the sign of the current carriers and the mobility are determined from the Hall coefficient. The correlation between the temperatures of coefficient of electrical resistance and lattice deformation has been determined. A model of lattice polarons is proposed. The spectrum

of electronic excitations and the density of electronic states in the interaction of electrons with flexural and tensile modes of the octahedron are calculated in the random phase approximation.

Keywords: manganese sulfides, IR spectra, thermal expansion coefficient, electrical resistance, polarons, electron density of states.

Введение. Для создания элементной базы микроэлектроники, функционирующей в экстремальных условиях в широкой области температур, например, в малых космических аппаратах и наноспутниках, необходимо использовать новые принципы записи, считывания информации и ее обработки. Полупроводниковая электроника имеет ограничения работы как при низких, так и высоких температурах. Использование спиновых степеней свободы электрона расширяет диапазон температур и допускает возможность создавать наноразмерную элементную базу в микроэлектронике. Принцип записи информации основывается на изменении сопротивления в магнитном поле, так и диэлектрической проницаемости в магнитном поле.

Магнитосопротивление активно исследуется в неоднородных полупроводниках с фазовым расслоением [1; 2], сосуществованием кристаллографических фаз [3–7] и ферронов [8–9]. Кроме заряда и спина, необходимо учитывать орбитальные степени свободы электронов и влияние орбитальных угловых моментов электронов на кинетические свойства в полупроводниках [10–15] и формирование электронных фазовых переходов [16–19]. В магнитном поле энергия орбитального полярона зависит от фазы электрона [12]. В результате возможен магниторезистивный эффект в отсутствие статических деформаций решетки. Обменное взаимодействие локализованных и делокализованных электронов приводит к аномалиям в температурной зависимости электросопротивления и к образованию магнитосопротивления, которое наиболее сильно проявляется в соединениях с 4f редкоземельными элементами [20–23]. Спин-орбитальное взаимодействие на интерфейсе в полупроводниках приводит к значительному росту величины магнитосопротивления в парамагнитной области. Существует другой механизм магниторезистивных эффектов в области высоких температур до $T = 600$ К, если учесть орбитальную степень свободы электрона, то в результате ферромагнитного упорядочения орбиталей электронная структура перестраивается и в магнитном поле индуцируется квазищель на поверхности Ферми [24–25].

Магниторезистивные эффекты зависят от типа носителей тока, решеточных или спиновых поляронов, орбитронов. Для этого необходимо провести исследование структурных характеристик и фононных мод колебаний решетки. Электронное или дырочное допирование в сульфидах марганца приводит к вырождению 3d-орбиталей, которое может сниматься за счет Янн–Теллеровского взаимодействия, либо с образованием орбитального или зарядового упорядочения. Транспортные характеристики зависят от типа магнитной структуры, которая в свою очередь может существенно меняться от взаимодействия спиновой и электронной подсистемы с упругой решеткой [26–35].

Зарядовое упорядочение наблюдается в оксидах переходных металлов и привлекает интерес в связи с эффектом гигантского магнитосопротивления в манганитах в $AMnO_3$ ($A = Y; Pr; Nd:::$) [36]. Зарядовая диспропорция является общим свойством для семейства перовскитов $AMeO_3$ ($A = Pr; Nd:::; Me = Mn; Co; Ni$) и тесно связана с резким ростом проводимости ниже некоторой критической температуры. В манганитах при нагревании сначала исчезает орбитальное упорядочение и при более высокой температуре исчезает кооперативное упорядочение Ян – Теллеровских искажений октаэдра [37]. В соединениях $AMnO_3$ ($A = La; Pr; Nd:::$) образуется щель в спектре одночастичных электронных возбуждений, и сопротивление описывается поляронным типом проводимости между этими температурами [37]. Энергия активации находится

в интервале $0,3eV < Ea < 1,2eV$, и проводимость имеет полупроводниковый тип. Спектральный вес оптической проводимости смещается к низким энергиям при нагревании [38], и в решетке сохраняются локальные искажения октаэдра без изменения угла наклона октаэдра в кластере. Рост сопротивления в манганитах ниже температуры Яна–Теллера объясняется диспропорцией ионов марганца [37].

Замещение ионов марганца в сульфиде марганца ионами переменной валентности приведет к вырождению электронных состояний, которое может сниматься в результате Янн–Теллеровского взаимодействия. Что является причиной сильного электрон-фононного взаимодействия и повлияет на резистивные характеристики материала.

Целью работы является установить деформации образца и связать их с аномалиями транспортных свойств, которые можно объяснить в модели взаимодействия носителей тока с модами колебаний октаэдра.

Структура и ИК спектры. Твердые растворы $Tm_xMn_{1-x}S$ получены методом плавления и кристаллизации из расплава поликристаллического сульфида марганца и поликристаллического моносulfида тулия [39–40]. Рентгеноструктурный анализ сульфидов $Tm_xMn_{1-x}S$ ($0,0 \leq X \leq 0,15$) проводился на установке DRON-3 в $CuK\alpha$ -излучении при температуре 300 К после их получения и измерений транспортных свойств. Рентгенограммы соответствуют ГЦК решетке типа NaCl (рис. 1). Рост фона рентгенограммы связан с некогерентным рассеянием на локальных деформациях решетки. С увеличением степени катионного замещения (X) параметр элементарной ячейки a линейно возрастает от $a = 0,55$ до $0,64$ нм.

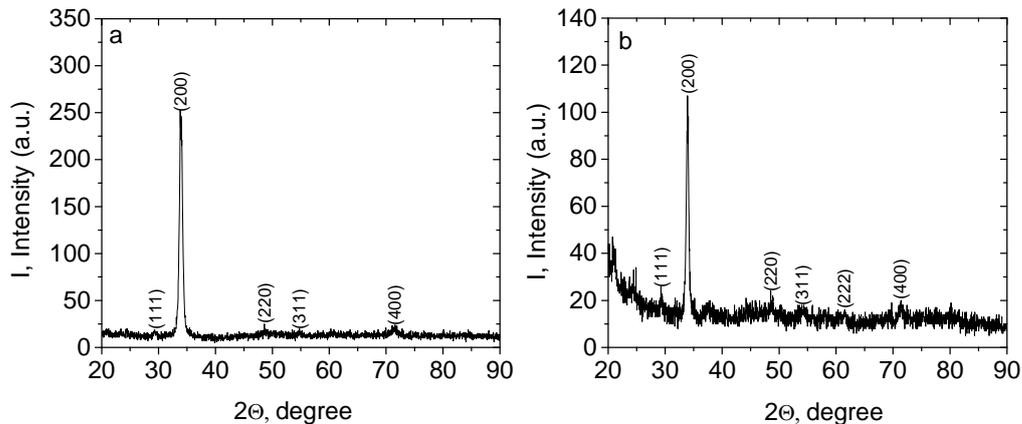


Рис. 1. Рентгеновская дифрактограмма образцов $Tm_{0,1}Mn_{0,9}S$ (a) и $Tm_{0,15}Mn_{0,85}S$ (b) при комнатной температуре

Fig. 1. X-ray diffraction pattern of the $Tm_{0,1}Mn_{0,9}S$ (a) and $Tm_{0,15}Mn_{0,85}S$ (b) samples at room temperature

Влияние замещения ионов тулия, имеющих больший ионный радиус по сравнению с ионами марганца, на структурные характеристики, в частности изменение объема, по температуре определим из коэффициента теплового расширения, температурные зависимости которого представлены на рис. 2. Относительное изменение объема образца от температуры измерено на dilatометре DIL-402C. Для всех составов наблюдаются минимумы в интервале 260–270 К и при высоких температурах 485–495 К величина минимумов растет с ростом концентрации. При этих температурах рост объема образца замедляется. Уменьшение объема образца, по сравнению с асимптотическим продолжением $\Delta V/V(T)$, связано с депиннингом решеточных поляронов выше температуры Дебая $T_D = 250$ К. Небольшие минимумы в $\alpha(T)$ в интервале 355–370 К вызваны

также деформацией решетки. Деформация решетки при $T = 490$ К вызвана электронной сжимаемостью образца в результате локализации электронов.

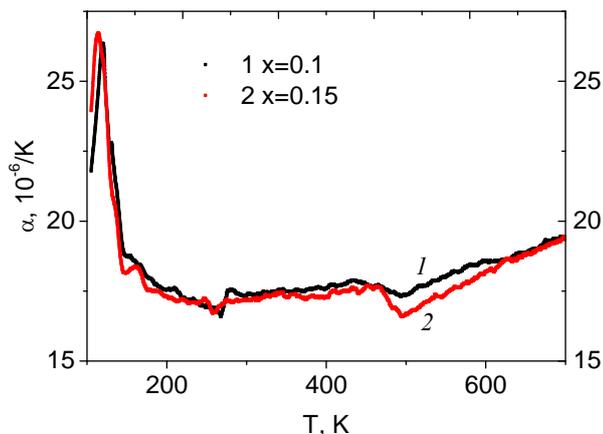


Рис. 2. Температурная зависимость коэффициента термического расширения $\alpha(T)$ для образцов $Tm_xMn_{1-x}S$ при $x = 0,1$ (1), $0,15$ (2)

Fig. 2. The temperature dependence of coefficient of thermal expansion $\alpha(T)$ for the $Tm_xMn_{1-x}S$ samples with $x = 0,1$ (1), $0,15$ (2)

Модель решеточных поляронов подтверждается ИК спектрами, снятыми в интервале частот 450 cm^{-1} – 7500 cm^{-1} и температур 80 – 500 К на Фурье спектрометре ФСМ2202. В этом интервале частот найдено две частоты, интенсивность которых исчезает при нагревании (рис. 3). Для трех составов спектральная линия поглощения в окрестности частоты $\omega_1 = 3116\text{ cm}^{-1}$ (рис. 4) исчезает в интервале температур 240 – 270 К. Решеточный полярон ниже температуры Дебая $T_D = 255$ К для сульфида марганца пиннинггуется на анионных вакансиях. ИК мода на частоте $\omega_1 = 3116\text{ cm}^{-1}$ соответствует энергии перехода электрона из локализованного полярона на вакансию.

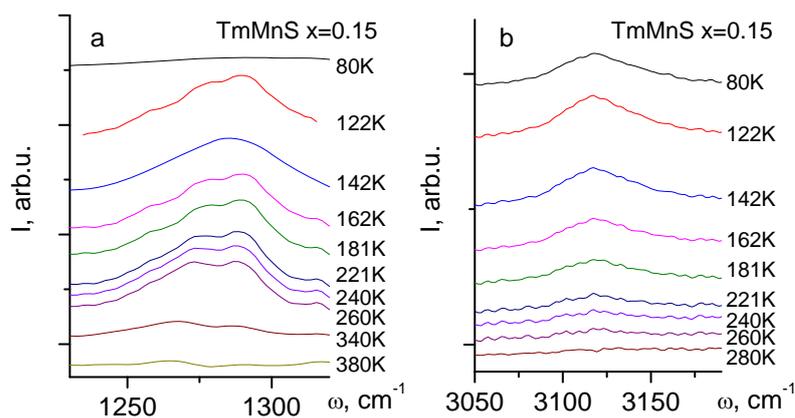


Рис. 3. ИК спектры для образцов $Tm_xMn_{1-x}S$ при $x = 0,15$ (a, b)

Fig. 3. IR spectra for the $Tm_xMn_{1-x}S$ samples with $x = 0,15$ (a, b)

Тепловые колебания ионов, т. е. взаимодействие с акустическими фононами, приводят к депиннингу поляронов, и интенсивность убывает пропорционально плотности акустических фононов $I_{ab} \sim 1-AT$. Эта функция качественно описывает экспериментальные результаты с критической температурой отрыва поляронов от дефектов решетки. Интенсивность поглощения на частоте 1240 – 1320 cm^{-1} связана с пиннингованием оптических поляронов на интерфейсе Mn-Tm.

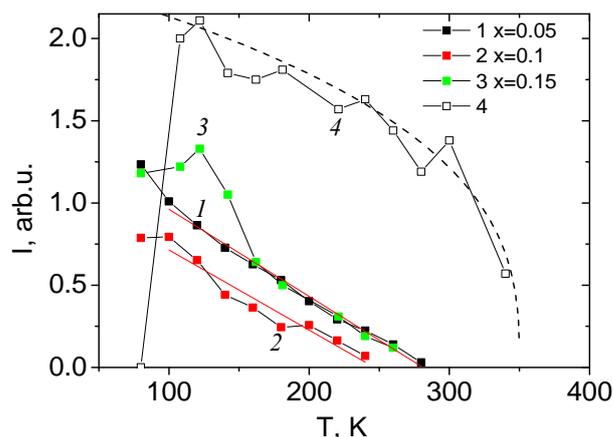


Рис. 4. Температурная зависимость интенсивности ИК спектров для образцов $Tm_xMn_{1-x}S$ при $x = 0,05$ (1), $0,1$ (2), $0,15$ $\omega = 3110 \text{ cm}^{-1}$ (3), $0,15$ $\omega = 1290 \text{ cm}^{-1}$ (4). Степенная функция $I = A(1-T/T_c)^{0,35}$ (пунктирная линия)

Fig. 4. The temperature dependence of the IR spectra intensity for the $Tm_xMn_{1-x}S$ samples with $x = 0.05$ (1), 0.1 (2), 0.15 $\omega = 3110 \text{ cm}^{-1}$ (3), 0.15 $\omega = 1290 \text{ cm}^{-1}$ (4). The power function $I = A(1-T/T_c)^{0,35}$ (dotted line)

Деформация октаэдров на границе кластеров Mn-Tm описывается степенной зависимостью $I = A(1 - T/T_c)^{0,35}$ с температурой $T_c = 350 \text{ K}$. При приближении к температуре $T = 500 \text{ K}$ найдено увеличение интенсивности поглощения на границе интервала частот 450 cm^{-1} .

В окрестности температур решеточных деформаций и пиннингования решеточных полюсов температурный коэффициент электросопротивления $1/R \text{ dR/dT}$ имеет аномалии. На рис. 5 изображены температурные зависимости сопротивления в интервале $100\text{--}600 \text{ K}$.

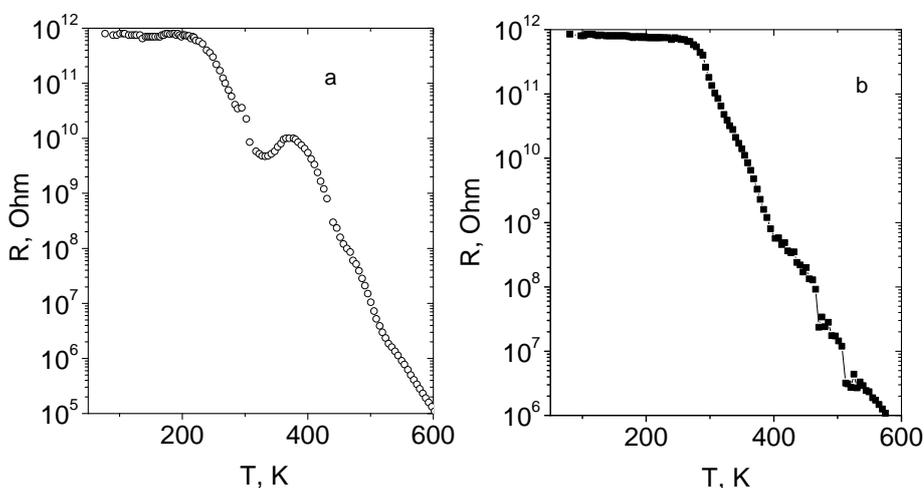


Рис. 5. Зависимость сопротивления от температуры образцов $Tm_xMn_{1-x}S$ при $x = 0,1$ (a), $0,15$ (b)

Fig. 5. Resistance of the $Tm_xMn_{1-x}S$ samples with $x = 0,1$ (a), $0,15$ (b) versus temperature

Для всех трех составов характерно увеличение энергии активации примерно в два раза в интервале температур $340\text{--}370 \text{ K}$ от $\Delta E = 0,3 - 0,4 \text{ eV}$ до $\Delta E = 0,6 - 0,8 \text{ eV}$. В этом интервале температур меняется знак коэффициента Холла (рис. 6) и соответственно тип носителей тока с отрицательного на положительный при нагревании. Смена знака носителей тока также наблюдается ниже температуры перехода в магнитоупорядоченное состояние. Рост энергии активации связан со сдвигом химпотенциала от донорного уровня к акцепторному. Несовпадение

наков термоЭДС и холловского сопротивления вызвано увлечением электронов акустическими фононами, что обуславливает положительный знак термоэдс ниже $T = 350$ К. Аналогичное явление наблюдалось в оксидах [41].

Температура максимума подвижности носителей тока соответствует минимуму электросопротивления. Модель, качественно объясняющая аномалии в электросопротивлении и деформации, рассматривается ниже.

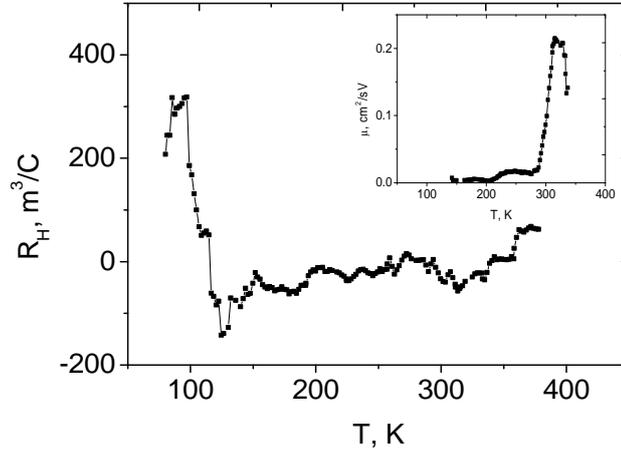


Рис. 6. Температурная зависимость коэффициента Холла, измеренного в магнитном поле $H = 8$ кОе перпендикулярно току, образцов $Tm_xMn_{1-x}S$ при $x = 0,1$. Вставка: температурная зависимость подвижности электронов (носителей заряда) в магнитном поле $H = 8$ кОе для образцов $Tm_xMn_{1-x}S$ при $x = 0,1$ в температурном диапазоне 80–400 К

Fig. 6. The temperature dependence of the Hall coefficient measured in the magnetic field $H=8$ kOe perpendicular to the current for the $Tm_xMn_{1-x}S$ samples with $x=0.1$. Insert: temperature dependence of the mobility of electrons (charge carriers) in the magnetic field $H=8$ kOe for the $Tm_xMn_{1-x}S$ samples with $x = 0,1$ in the temperature range 80–400 K

Модель. Рассмотрим перенос заряда за счет одноэлектронного перескока по узлам анионной решетке в предположении, что уровень Ферми лежит между связывающими и антисвязывающими орбиталями. Вклад в термоэдс дают как одночастичные электронные возбуждения, так и двухчастичные электрон+дырка, имитирующие перемещение ковалентной связи, которую можно описать двухэлектронными возбуждениями по кристаллической решетке и символически представить в виде $M^{+3-\delta} - S^{-2+\delta} \rightarrow M^{+3} \rightarrow M^{+3-\delta} - S^{-2+\delta} - M^{+3-\delta}$. Эффективный гамильтониан переноса заряда имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}
 H &= H_0 + H_1 + H_2, \\
 H_0 &= \sum_i (\varepsilon_d - \mu) c_i^+ c_i + \sum_{\alpha,i} (\mu - \varepsilon_0) a_{\alpha,i}^+ a_{\alpha,i} - \sum_{i,j} t_{1,ij} (a_{1,i}^+ a_{2,j} + a_{1,i} a_{2,j}^+) - \\
 &- \sum_{i,k,\alpha,\beta} t_{2,ik} (c_i^+ a_{\alpha,i} a_{\beta,k}^+ c_k + c_i a_{\alpha,i}^+ a_{\beta,k} c_k^+) + \sum_{i,\alpha,\beta} \Delta_i (a_{1,i}^+ a_{1,i} - a_{2,i}^+ a_{2,i}) + \sum_{\alpha,i,j} U n_{\alpha 1,i} n_{\alpha 2,j}, \\
 H_1 &= \sum_{i,k,q} \left\{ g_{1,iq} (a_{1,i} c_i^+ + a_{1,i}^+ c_i) (b_{-q}^+ + b_q) + g_{2,kq} (a_{2,k} c_k^+ + a_{2,k}^+ c_k) (p_{-q}^+ + p_q) \right\}, \\
 H_2 &= \sum_q (\omega_{1q} b_q^+ b_q + \omega_{2q} p_q^+ p_q).
 \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь $\varepsilon_{d,0}$ – электронный уровень в атомах $3d$ металла и ионов серы; t_1 – интеграл перескока электрона по орбиталям p_x, p_y , третий член описывает перемещение ковалентной связи $V_{p\beta,3\alpha^2}$, ($\alpha, \beta = x, y, z$) в простой кубической решетке и суммирование проводится по связям $Me - S$, c^+, a – операторы рождения и уничтожения электронов соответственно на ионах металла и серы, Δ – параметр кристаллического расщепления орбитального триплетта на ионе серы, g_1 и g_2 – параметры взаимодействия электронной плотности на связи $Me - S$ с изгибными ω_1 и растягивающими ω_2 модами октаэдра. Составим систему уравнений для электронов и дырок с учетом сохранения операторов второго порядка. Соответствующие уравнения, полученные в приближении случайных фаз, имеют вид

$$\begin{aligned}
 i \frac{d}{dt} a_{1,i} &= -(\varepsilon_0 - \mu - \Delta + Un_{a2}) a_{1,i} - \sum_h t_{1,i+h} a_{2,i+h} + \sum_{i,q} g_{1,iq} c_i (b_q^+ + b_{-q}), \\
 i \frac{d}{dt} a_{2,i} &= -(\varepsilon_0 - \mu - \Delta + Un_{a1}) a_{2,i} + \sum_h t_{1,i+h} a_{1,i+h} + \sum_{i,q} g_{2,iq} c_i (p_q^+ + p_{-q}), \\
 i \frac{d}{dt} c_i &= -(\varepsilon_d - \mu) c_i + \sum_{i,q} g_{1,iq} c_i (b_q^+ + b_{-q}) + \sum_{i,q} g_{2,iq} c_i (p_q^+ + p_{-q}), \\
 i \frac{d}{dt} (a_{1,i} b_{-q}) &= -(\varepsilon_0 - \mu - \Delta + Un_{a2} - \omega_{1,-q} n_{-q}) (a_{1,i} b_{-q}) - g_{1,iq} (1 + n_{-q} - n_{a1}) c_i, \\
 i \frac{d}{dt} (a_{1,i} b_q^+) &= -(\varepsilon_0 - \mu - \Delta + Un_{a2} + \omega_{1q} n_q) (a_{1,i} b_q^+) + g_{1,iq} (n_q + n_{a1}) c_i, \\
 i \frac{d}{dt} (a_{2,i} p_{-q}) &= -(\varepsilon_0 - \mu - \Delta + Un_{a1} - \omega_{2,-q} n_{-q}) (a_{2,i} p_{-q}) - g_{2,iq} (1 + n_{-q} - n_{a2}) c_i, \\
 i \frac{d}{dt} (a_{2,i} p_q^+) &= -(\varepsilon_0 - \mu - \Delta + Un_{a1} + \omega_{2q} n_q) (a_{2,i} p_q^+) + g_{2,iq} (n_p + n_{a2}) c_i, \\
 i \frac{d}{dt} (c_i b_q^+) &= (\varepsilon_d - \mu + \omega_{1,q} n_q) (c_i b_q^+) - g_{1,iq} (n_q + n_c) a_{1,i}, \\
 \frac{d}{dt} (c_i p_q^+) &= (\varepsilon_d - \mu + \omega_{2,q} n_p) (c_i p_q^+) - g_{2,iq} (n_p + n_c) a_{2,i}, \\
 i \frac{d}{dt} (c_i b_{-q}) &= (\varepsilon_d - \mu + \omega_{1,-q} n_{-q}) (c_i b_{-q}) - g_{1,iq} (1 + n_{-q} - n_c) a_{1,i}, \\
 i \frac{d}{dt} (c_i p_{-q}) &= (\varepsilon_d - \mu + \omega_{2,-q} n_{-q}) (c_i p_{-q}) - g_{2,iq} (1 + n_{-p} - n_c) a_{2,i},
 \end{aligned} \tag{2}$$

где n_{-q}, n_q, n_{-p}, n_p средние числа заполнения фононов вследствие симметрии оптических фоновых мод относительно центра зоны $n_{-q} = n_q, n_{-p} = n_p$ и определяются как $n_{q,p} = (\exp(h\omega_{1,2} / kT) - 1)^{-1}$. Параметры заполнения зон $n_c, n_{a1,2}$ определяют положение химпотенциала.

Гриновские функции для дырок $G_{\mathbf{k}}^{\alpha\alpha} = \langle\langle a_{\alpha,\mathbf{k}} | a_{\alpha,\mathbf{k}}^+ \rangle\rangle$ и поляронов $G_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^{cb^+a} = \langle\langle c_{\mathbf{k}} b_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^+ | a_{\alpha,\mathbf{k}}^+ \rangle\rangle$, $G_{\mathbf{k}-\mathbf{q}}^{cp^+a} = \langle\langle c_{\mathbf{k}} p_{\mathbf{k}-\mathbf{q}} | a_{\alpha,\mathbf{k}}^+ \rangle\rangle$ имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}
 (\omega + a_{\alpha\alpha})G_{\mathbf{k}}^{\alpha\beta} + \varepsilon_1(\mathbf{k})G_{\mathbf{k}}^{\beta\beta} - g_{\alpha\mathbf{k}\mathbf{q}} \left(G_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^{cb^+\alpha} + G_{\mathbf{k}-\mathbf{q}}^{cb\alpha} \right) &= 0, \\
 -\varepsilon_1(\mathbf{k})G_{\mathbf{k}}^{\alpha\beta} + (\omega + a_{\beta\beta})G_{\mathbf{k}}^{\beta\beta} - g_{\beta\mathbf{k}\mathbf{q}} \left(G_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^{cb^+\beta} + G_{\mathbf{k}-\mathbf{q}}^{cb\beta} \right) &= 1, \\
 g_{\alpha\mathbf{k}\mathbf{q}} (n_q + n_c)G_{\mathbf{k}}^{\alpha\beta} + G_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^{cb^+\beta} (\omega + \varepsilon_d + \mu + n_q\omega_{\alpha,\mathbf{q}}) &= 0, \\
 g_{\alpha\mathbf{k}\mathbf{q}} (1 + n_q - n_c)G_{\mathbf{k}}^{\alpha\beta} + G_{\mathbf{k}-\mathbf{q}}^{cb\beta} (\omega + \varepsilon_d + \mu - n_q\omega_{\alpha,\mathbf{q}}) &= 0, \\
 g_{\beta\mathbf{k}\mathbf{q}} (n_p + n_c)G_{\mathbf{k}}^{\beta\beta} + G_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^{cp^+\beta} (\omega + \varepsilon_d + \mu + n_p\omega_{\beta,\mathbf{q}}) &= 0, \\
 g_{\beta\mathbf{k}\mathbf{q}} (1 + n_p - n_c)G_{\mathbf{k}}^{\beta\beta} + G_{\mathbf{k}-\mathbf{q}}^{cp\beta} (\omega + \varepsilon_d + \mu - n_p\omega_{\beta,\mathbf{q}}) &= 0, \\
 \varepsilon_1(\mathbf{k}) &= -2t_1 \left(\cos(k_x/2) \cdot \cos(k_y/2) + \right. \\
 &\left. + \lambda \left(\cos(k_z/2) \cdot \cos(k_x/2) + \cos(k_z/2) \cdot \cos(k_y/2) \right) \right),
 \end{aligned} \tag{3}$$

где параметр λ описывает анизотропию интегралов перескока в плоскости и между плоскостями, ниже использовалось значение $\lambda = 0,25$. Гриновские функции электронов для дырок $G_{\mathbf{k}}^{\alpha\alpha} = \langle\langle c_{\mathbf{k}} | c_{\mathbf{k}}^+ \rangle\rangle$ и поляронов $G_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^{ab^+} = \langle\langle a_{\alpha,\mathbf{k}} b_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^+ | c_{\mathbf{k}}^+ \rangle\rangle$, $G_{\mathbf{k}-\mathbf{q}}^{\alpha p} = \langle\langle a_{\alpha,\mathbf{k}} p_{\mathbf{k}-\mathbf{q}} | c_{\mathbf{k}}^+ \rangle\rangle$ образуют следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned}
 (\omega + \varepsilon_d + \mu)G_{\mathbf{k}}^{cc} + g_{1\mathbf{k}\mathbf{q}} \left(G_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^{1b^+} + G_{\mathbf{k}-\mathbf{q}}^{1b} \right) + g_{2\mathbf{k}\mathbf{q}} \left(G_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^{2b^+} + G_{\mathbf{k}-\mathbf{q}}^{2b} \right) &= 1, \\
 -g_{1\mathbf{k}\mathbf{q}} (n_q + n_{a1})G_{\mathbf{k}}^{cc} + (\omega + \varepsilon_0 - \mu - \Delta - Un_{a2} + n_q\omega_{1\mathbf{q}})G_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^{1b^+} &= 0, \\
 g_{1\mathbf{k}\mathbf{q}} (1 + n_q + n_{a1})G_{\mathbf{k}}^{cc} + (\omega + \varepsilon_0 - \mu - \Delta - Un_{a2} - n_q\omega_{1\mathbf{q}})G_{\mathbf{k}-\mathbf{q}}^{1b} &= 0, \\
 -g_{2\mathbf{k}\mathbf{q}} (n_p + n_{a2})G_{\mathbf{k}}^{cc} + (\omega + \varepsilon_0 - \mu + \Delta - Un_{a1} + n_p\omega_{2\mathbf{q}})G_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^{2p^+} &= 0, \\
 g_{2\mathbf{k}\mathbf{q}} (1 + n_p + n_{a2})G_{\mathbf{k}}^{cc} + (\omega + \varepsilon_0 - \mu - \Delta - Un_{a1} - n_p\omega_{2\mathbf{q}})G_{\mathbf{k}-\mathbf{q}}^{2p} &= 0.
 \end{aligned} \tag{4}$$

Флуктуации связей $Me - 0$ описываются двумя операторами рождения дырки на кислороде и уничтожения электрона на ионах металла:

$$\begin{aligned}
 i \frac{d}{dt} (c_i a_{1,i}^+) &= (c_i a_{1,i}^+) (n_{a1} (\varepsilon_0 - \varepsilon_d - \Delta) - \mu (n_c + n_{a1}) - n_{a2} (U + \varepsilon_d)) - n_{a2} \sum_{h1} t_{2,i,h1} (c_{i+h1} a_{1,i+h1}^+) - \\
 &\quad - n_{a2} \sum_{h1} t_{2,i,h1} (a_{2,i+h1}^+ c_{i+h1}) + n_{a2} \sum_q g_{1,iq} (b_q^+ + b_{-q}), \\
 i \frac{d}{dt} (a_{2,k}^+ c_k) &= (a_{2,k}^+ c_k) (n_{a1} (\varepsilon_0 - \varepsilon_d - \Delta) - \mu (n_c + n_{a2}) - n_{a1} (U + \varepsilon_d)) + n_{a1} \sum_{h1} t_{2,i,h1} (a_{2,k+h1}^+ c_{k+h1}) - \\
 &\quad - n_{a1} \sum_{h1} t_{2,k,h1} (c_{k+h1} a_{2,k+h1}^+) + n_{a1} \sum_q g_{2,kq} (p_q^+ + p_{-q}), \\
 i \frac{d}{dt} b_q &= \omega_1 b_q + \sum_i g_{1i} (a_{2,i} c_i^+ + a_{2,i}^+ c_i), \\
 i \frac{d}{dt} p_q &= \omega_2 p_q + \sum_l g_{2l} (a_{2,l} c_l^+ + a_{2,l}^+ c_l).
 \end{aligned} \tag{5}$$

При выводе уравнений использовался закон сохранения заряда $M^{+3-\delta} - S^{-2+\delta}$, связанный с переносом электронной плотности с серы на катион металла и пренебрегалось корреляционными

эффектами между разными орбиталями. Параметр δ определяет ковалентный вклад на ионе. Представим оператор двух фермиевских частиц в виде $\tau_k = \sum_q c_{k+q} a_{1,q}^+$ и $d_k = \sum_q a_{2,q}^+ c_{k+q}$. Введем гриновские функции для одного типа связей $G_{\mathbf{k}}^{\tau\tau} = \langle\langle \tau_{\mathbf{k}} | \tau_{\mathbf{k}}^+ \rangle\rangle$, $G_{\mathbf{k}}^{d\tau} = \langle\langle d_{\mathbf{k}} | \tau_{\mathbf{k}}^+ \rangle\rangle$, $G_{\mathbf{k}}^{b\tau} = \langle\langle b_{\mathbf{k}} | \tau_{\mathbf{k}}^+ \rangle\rangle$, $G_{\mathbf{k}}^{p\tau} = \langle\langle p_{\mathbf{k}} | \tau_{\mathbf{k}}^+ \rangle\rangle$. Система уравнений имеет вид

$$\begin{aligned} (\omega - a_{1,\tau}) G_{\mathbf{k}}^{\tau\tau} + n_{a2} \varepsilon_2(\mathbf{k}) G_{\mathbf{k}}^{d\tau} + g_{1\mathbf{k}} n_{a2} G_{\mathbf{k}}^{b\tau} &= G^1, \\ n_{a1} \varepsilon_2(\mathbf{k}) G_{\mathbf{k}}^{\tau\tau} + (\omega - a_{1,d}) G_{\mathbf{k}}^{d\tau} + g_{2\mathbf{k}} n_{a1} G_{\mathbf{k}}^{b\tau} &= 0, \\ g_{1\mathbf{k}} G_{\mathbf{k}}^{\tau\tau} + (\omega - \omega_1) G_{\mathbf{k}}^{b\tau} &= 0, \\ -g_{2\mathbf{k}} G_{\mathbf{k}}^{d\tau} + (\omega - \omega_2) G_{\mathbf{k}}^{p\tau} &= 0, \\ a_{1,\tau} &= n_{a1} (\varepsilon_0 - \varepsilon_d - \Delta) - \mu(n_c + n_{a1}) - n_{a2} (U + \varepsilon_d) - n_{a2} \cdot \varepsilon_2(\mathbf{k}), \\ a_{1,d} &= n_{a2} (\varepsilon_0 - \varepsilon_d + \Delta) - \mu(n_c + n_{a2}) - n_{a1} (U + \varepsilon_d) + n_{a1} \cdot \varepsilon_2(\mathbf{k}), \\ \varepsilon_2(\mathbf{k}) &= -2t_2 (\cos(k_x) + \cos(k_y) + \cos(k_z)). \end{aligned} \quad (6)$$

Система уравнений для гриновских функций с другим типом связей $G_{\mathbf{k}}^{dd} = \langle\langle d_{\mathbf{k}} | d_{\mathbf{k}}^+ \rangle\rangle$, $G_{\mathbf{k}}^{\tau d} = \langle\langle \tau_{\mathbf{k}} | d_{\mathbf{k}}^+ \rangle\rangle$, $G_{\mathbf{k}}^{bd} = \langle\langle b_{\mathbf{k}} | d_{\mathbf{k}}^+ \rangle\rangle$, $G_{\mathbf{k}}^{pd} = \langle\langle p_{\mathbf{k}} | d_{\mathbf{k}}^+ \rangle\rangle$ имеет вид

$$\begin{aligned} (\omega - a_{1,d}) G_{\mathbf{k}}^{dd} + n_{a1} \varepsilon_2(\mathbf{k}) G_{\mathbf{k}}^{\tau d} + g_{2\mathbf{k}} n_{a1} G_{\mathbf{k}}^{pd} &= G^2, \\ n_{a2} \varepsilon_2(\mathbf{k}) G_{\mathbf{k}}^{dd} + (\omega - a_{1,\tau}) G_{\mathbf{k}}^{\tau d} + g_{1\mathbf{k}} n_{a2} G_{\mathbf{k}}^{b\tau} &= 0, \\ (-\omega + \omega_2) G_{\mathbf{k}}^{pd} + g_{2\mathbf{k}} G_{\mathbf{k}}^{dd} &= 0, \\ (-\omega + \omega_1) G_{\mathbf{k}}^{b\tau} + g_{1\mathbf{k}} G_{\mathbf{k}}^{\tau d} &= 0. \end{aligned} \quad (7)$$

Химпотенциал вычисляется самосогласованно путем численного решения системы трех уравнений:

$$\begin{aligned} n_c &= \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{q}} \int d\omega f(\omega) \frac{1}{\pi} \text{Im} G_{\mathbf{k}, \mathbf{q}}^{cc}, \\ n_{a1} &= \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{q}} \int d\omega f(\omega) \frac{1}{\pi} \text{Im} G_{\mathbf{k}, \mathbf{q}}^{11}, \\ n_{a2} &= \frac{1}{N} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{q}} \int d\omega f(\omega) \frac{1}{\pi} \text{Im} G_{\mathbf{k}, \mathbf{q}}^{22}, \end{aligned} \quad (8)$$

где $f(\omega) = (\exp(\omega/T) + 1)^{-1}$. От суммирования по импульсам можно перейти к интегрированию с учетом затравочной электронной плотности состояний, либо произвести прямое вычисление суммы по электронным и фононным импульсам по первой зоне Бриллюэна с шагом $\Delta k = 0,2$ по 10^9 точкам, что невозможно выполнить на современных компьютерах. Чтобы обойти эту проблему, предположим, что оптические моды и функция связи экситона (электрон+дырка) с фононами не зависит от импульса \mathbf{q} . Это эквивалентно рассмотрению взаимодействия с длинноволновыми оптическими модами колебаний.

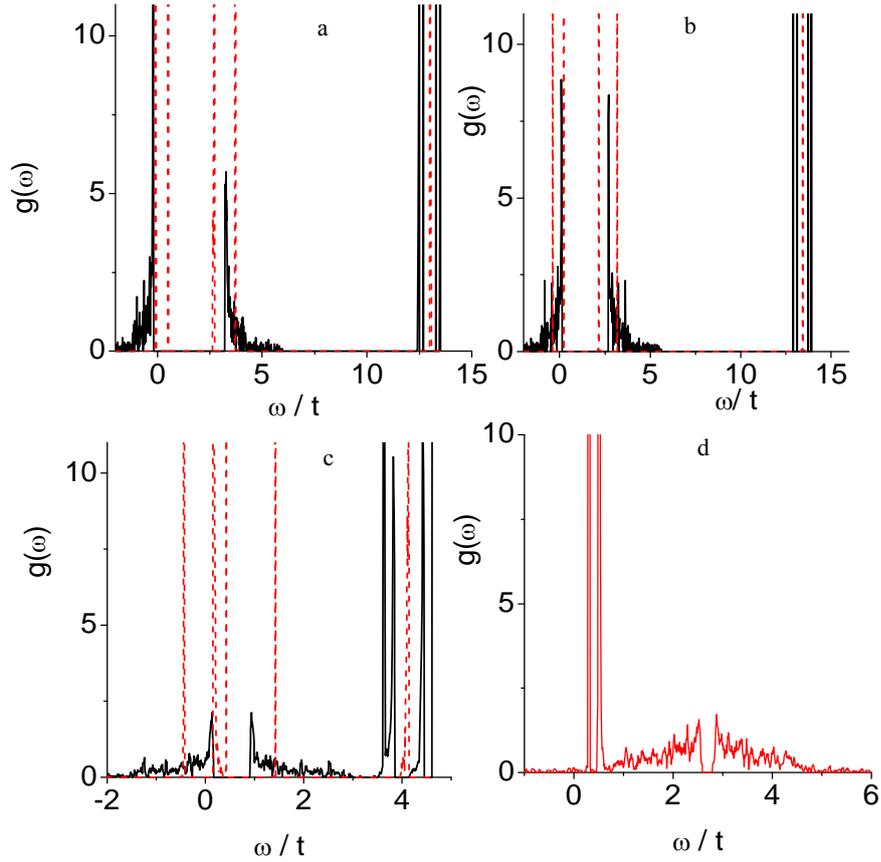


Рис. 7. Плотность состояний для одночастичных электронных возбуждений при следующих параметрах: (a) $\Delta=1,5$, $U=3$, $\omega_1=0,25$, $\omega_2=0,4$, $g_1=0,02$, $g_2=0,3$, $n_c=0,2$, $\epsilon_o - \epsilon_d=15$ и $T=0,02$; (b) то же самое и $T=0,6$; и (c) $\Delta=1,0$, $g_1=0,6$, $g_2=0,05$, $n_c=0,32$, $\epsilon_o - \epsilon_d=5$ и $T=0,02$. Плотность состояний для двухчастичного возбуждения (электрон+дырка) при (d) $\Delta=1,5$, $U=3$, $\omega_1=0,25$, $\omega_2=0,4$, $g_1=0,02$, $g_2=0,3$, $n_c=0,2$, $\epsilon_o - \epsilon_d=15$ и $T=0,02$

Fig. 7. Density of states for one-particle electron excitations at the following parameters: (a) $\Delta=1.5$, $U=3$, $\omega_1=0.25$, $\omega_2=0.4$, $g_1=0.02$, $g_2=0.3$, $n_c=0.2$, $\epsilon_o - \epsilon_d=15$, and $T=0.02$; (b) the same and $T=0.6$; and (c) $\Delta=1.0$, $g_1=0.6$, $g_2=0.05$, $n_c=0.32$, $\epsilon_o - \epsilon_d=5$, and $T=0.02$. The density of states for two-particle (electron + hole) excitations at (d) $\Delta=1.5$, $U=3$, $\omega_1=0.25$, $\omega_2=0.4$, $g_1=0.02$, $g_2=0.3$, $n_c=0.2$, $\epsilon_o - \epsilon_d=15$, and $T=0.02$

Ромбическая анизотропия в (1) фактически отражает взаимодействие псевдоспиновых орбитальных моментов серы $\tau^z = a_1^+ a_1 - a_2^+ a_2$ с кристаллическим полем и приводит к расщеплению зоны на две подзоны, которые начинают расходиться с увеличением параметра ромбической анизотропии. В области щели оказываются две узкие поляронные мини-подзоны, положение которых меняется в зависимости от константы электрон-фононного взаимодействия, одна из которых находится над потолком валентной зоны и образована в результате взаимодействия электронов с изгибной модой колебаний. Другой уровень лежит вблизи дна зоны проводимости и обусловлен взаимодействием электронов с растягивающими модами октаэдра. Локализованные состояния электронов на 3d ионах металла находятся высоко по энергии и на рис. 7 a, b представлены рядом линий в интервале энергий $\omega/t = 10 - 15$. Типичное поведение плотности состояний для разных параметров электрон-фононного взаимодействия представлено на рис. 7. Для малых параметров $g_1 \ll 1$, $g_2 \ll 1$ поляронные мини-подзоны стягиваются в узкие линии, подобные примесным состояниям в полупроводниках. Их взаимное расположение относительно химпотенциала определяет температурное поведение сопротивления.

Для фононных частот $\omega_1/t = 0,2$, $\omega_2/t = 0,4$ и параметра ромбического искажения, соответствующего Янн–Теллеровским искажениям решетки $\Delta/t = 1,3$, можно получить разные зависимости температурного поведения сопротивления, определяемые параметрами электрон-фононного взаимодействия и величиной ромбического искажения кристаллического поля. Уменьшение ширины щели с ростом температуры приводит к смещению потолка валентной зоны относительно химпотенциала и при некоторой критической температуре химпотенциал перемещается в зону, что вызывает резкое уменьшение сопротивления.

Заключение. В твердом растворе $Tm_xMn_{1-x}S$ установлены температуры, при которых объем образца меняется, температурный коэффициент электросопротивления имеет максимум. Найдены температуры исчезновения ИК спектров поглощения на определенных частотах. Деформация решетки обусловлена локализацией электронов в окрестности ионов тулия в результате электрон-решеточного взаимодействия с акустическими и оптическими модами колебаний решетки при понижении температуры. Отрыв электронов индуцирует максимум подвижности носителей тока. Предложена модель взаимодействия электронов и дырок с изгибными ω_1 и растягивающими ω_2 модами октаэдра. В приближении случайных фаз рассчитана электронная структура, спектр электронных возбуждений. Найдены поляронные уровни в плотности состояний, связанные с изгибными и растягивающими модами октаэдра.

Библиографические ссылки

1. Zhu Y., Du K., Niu J., Lin L. et al. Chemical ordering suppresses large-scale electronic phase separation in doped manganites // *Nat. Commun.* 2016. Vol. 7. P. 11260.
2. Tokura Y. Critical features of colossal magnetoresistive manganites // *Rep. Prog. Phys.* 2006. Vol. 69, No. 2. P. 797.
3. Бебенин Н. Г., Зайнуллина Р. И., Устинов В. В. Манганиты с колоссальным магнетосопротивлением // *УФН.* 2018. Т. 188. С. 801–820.
4. Dielectric and transport properties, electric polarization at the sequential structural phase transitions in iron-substituted bismuth pyrostannate / S. S. Aplesnin, L. V. Udod, M. N. Sitnikov, O. B. Romanova // *Ceramics International.* 2021. Vol. 47, No. 2. P. 1704–1711.
5. Magnetodielectric effect and spin state of iron ions in iron-substituted bismuth pyrostannate / L. V. Udod, S. S. Aplesnin, M. N. Sitnikov et al. // *Eur. Phys. J. Plus.* 2020. Vol. 135. P. 776.
6. Polymorphism in $MnSe_{1-x}Te_x$ thin-films / O. B. Romanova, S. S. Aplesnin, M. N. Sitnikov et al. // *Solid State Communications.* 2019. Vol. 287. P. 72–76.
7. Regulating the $BiMn_xFe_{1-x}O_3$ film conductivity upon cooling in magnetic and electric fields / S.S. Aplesnin, A. N. Masyugin, V. V. Kretinin, K. I. Yanushkevich // *Materials Research Express.* 2019. Vol. 6, No. 11. P. 116125.
8. Magnetoresistive effect in the cobalt-doped bismuth ferrite films / O. B. Romanova, S. S. Aplesnin, M. N. Sitnikov et al. // *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.* 2020. Vol. 31, Is. 10. P. 7946–7952.
9. Magnetoresistance, magnetoimpedance, magnetothermopower, and photoconductivity in silver-doped manganese sulfides / O. B. Romanova, S. S. Aplesnin, L. V. Udod et al. // *Journal of Applied Physics.* 2019. Vol. 125, Iss. 17. P. 175706.
10. Lenz J. E. A review of magnetic sensors // *Proc. IEEE.* 1990. Vol. 78, Iss. 6. P. 973.
11. Giant magnetoresistance of manganese oxides with a layered perovskite structure / Y. Moritomo, A. Asamitsu, H. Kuwahara, Y. Tokura // *Nature.* 1996. Vol. 380. P. 141.
12. Doped orbitally ordered systems: Another case of phase separation / K. I. Kugel, A. L. Rakhmanov, A. O. Sboychakov, D. I. Khomskii // *Phys. Rev. B.* 2008. Vol. 78. P. 155113.

13. Aplesnin S. S., Sitnikov M. N. Magnetotransport effects in paramagnetic $Gd_xMn_{1-x}S$ // JETP Letters. 2014. Vol. 100, Iss. 2. P. 95–101.
14. Aplesnin S. S., Romanova O. B., Yanushkevich K. I. Magnetoresistance effect in anion-substituted manganese chalcogenides // Physica Status Solidi (B) Basic Research. 2015. Vol. 252, Iss. 8. P. 1792–1798.
15. Magnetoelectric and magnetoresistive properties of the $Ce_xMn_{1-x}S$ semiconductors / S. S. Aplesnin, M. N. Sitnikov, O. B. Romanova, A. Y. Pichugin // Physica Status Solidi (B) Basic Research. 2016. Vol. 253, Iss. 9. P. 1771–1781.
16. Aplesnin S. S., Udod L. V., Sitnikov M. N. Electronic transition, ferroelectric and thermoelectric properties of bismuth pyrostannate $Bi_2(Sn_{0.85}Cr_{0.15})_2O_7$ // Ceramics International. 2018. Vol. 44, Iss. 2. P. 1614–1620.
17. Low-temperature electronic and magnetic transitions in the antiferromagnetic semiconductor $Cr_{0.5}Mn_{0.5}S$ / G. A. Petrakovskii, L. I. Ryabinkina, D. A. Velikanov et al. // Physics of the Solid State. 1999. Vol. 41, Iss. 9. P. 1520–1524.
18. Transport properties and ferromagnetism of $Co_xMn_{1-x}S$ sulfides / S. S. Aplesnin, L. I. Ryabinkina, O. B. Romanova et al. // Journal of Experimental and Theoretical Physics. 2008. Vol. 106, Iss. 4. P. 765–772.
19. Metal-semiconductor transition in $Sm_xMn_{1-x}S$ solid solutions / S. S. Aplesnin, O. B. Romanova, A. M. et al. // Physica Status Solidi (B) Basic Research. 2012. Vol. 249, Iss. 4. P. 812–817.
20. Magnetoelectric and magnetoresistive properties of the $Ce_xMn_{1-x}S$ semiconductors / S. S. Aplesnin, M. N. Sitnikov, O. B. Romanova, A. Y. Pichugin // Physica Status Solidi (B) Basic Research. 2016. Vol. 253, Iss. 9. P. 1771–1781.
21. Investigation of the transport properties of cation-substituted solid solutions $Yb_xMn_{1-x}S$ / S. S. Aplesnin, O. B. Romanova, A. M. Kharkov, A. I. Galyas // Physics of the Solid State. 2015. Vol. 57, Iss. 5. P. 886–890.
22. The alternating-sign magnetoresistance of polycrystalline manganese chalcogenide films / S. S. Aplesnin, O. B. Romanova, M. N. Sitnikov et al. // Semiconductor Science and Technology. 2018. Vol. 33, Iss. 8. P. 085006.
23. Electrical resistance of $Sm_{0.25}Mn_{0.75}S$ spin glass / S. S. Aplesnin, A. M. Kharkov, E. V. Eremin, V. V. Sokolov // Solid State Phenomena. 2012. Vol. 190. P. 105–108.
24. Peters R., Kawakami N. Orbital order, metal-insulator transition, and magnetoresistance effect in the two-orbital Hubbard model // Phys. Rev. B 2011. Vol. 83. P. 125110.
25. Reichhardt C. J. Bishop A. R. Fibrillar templates and soft phases in systems with short-range dipolar and long-range interactions // Phys. Rev. Lett. 2004. Vol. 92. P. 016801.
26. Aplesnin S. S. Quantum Monte Carlo analysis of the 2D Heisenberg antiferromagnet with $S = 1/2$: The influence of exchange anisotropy // Journal of Physics Condensed Matter. 1998. Vol. 10. P. 10061.
27. Magnetic and thermophysical properties of $Gd_xMn_{1-x}S$ solid solutions / S. S. Aplesnin, O. B. Romanova, M. V. Gorev et al. // Journal of Physics Condensed Matter. 2013. Vol. 25. P. 025802.
28. Nonuniform magnetic states and electrical properties of solid solutions / S. S. Aplesnin, A. M. Kharkov, E. V. Eremin et al. // Journal of IEEE Transactions on Magnetism. 2011. Vol. 47. P. 4413.
29. Transport properties and ferromagnetism of $Co_xMn_{1-x}S$ sulfides / S. S. Aplesnin, L. I. Ryabinkina, O. B. Romanova et al. // JETP Letters. 2008. Vol. 133. P. 875.
30. Aplesnin S. S. Nonadiabatic interaction of acoustic phonons with spins $S = 1/2$ in the two-dimensional Heisenberg model // Journal of Experimental and Theoretical Physics. 2003. Vol. 97. P. 969.

31. Aplesnin S. S. Dimerization of antiferromagnetic chains with four-spin interactions // *Physics of the Solid State*. 1996. Vol. 38. P. 1031.
32. Aplesnin S. S. Existence of massive singlet excitations in an antiferromagnetic alternating chain with // *Physical Review B*. 2000. Vol. 61. P. 6780.
33. Aplesnin S. S. Influence of spin-phonon coupling on the magnetic moment in 2D spin-1/2 antiferromagnet // *Physics Letters, Section A*. 2003. Vol. 313. P. 122.
34. Low-temperature electronic and magnetic transitions in the antiferromagnetic semiconductor $\text{Cr}_{0.5}\text{Mn}_{0.5}\text{S}$ / G. A. Petrakovskii, L. I. Ryabinkina, D. A. Velikanov et al. // *Physics of the Solid State*. 1999. Vol. 41, Iss. 9. P. 1520–1524.
35. Magnetic and electrical properties of bismuth cobaltite $\text{Bi}_{24}(\text{CoBi})\text{O}_{40}$ with charge ordering / S. S. Aplesnin, L. V. Udod, M. N. Sitnikov et al. // *Physics of the Solid State*. 2012. Vol. 54, Iss. 10. P. 2005–2014.
36. Structural studies of charge disproportionation and magnetic order in CaFeO_3 / P. M. Woodward, D. E. Cox, E. Moshopoulou et al. // *Phys. Rev. B*. 2000. Vol. 62. P. 844.
37. Zhou J. S., Goodenough J. B. Orbital order-disorder transition in single-valent manganites // *Phys. Rev. B*. 2003. Vol. 68. P. 144406.
38. Anisotropic optical spectra in a detwinned LaMnO_3 crystal / K. Tobe, T. Kimura, Y. Okimoto, Y. Tokura // *Phys. Rev. B*. 2001. Vol. 64. P. 184421.
39. Synthesis and magnetic and electrical study of $\text{Tm}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ solid solutions / O. B. Romanova, S. S. Aplesnin, K. I. Yanushkevich, V. V. Sokolov // *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*. 2016. Vol. 80, Iss. 6. P. 679–681.
40. Magnetoimpedance, Jahn-Teller transitions upon electron doping of manganese sulfide / S. S. Aplesnin, M. N. Sitnikov, A. M. Kharkov et al. // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2020. Vol. 513. P. 167104.
41. Correlation of the magnetic and transport properties with polymorphic transitions in bismuth pyrostannate $\text{Bi}_2(\text{Sn}_{1-x}\text{Cr}_x)_2\text{O}_7$ / S. S. Aplesnin, L. V. Udod, M. N. Sitnikov et al. // *Physics of the Solid State*. 2015. Vol. 57, Iss. 8. P. 1627–1632.

References

1. Zhu Y., Du K., Niu J., Lin L. et al. Chemical ordering suppresses large-scale electronic phase separation in doped manganites. *Nat. Commun.* 2016, Vol. 7, P. 11260.
2. Tokura Y. Critical features of colossal magnetoresistive manganites. *Rep. Prog. Phys.* 2006, Vol. 69, No. 2, P. 797.
3. Bebenin N. G., Zainullina R. I., Ustinov V. V. [Manganites with colossal magnetoresistance]. *UFN*. 2018, Vol. 188, P. 801–820. (In Russ.)
4. Aplesnin S. S., Udod L. V., Sitnikov M. N., Romanova O. B. Dielectric and transport properties, electric polarization at the sequential structural phase transitions in iron-substituted bismuth pyrostannate. *Ceramics International*. 2021, Vol. 47, No. 2, P. 1704–1711.
5. Udod L. V., Aplesnin S. S., Sitnikov M. N., Romanova O. B., Bayukov O. A., Alexander V., Velikanov D. A., Patrino G. S. Magnetodielectric effect and spin state of iron ions in iron-substituted bismuth pyrostannate. *Eur. Phys. J. Plus*. 2020, Vol. 135, P. 776.
6. Romanova O. B., Aplesnin S. S., Sitnikov M. N., Kharkov A. M., Masyugin A. N., Yanushkevich K. I. Polymorphism in $\text{MnSe}_{1-x}\text{Te}_x$ thin-films. *Solid State Communications*. 2019, Vol. 287, P. 72–76.

7. Aplesnin S. S., Masyugin A. N., Kretinin V. V., Yanushkevich K. I. Regulating the $\text{BiMn}_x\text{Fe}_{1-x}\text{O}_3$ film conductivity upon cooling in magnetic and electric fields. *Materials Research Express*. 2019, Vol. 6, No. 11, P. 116125.
8. Romanova O. B., Aplesnin S. S., Sitnikov M. N., Udod L. V., Begisheva O. B., Demidenko O. F. Magnetoresistive effect in the cobalt-doped bismuth ferrite films. *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.* 2020, Vol. 31, Iss. 10, P. 7946–7952.
9. Romanova O. B., Aplesnin S. S., Udod L. V., Sitnikov M. N., Kretinin V. V., Yanushkevich K. I., Velikanov D. A. Magnetoresistance, magnetoimpedance, magnetothermopower, and photoconductivity in silver-doped manganese sulfides. *Journal of Applied Physics*. 2019, Vol. 125, Iss. 17, P. 175706.
10. Lenz J. E. A review of magnetic sensors. *Proc. IEEE*. 1990, Vol. 78, Iss. 6, P. 973.
11. Moritomo Y., Asamitsu A., Kuwahara H., Tokura Y. Giant magnetoresistance of manganese oxides with a layered perovskite structure. *Nature*. 1996, Vol. 380, P. 141.
12. Kugel K. I., Rakhmanov A. L., Sboychakov A. O., Khomskii D. I. Doped orbitally ordered systems: Another case of phase separation. *Phys. Rev. B*. 2008, Vol. 78, P. 155113.
13. Aplesnin S. S., Sitnikov M. N. Magnetotransport effects in paramagnetic $\text{Gd}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$. *JETP Letters*. 2014, Vol. 100, Iss. 2, P. 95–101.
14. Aplesnin S. S., Romanova O. B., Yanushkevich K. I. Magnetoresistance effect in anion-substituted manganese chalcogenides. *Physica Status Solidi (B) Basic Research*. 2015, Vol. 252, Iss. 8, P. 1792–1798.
15. Aplesnin S. S., Sitnikov M. N., Romanova O. B., Pichugin, A. Y. Magnetoelectric and magnetoresistive properties of the $\text{Ce}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ semiconductors. *Physica Status Solidi (B) Basic Research*. 2016, Vol. 253, Iss. 9, P. 1771–1781.
16. Aplesnin S. S., Udod L. V., Sitnikov M. N. Electronic transition, ferroelectric and thermoelectric properties of bismuth pyrostannate $\text{Bi}_2(\text{Sn}_{0.85}\text{Cr}_{0.15})_2\text{O}_7$. *Ceramics International*. 2018, Vol. 44, Iss. 2, P. 1614–1620.
17. Petrakovskii G. A., Ryabinkina L. I., Velikanov D. A., Aplesnin S. S., Abramova G. M., Kiselev N. I., Bobina A. F. Low-temperature electronic and magnetic transitions in the antiferromagnetic semiconductor $\text{Cr}_{0.5}\text{Mn}_{0.5}\text{S}$. *Physics of the Solid State*. 1999, Vol. 41, Iss. 9, P. 1520–1524.
18. Aplesnin S. S., Ryabinkina, L. I., Romanova O. B., Velikanov D. A., Balaev A. D., Balaev D. A., Yanushkevich K. I., Galyas A. I., Demidenko O. F., Bandurina O. N. Transport properties and ferromagnetism of $\text{Co}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ sulfides. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. 2008, Vol. 106, Iss. 4, P. 765–772.
19. Aplesnin S. S., Romanova O. B., Kharkov A. M., Balaev D. A., Gorev M. V., Vorotinov A., Sokolov V. V., Pichugin A. Y. Metal-semiconductor transition in $\text{Sm}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ solid solutions. *Physica Status Solidi (B) Basic Research*. 2012, Vol. 249, Iss. 4, P. 812–817.
20. Aplesnin S. S., Sitnikov M. N., Romanova O. B., Pichugin A. Y. Magnetoelectric and magnetoresistive properties of the $\text{Ce}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ semiconductors. *Physica Status Solidi (B) Basic Research*. 2016, Vol. 253, Iss. 9, P. 1771–1781.
21. Aplesnin S. S., Romanova O. B., Kharkov A. M., Galyas A. I. Investigation of the transport properties of cation-substituted solid solutions $\text{Yb}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$. *Physics of the Solid State*. 2015, Vol. 57, Iss. 5, P. 886–890.
22. Aplesnin S. S., Romanova O. B., Sitnikov M. N., Kretinin V. V., Galyas A. I., Yanushkevich K. I. The alternating-sign magnetoresistance of polycrystalline manganese chalcogenide films. *Semiconductor Science and Technology*. 2018, Vol. 33, Iss. 8, P. 085006.

23. Aplesnin S. S., Kharkov A. M., Eremin E. V., Sokolov V. V. Electrical resistance of Sm_{0.25}Mn_{0.75}S spin glass. *Solid State Phenomena*. 2012, Vol. 190, P. 105–108.
24. Peters R., Kawakami N. Orbital order, metal-insulator transition, and magnetoresistance effect in the two-orbital Hubbard model. *Phys. Rev. B*. 2011, Vol. 83, P. 125110.
25. Reichhardt C. J. Bishop A. R. Fibrillar templates and soft phases in systems with short-range dipolar and long-range interactions. *Phys. Rev. Lett.* 2004, Vol. 92, P. 016801.
26. Aplesnin S. S. Quantum Monte Carlo analysis of the 2D Heisenberg antiferromagnet with $S = 1/2$: The influence of exchange anisotropy. *Journal of Physics Condensed Matter*. 1998, Vol. 10, P. 10061.
27. Aplesnin S. S., Romanova O. B., Gorev M. V., Velikanov D. A., Gamzatov A. G., Aliev A. M. Magnetic and thermophysical properties of Gd_xMn_{1-x}S solid solutions. *Journal of Physics Condensed Matter*. 2013, Vol. 25, P. 025802.
28. Aplesnin S. S., Kharkov A. M., Eremin E. V., Romanova O. B., Balalev D. A., Sokolov V. V., Pichugin A. Yu. Nonuniform magnetic states and electrical properties of solid solutions. *Journal of IEEE Transactions on Magnetic*. 2011, Vol. 47, P. 4413.
29. Aplesnin S. S., Ryabinkina L. I., Romanova O. B., Velikanov D. A., Balaev D. A., Balaev A. D., Yanushkevich K. I., Galyas A. I., Demidenko O. F., Bandurina O. N. Transport properties and ferromagnetism of Co_xMn_{1-x}S sulfides. *JETP Letters*. 2008, Vol. 133, P. 875.
30. Aplesnin S. S. Nonadiabatic interaction of acoustic phonons with spins $S = 1/2$ in the two-dimensional Heisenberg model. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. 2003, Vol. 97, P. 969.
31. Aplesnin S. S. Dimerization of antiferromagnetic chains with four-spin interactions. *Physics of the Solid State*. 1996, Vol. 38, P. 1031.
32. Aplesnin S. S. Existence of massive singlet excitations in an antiferromagnetic alternating chain with. *Physical Review. B*. 2000, Vol. 61, P. 6780.
33. Aplesnin S. S. Influence of spin-phonon coupling on the magnetic moment in 2D spin-1/2 antiferromagnet. *Physics Letters, Section A*. 2003, Vol. 313, P. 122.
34. Petrakovskii G. A., Ryabinkina L. I., Velikanov D. A., Aplesnin S. S., Abramova G. M., Kiselev N. I., Bobina A. F. Low-temperature electronic and magnetic transitions in the antiferromagnetic semiconductor Cr_{0.5}Mn_{0.5}S. *Physics of the Solid State*. 1999, Vol. 41, Iss. 9, P. 1520–1524.
35. Aplesnin S. S., Udod L. V., Sitnikov M. N., Velikanov D. A., Gorev M. V., Molochev M. S., Galyas A. I., Yanushkevich K. I. Magnetic and electrical properties of bismuth cobaltite Bi₂₄(CoBi)₄₀ with charge ordering. *Physics of the Solid State*. 2012, Vol. 54, Iss. 10, P. 2005–2014.
36. Woodward P. M., Cox D. E., Moshopoulou E. et al. Structural studies of charge disproportionation and magnetic order in CaFeO₃. *Phys. Rev. B*. 2000, Vol. 62, P. 844.
37. Zhou J. S., Goodenough J. B. Orbital order-disorder transition in single-valent manganites. *Phys. Rev. B*. 2003, Vol. 68, P. 144406.
38. Tobe K., Kimura T., Okimamoto Y., Tokura Y. Anisotropic optical spectra in a detwinned LaMnO₃ crystal. *Phys. Rev. B*. 2001, Vol. 64, P. 184421.
39. Romanova O. B., Aplesnin S. S., Yanushkevich K. I., Sokolov, V. V. Synthesis and magnetic and electrical study of Tm_xMn_{1-x}S solid solutions. *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*. 2016, Vol. 80, Iss. 6, P. 679–681.
40. Aplesnin S. S., Sitnikov M. N., Kharkov A. M., Konovalov S. O., Vorotinov A. M. Magnetoimpedance, Jahn-Teller transitions upon electron doping of manganese sulfide. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2020, Vol. 513, P. 167104.

41. Aplesnin S. S., Udod L. V., Sitnikov M. N., Eremin E. V., Molokeev M. S., Tarasova L. S., Yanushkevich K. I., Galyas A. I. Correlation of the magnetic and transport properties with polymorphic transitions in bismuth pyrostannate $\text{Bi}_2(\text{Sn}_{1-x}\text{Cr}_x)_2\text{O}_7$. *Physics of the Solid State*. 2015, Vol. 57, Iss. 8, P. 1627–1632.

© Aplesnin S. S., Zelenov F. V., Mashkov P. P., 2021

Аплеснин Сергей Степанович – доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой физики; Сибирский государственный университет науки и технологий имени академика М. Ф. Решетнева. E-mail: aplesnin@sibsau.ru, apl@iph.krasn.ru.

Зеленов Федор Владимирович – аспирант кафедры физики; Сибирский государственный университет науки и технологий имени академика М. Ф. Решетнева. E-mail: fyodor.zelenov@yandex.ru.

Машков Павел Павлович – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физики; Сибирский государственный университет науки и технологий имени академика М. Ф. Решетнева. E-mail: mpp113@yandex.ru.

Aplesnin Sergey Stepanovich – Dr. Sc., Professor, Reshetnev Siberian State University of Science and Technology. E-mail: aplesnin@sibsau.ru, apl@iph.krasn.ru.

Zelenov Fyodor Vladimirovich – graduate student, Reshetnev Siberian State University of Science and Technology. E-mail: fyodor.zelenov@yandex.ru.

Mashkov Pavel Pavlovich – PhD., Reshetnev Siberian State University of Science and Technology. E-mail: mpp113@yandex.ru.
