

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ И ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ СПИНОВЫЕ СКИРМИОНЫ В ДОПИРОВАННЫХ ВЕЙЛЕВСКИХ ПОЛУМЕТАЛЛАХ $\text{Co}(\text{Si}_{1-x}\text{Co}_x)$ С КИРАЛЬНЫМ ФЕРРОМАГНЕТИЗМОМ

*А. А. Повзнер^{a, 1}, А. Г. Волков^a, А. Р. Кузнецов^b,
Ю. Н. Горностырев^b, Э. И. Лопатко^a*

^a Уральский федеральный университет им. Б. Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

^b Институт физики металлов РАН им. М. Н. Михеева, Екатеринбург, Россия

Исследуется киральный магнетизм, возникающий при допировании атомами кобальта диамагнитного вейлевского полуметалла CoSi со структурой типа B20 (без центра инверсии). Первопринципное моделирование электронной структуры $\text{Co}(\text{Si}_{1-x}\text{Co}_x)$ показало, что при допировании заметно возрастает плотность электронных состояний парамагнитной фазы и имеет место энергетический сдвиг топологических особенностей электронной структуры CoSi , приводящий к аномально малым положительным значениям параметров межмодового взаимодействия. Показано, что при понижении температуры химический потенциал оказывается в энергетической области электронных состояний с вырождением Берри, причем знак параметра межмодового взаимодействия становится отрицательным. Это приводит к переходу в область спинового ближнего порядка с киральными фрагментами спиновых спиралей, в которой во внешнем магнитном поле формируются спиновые скирмионы. После температурного сдвига химического потенциала за пределы кривизны Берри возникает киральный ферромагнетизм.

The chiral magnetism arising from doping with cobalt atoms of the diamagnetic Weyl semimetal CoSi with a B20 structure (without an inversion center) was investigated. First-principles modeling of the electronic structure of $\text{Co}(\text{Si}_{1-x}\text{Co}_x)$ shows that doping significantly increases the density of electronic states of the paramagnetic phase. Herewith an energy shift of the topological features of the electronic structure of CoSi results in anomalously small positive values of the parameters of mode–mode interaction. It was found that as the temperature decreases, the chemical potential appears in the energy region of electronic states with Berry degeneracy, and the sign of the mode–mode interaction parameter becomes negative. This leads to a transition to the region of short-range spin order with chiral fragments of spin spirals, and spin skyrmions are formed in an external magnetic field. After a temperature shift of the chemical potential beyond the Berry curvature, chiral ferromagnetism appears.

PACS: 75.50.–y; 75.10.Hk; 71.20.–b; 12.39.Dc

¹E-mail: a.a.povzner@urfu.ru

ВВЕДЕНИЕ

Одну из важных групп прототипов спинтронных материалов образуют моносилициды и моногерманиды переходных металлов с нецентросимметричной кубической кристаллической структурой B20 [1–3]. Возникающее благодаря отсутствию инверсной симметрии кристаллической структуры антисимметричное релятивистское взаимодействие Дзялошинского–Морийя (DM) приводит в этих сильнокоррелированных материалах к киральному ферро- и парамагнетизму [1, 4]. Во внешнем магнитном поле, в окрестности фазового перехода первого рода в ферромагнитное состояние, формируются аномальные фазы со спиновыми скирмионами [1, 5], математическая модель которых впервые была предложена в физике элементарных частиц.

Особое место в группе моносилицидов переходных металлов со структурой B20 занимает диамагнитный полуметалл CoSi [6], в котором обнаружены киральные вейлевские фермионы (см., например, [6]). В работе [7] на основе результатов первопринципного DFT-моделирования плотности электронных состояний (DOS) было получено, что за термодинамическим пределом, примерно при 15–20 K, в CoSi возникает флуктуационная парамагнитная фаза с лево- и правокиральными фрагментами спиновых спиралей. При этом вследствие топологических особенностей электронной структуры, приводящих к отрицательной межмодовой связи, во внешнем магнитном поле индуцируется некомпенсированный магнитный момент, направленный против поля, что согласуется с экспериментом [8].

В работе [9] исследовались синтезированные путем допирования стехиометрического CoSi лишними атомами кобальта поликристаллы $\text{Co}(\text{Si}_{1-x}\text{Co}_x)$ со структурой B20. При весьма малом отклонении от стехиометрии в этих материалах наблюдался киральный ферромагнетизм с рекордно большими для рассматриваемого семейства B20 температурами Кюри ($T_C = 328$ K при $x = 0,043$). В сравнительно слабых полях (порядка 0,1 кЭ), чуть ниже температуры Кюри на зависимостях магнитной восприимчивости от внешнего магнитного поля, получены экспериментальные указания на формирование таких топологических дефектов, как спиновые скирмионы.

Однако природа фазовых переходов и топологические особенности электронной структуры $\text{Co}(\text{Si}_{1-x}\text{Co}_x)$, приводящие к киральному ферромагнетизму и скирмионам, не изучены.

МОДЕЛЬ ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЫ

В настоящей работе выполнено первопринципное моделирование электронной структуры составов $\text{Co}(\text{Si}_{1-x}\text{Co}_x)$ с киральным ферромагнетизмом. Расчеты проводились с использованием метода проекционных присоединенных волн (PAW), реализованного в пакете VASP [10]. Функционал PBE-GGA был выбран для учета обменно-корреляционных эффектов [11]. Программный пакет PyProcar был использован для построения зонной структуры (включая процедуру анфолдинга) и плотности электронных состояний (DOS).

Согласно проведенному моделированию в парамагнитном состоянии локальные магнитные моменты на атомах кобальта не возникают. При этом расчет электронных спектров показывает, что вблизи высокосимметричной Γ -точки имеется многократное

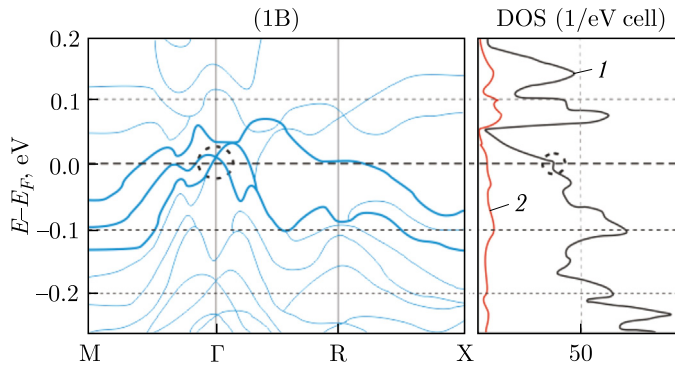


Рис. 1 (цветной в электронной версии). Энергетический спектр и плотность электронных состояний (DOS) парамагнитной фазы $\text{Co}(\text{Si}_{1-x}\text{Co}_x)$ при $x = 0,031$. Черная линия (1) соответствует DOS d -электронов, а красная линия (2) соответствует DOS $s(p)$ -электронов — $g_{s,p}(\varepsilon)$. Энергетические области с кривизной Берри обведены кружками

пересечение зонами уровня Ферми, что определяет увеличение плотности состояний по сравнению с моносилицидом кобальта (от 0,48 до 1,15 1/(эВ f.u.)) и ее кривизну в окрестности уровня Ферми (рис. 1). Согласно полученным результатам, в рассматриваемых материалах возникает обменное усиление спинового парамагнетизма d -электронов, приводящее к зонному ферромагнетизму.

Важной особенностью электронной структуры парамагнитного основного состояния (см. рис. 1) является уплощение зависимости плотности состояний d -электронов от энергии ($g(\varepsilon)$) в окрестности уровня Ферми. Вследствие этой особенности сравнительно небольшой энергетический сдвиг химического потенциала μ должен приводить к изменению знака параметра мода-мода в функционале Гинзбурга–Ландау:

$$\kappa(\mu) = U^3(g^{(2)}(\mu) - (g^{(1)}(\mu))^2/g(\mu)), \quad (1)$$

где $g^{(n)}(\mu)$ — n -я производная DOS d -электронов по ε при $\varepsilon = \mu$.

Ранее было показано [12], что изменение знака параметра мода-мода является причиной магнитного фазового перехода первого рода. Кроме того, отмечалось [13], что пересечение высокосимметричных точек электронного спектра уровнем Ферми (см. рис. 1) приводит к возникновению в электронной системе вырождения Берри и топологического эффекта Холла (THE).

ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ

Будем исследовать возможность реализации топологических электронных и магнитных фазовых переходов при изменении знака параметров межмодового взаимодействия в парамагнитной фазе. Рассмотрим модельную систему d -электронов с хаббардовскими (внутриатомными) корреляциями, которые, следуя за теорией магнетизма коллективизированных электронов [14], будем изучать в картине движения электронов во флуктуирующих обменных (ξ) и зарядовых (η) полях, связанных с локальными намагниченностями и парными спиновыми корреляторами.

Статистическую сумму системы коллективизированных электронов [14], описываемых моделью Хаббарда, дополним учетом ДМ-взаимодействия и, применяя мацубаровскую технику для комплексных переменных, представим в виде

$$Z = Z_0 \int (d\xi d\eta) \exp(-\Phi(\xi, \eta)), \quad (2)$$

где $(d\eta d\xi) = d\xi_0 d\eta_0 \left[\prod_{q \neq 0, j} d\xi_q^{(j)} d\eta_q^{(j)} \right]$, Z_0 — статистическая сумма $s(p)$ - и d -электронов со спектром, рассчитанным в приближениях DFT, j — индекс реальной (=1) и мнимой (=2) части ξ - и η -полей, $q = (\mathbf{q}, \omega_{2n})$, $\mathbf{q}$ — квазиимпульс, ω_{2n} — мацубаровская бозе-частота, функционал электронов во флуктуирующих полях:

$$\begin{aligned} \Phi(\xi, \eta) = \sum_q \left[(1 + U\chi_q^{(0)}) |\eta_q|^2 + D_q^{(0)-1} |\xi_q - 2c^{-1}\mathbf{h}_q|^2 \right] + \\ + (4!)^{-1} \sum_q \delta_{\sum_{i=1}^4 q_i, 0} \kappa(\mu) \left(\xi_{q_1} \xi_{q_2} \xi_{q_3} \xi_{q_4} - \frac{3!}{2!2!} \xi_{q_1} \xi_{q_{2,m}} \eta_{q_3} \eta_{q_4} + \eta_{q_1} \eta_{q_2} \eta_{q_3} \eta_{q_4} \right); \end{aligned}$$

$D_q^{(0)} = (1 - U\chi_q^{(0)})^{-1}$, $\chi_q^{(0)}$ — функция Линдхарда, ДМ-взаимодействие, в силу его релятивистской малости, рассматривается в приближении среднего поля с гамильтонианом: $H_{\text{DM}} = \sum_{\nu, \nu'} \mathbf{d}[\mathbf{S}_\nu \times \mathbf{S}_{\nu'}] \approx \sum_q \mathbf{h}_q^{(D)} \mathbf{S}_{-q}$, $\mathbf{h}_q^{(D)} = -id[\langle \mathbf{S}_q \rangle \times \mathbf{q}]$, $\mathbf{h}_q = (\mathbf{h}_{q,0} + \mathbf{h}_q^{(D)}) \delta_{q,\mathbf{q}}$, $\mathbf{h}$ — однородное внешнее магнитное поле.

При вычислениях функциональных интегралов (1) воспользуемся процедурой перенала по реальным и мнимым частям статических зарядовых ($\eta_q^{(j)}$) и обменных ($\xi_q^{(\gamma)}$) (γ — индекс координатных осей) полей и по модулю $r_q^{(\gamma)} = |\xi_q^{(\gamma)}|$ динамических обменных полей $\xi_q^{(\gamma)} = |\xi_q^{(\gamma)}| \exp(\phi_{q,\gamma})$.

При этом, учитывая связь обменных полей со средними от операторов спиновой и зарядовой плотности, а также со спиновыми и зарядовыми корреляторами [14], получаем, что в парамагнитной фазе рассматриваемой системы d -электронов формируется сложная флуктуационная картина, зависящая от топологических особенностей электронной структуры.

В парамагнитной фазе с положительным параметром межмодового взаимодействия (1) химический потенциал сдвинут за пределы области кривизны Берри и локальная намагниченность $M_S = \langle \delta \mathbf{M}^2 \rangle^{1/2}$ (где $\langle \delta \mathbf{M}^2 \rangle = N_0^{-1} \sum_\nu \langle (\mathbf{S}_\nu)^2 \rangle = 0$), приводящая к эффектам ДМ-взаимодействия, не возникает.

Однако при сдвиге химического потенциала в энергетическую область топологических особенностей электронной структуры межмодовая связь становится отрицательной ($\kappa < 0$) и возникают пространственные неоднородности распределения спиновой плотности изучаемой системы сильнокоррелированных электронов. Это приводит к пространственным статическим флуктуациям волн спиновой плотности:

$$\langle \delta \mathbf{M}^2 \rangle = N_0^{-1} \sum_\nu \langle (\mathbf{S}_\nu - \langle \mathbf{S}_\nu \rangle)^2 \rangle = \langle \delta \eta^2 / 4 \rangle - \kappa^{-1} \left[D_0^{(0)-1} + \kappa(M_0^2 + 5\langle m^2 \rangle / 3) \right], \quad (3a)$$

которые индуцируют зарядовые флуктуации электронной плотности:

$$\langle \delta\eta^2/4 \rangle = N_0^{-1} \sum_{\nu} \langle (n_{\nu} - \langle n_{\nu} \rangle)^2 \rangle = \langle \delta\mathbf{M}^2 \rangle - \kappa^{-1} \left[2 - D_0^{(0)-1} - \kappa(M_0^2 + 5\langle m^2 \rangle/3) \right]. \quad (36)$$

Термодинамические спиновые флуктуации, в соответствии с условиями седловой точки по $r_q^{(\gamma)}$, возникают независимо от знака параметра мода-мода, а их средний квадрат определяется выражением, согласующимся с флуктуационно-диссипативной теоремой и получаемым после аналитического продолжения $D_q^{(0)} \chi_q^{(0)}$ на ось действительных частот:

$$\langle m^2 \rangle = U^{-1} \sum_{\mathbf{q}} \int d\omega f_B(\omega) \operatorname{Im} \left[D_{\mathbf{q},\omega}^{(0)-1} + \kappa(M_0^2 + \langle \delta\mathbf{M}^2 \rangle - \langle \delta\eta^2/4 \rangle + \langle m^2 \rangle) \right]^{-1},$$

где $f_B(\omega)$ — функция Бозе, $D_{\mathbf{q},\omega}^{(0)} = (1 - U\chi_{\mathbf{q},\omega}^{(0)})^{-1}$.

При этом, используя для паулиевской восприимчивости известную аппроксимацию [14]: $\chi_{\mathbf{q},\omega}^{(0)} = \chi_{0,0}^{(0)} + A\mathbf{q}^2 + iB(\omega/|\mathbf{q}|)$, можно показать, что в условиях отрицательной межмодовой связи среднеквадратическая амплитуда термодинамических флуктуаций оказывается в (T/U) раз меньше, чем среднеквадратическая амплитуда пространственных статических флуктуаций спиновой плотности (3а).

Учитывая требование электронейтральности для суммарной концентрации s -, p - и d -электронов

$$n = 2 \int d\varepsilon n(g_{s,p}(\varepsilon) + g(\varepsilon))f(\varepsilon - \mu) - 2U^2 g^{(1)}[\langle \delta\mathbf{M}^2 \rangle + \langle m^2 \rangle - \langle \eta^2 \rangle/4], \quad (4)$$

можно рассмотреть условия возникновения топологического электронного перехода (ТЭП), при которых с понижением температуры химический потенциал пересечет энергетическую область протекторов Берри вблизи высокосимметричной Γ -точки (см. рис. 1) [13].

Используя условия перевала для обменных и зарядовых полей, можно показать, что в парамагнитной области с отрицательной межмодовой связью будут возникать пространственные спиновые корреляции: $\langle \mathbf{S}_{\nu} \mathbf{S}_{\mu} \rangle \sim \exp(|\boldsymbol{\nu} - \boldsymbol{\mu}|/R_c)$ с радиусом $R_c = a(AU\chi)^{1/2}$, в пределах которых вследствие ДМ-взаимодействия реализуются фрагменты спиновых спиралей с фиксированными разностями электронных фаз Берри ϕ :

$$M_{\nu}^{(x)} = M_S \cos(\mathbf{q}_0 \boldsymbol{\nu} + \phi), \quad M_{\nu}^{(y)} = \pm M_S \sin(\mathbf{q}_0 \boldsymbol{\nu} + \phi), \quad M_{\nu}^{(z)} \equiv M_0 = h\chi. \quad (5)$$

Здесь $\chi = 2\chi_0^{(0)} \left(D_0^{(0)-1} + \kappa(2M_0^2 + M_S^2 + 5\langle m^2 \rangle/3) \right)^{-1}$ — однородная магнитная восприимчивость, а модуль волнового вектора спирали $\mathbf{q}_0$, в соответствии с условием максимума статистической суммы, есть $|\mathbf{q}_0| = d/(2AU)$.

Учитывая тонкую структуру DOS для $\text{Co}(\text{Si}_{1-x}\text{Co}_x)$ с $x = 0,043$ (см. рис. 1) и используя параметры функции Линдхарда из [7], находим, что температура ТЭП, приводящего к возникновению киральных фрагментов спиновых спиралей [5], $T_{\text{DM}} \approx 350$ К.

Отметим, что величина периода фрагментов спиновой спирали в системе d -электронов: $\lambda = 2\pi/|\mathbf{q}_0|$, при $x = 0,043$ составляет $\lambda = 9,84$ Å. При этом размеры областей

спиновых корреляций составляют $R_C = 15\text{--}16 \text{ \AA}$ и близки к получаемым из анализа экспериментальных данных [9].

При сдвиге химического потенциала за пределы области с отрицательной межмодовой связью и вырождением Берри происходит смена знака фактора Стонера $D(\mu) = (1 - Ug(\mu))^{-1}$ на отрицательный, а параметра мода-мода $\kappa(\mu)$ — на положительный. В результате, в соответствии с требованиями законов термодинамики, это приводит к отложенному (из-за образования ближнего порядка в виде фрагментов спиновых спиралей) магнитному фазовому переходу первого рода в область ферромагнитного дальнего порядка со спиновыми спиралями: $M_{\nu}^{(x)} = M_S \cos(\mathbf{q}_0 \nu)$, $M_{\nu}^{(y)} = \pm M_S \sin(\mathbf{q}_0 \nu)$, $M_{\nu}^{(z)} \equiv M_0 = h\chi$. Для составов с $x = 0,043$, учитывая особенности электронной структуры, приведенной на рис. 1, получаем значение $T_C \approx 310 \text{ K}$.

СПИНОВЫЕ СКРМИОНЫ

Вычисление функциональных интегралов (2) показывает, что во внешнем магнитном поле чуть ниже T_C возможен энергетический сдвиг химического потенциала вблизи точки перегиба ε_0 функции $g(\varepsilon)$. Это приводит к смене знака параметра мода-мода κ на отрицательный, что делает киральный ферромагнетизм термодинамически неравновесным [12]. При этом в полях $h_2 > h > h_1$, где $h_1 = (U\chi)^{-1}(\varepsilon_0 - \mu)$, $h_2 = 2|\kappa|^{-1}d|\mathbf{q}_0|M_S$, возникает z -составляющая намагниченности: $|M_{\mathbf{q}_0}^{(z)}|^2 = U^{-2} \times (4(|\kappa|^{-1}d\mathbf{q}_0)^2 M_S^2 - h^2)$, и спиральная спиновая структура становится некомпланарной:

$$\begin{aligned} M_{\nu}^{(x)} &\cong M_S \cos(\mathbf{q}_{0,i}\nu + \phi), & M_{\nu}^{(y)} &\cong M_S \sin(\mathbf{q}_{0,i}\nu + \phi), \\ M_{\nu}^{(z)} &= |M_{\mathbf{q}_0}^{(z)}| \cos(\mathbf{q}_{0,i}\nu + \phi) + M_0. \end{aligned} \quad (6)$$

Возникновение суперпозиции спиральных мод с одинаковыми по модулю тремя волновыми векторами $\mathbf{q}_{0,i}$ ($|\mathbf{q}_0| = |\mathbf{q}_{0,i}|$), повернутыми друг относительно друга на угол 120° , приводит к формированию скирмионной решетки с гексагональной сим-

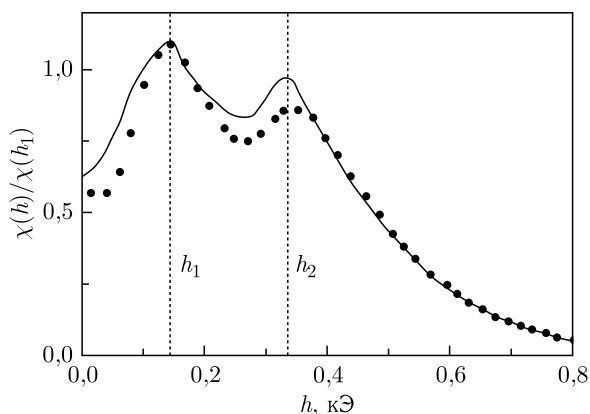


Рис. 2. Зависимость магнитной восприимчивости $\text{Co}(\text{Si}_{1-x}\text{Co}_x)$ при $x = 0,043$ от внешнего магнитного поля при температуре $T = 300 \text{ K}$, при которой ожидается формирование скирмионов. Сплошная линия — расчет; точки — экспериментальные данные [9]

метрией [1, 4, 5]. Причем на зависимости магнитной восприимчивости от внешнего магнитного поля в интервале полей, соответствующих некомпланарной спиральной спиновой структуре (8), возникает особенность, характерная для формирования скирмионных фаз в других спиновых системах (см., например, [1]).

Из рис. 2 видно, что на зависимости $\chi(h)$: $\chi = 2\chi_0^{(0)}U^2 \left(4(d|\mathbf{q}_0|)^2 (M_S^2 + |M_{\mathbf{q}_0}^{(z)}|^2) - h^2 + Uh/M_0 \right)^{-1}$ в интервале полей от h_1 до h_2 , при которых формируются скирмионы, возникает характерный широкий минимум, что хорошо согласуется с экспериментальными данными.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, допирование диамагнитного вейлевского полуметалла малым количеством дополнительных магнитных атомов приводит к заметному росту плотности электронных состояний на уровне Ферми и к возникновению кирального зонного ферромагнетизма. В электронной структуре $\text{Co}(\text{Si}_{1-x}\text{Co}_x)$, вблизи уровня Ферми, так же как и в CoSi , имеется «уплощение» зависимости плотности состояний d -электронов от энергии ($g(\varepsilon)$), которое обеспечивает аномально малые (но не равные нулю!) значения параметров мода–мода парамагнитной фазы.

Изменения знака параметра мода–мода происходят в области достаточно высоких температур. Поэтому рассматриваемые материалы обладают рекордными для семейства B20 значениями температур Кюри T_C , а возникающие чуть ниже температуры Кюри спиновые скирмионы являются высокотемпературными.

Несмотря на то, что рассматриваемые материалы безусловно представляют интерес для спинтронных приложений, они до сих пор остаются недостаточно изученными экспериментально. В частности, необходимы исследования малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов. Представляют интерес также исследования аннигиляции позитронов, которая уже изучалась для CoSi и продемонстрировала важное отличие в образовании электрон-позитронных пар от наблюдаемых в FeSi и MnSi [15].

Результаты получены в рамках задания Министерства науки и высшего образования, контракт № FEUZ-2023-0015, а также темы «Структура», № 122021000033-2. Данная работа выполнена с использованием вычислительных ресурсов Федерального центра коллективного пользования «Комплекс моделирования и обработки данных исследовательских установок мега-класса» НИЦ «Курчатовский институт».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bauer A., Pfleiderer C. // Springer Ser. Mater. Sci. 2016. V. 228. P. 1–28.
2. Stishov S. M., Petrova A. E. // JETP. 2020. V. 131. P. 201–207.
3. Nagaosa N., Tokura Y. // Nat. Nanotechnol. 2013. V. 8. P. 899.
4. Pappas C., Lelièvre-Berna E., Falus P., Bentley P. M., Moskvina E., Grigoriev S., Fouquet P., Farago B. // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 102. P. 197202.
5. Luo Y., Lin S., Fobes D. M., Liu Z., Bauer E. D., Betts J. B., Migliori A., Ythompson J. D., Janoshek M., Maiorov B. // Phys. Rev. B. 2018. V. 97. P. 104423.
6. Wang H., Xu Sh., Lu Xiao-Qin et al. // Phys. Rev. B. 2020. V. 102. P. 115129; Phys. Rev. B. 2018. V. 97. P. 104423.

7. Povzner A. A., Volkov A. G., Bessonov S. A. // Solid State Commun. 2022. V. 350. P. 114757.
8. Narozhnyi V. N., Krasnorussky V. N. // JETP. 2013. V. 116. P. 780–784.
9. Balasubramanian B., Manchanda P., Pahari R., Sellmyer D. et al. // Phys. Rev. Lett. 2020. V. 124. P. 057201.
10. Kresse G., Joubert D. // Phys. Rev. B. 1999. V. 59. P. 1758–1775.
11. Perdew J. P., Burke K., Ernzerhof M. Generalized Gradient Approximation Made Simple // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. P. 3865–3868.
12. Brando M., Belitz D., Grosche F. M., Kirkpatrick T. R. // Rev. Mod. Phys. 2016. V. 88. P. 25006.
13. Wilde M. A., Dodenhöft M., Niedermayr A., Bauer A., Hirschmann M. M., Alpin K., Schnyder A. P., Pfleiderer C. // Nature. 2021. V. 594. P. 374; arXiv:2107.02818.
14. Moriya T. Spin Fluctuations in Itinerant Electron Magnetism. Berlin: Springer, 1985. P. 56.
15. Salamatina D. A., Bokov A. V., Kozin M. G., Romaskina I. L. et al. // Crystals. 2023. V. 13, No. 3. P. 509.

Получено 31 октября 2024 г.