

О свойствах двумерных соединений AgX_2 ($X = \text{F}, \text{Cl}, \text{Br}, \text{I}$)

© С.Ю. Давыдов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия

E-mail: Sergei_Davydov@mail.ru

Поступила в Редакцию 1 марта 2021 г.

В окончательной редакции 15 июня 2021 г.

Принята к публикации 21 июня 2021 г.

Получены аналитические выражения для электронного и фононного спектров и электрон-фононного взаимодействия двумерных (2D) соединений MX_2 , где M — атом металла, X — атом неметалла, образующих квадратную решетку типа 2D- CuO_2 . Численные оценки для семейства AgX_2 показали, что все рассмотренные характеристики фтористого серебра сильно отличаются от характеристик других соединений AgX_2 , но близки к характеристикам 2D- CuO_2 . Показано, что критическая температура сверхпроводящего перехода $T_c(2D \text{ CuO}_2) > T_c(2D \text{ AgF}_2)$.

Ключевые слова: электронный и фононный спектры, электрон-фононное взаимодействие, критическая температура сверхпроводящего перехода.

DOI: 10.21883/FTT.2021.10.51457.040

1. Введение

Настоящая работа стимулирована недавно появившейся публикацией [1], в которой рассматривалась электронные характеристики гипотетической двумерной (2D) решетки фтористого серебра, изображенной на рисунке. Той же решеткой обладают листы CuO_2 , являющиеся основным структурным элементом высокотемпературных сверхпроводящих (ВТСП) купратов [2,3]. Ясно поэтому, что монослои AgF_2 представляют интерес с точки зрения поиска новых объектов ВТСП [4,5], в том

числе и двумерных [6,7]. В настоящей работе в рамках теории сильной связи с учетом взаимодействия только ближайших соседей мы рассмотрим различные свойства 2D-соединений AgX_2 , где $X = \text{F}, \text{Cl}, \text{Br}, \text{I}$, и приведем аналитические оценки целого ряда важных электронных, фононных и электрон-фононных характеристик. При этом мы будем следовать схеме рассмотрения, предложенной в работах [8,9] для 2D CuO_2 , и сопоставим полученные результаты с результатами [8,9] и работами других авторов.

2. Электронный спектр

2.1. Общие соотношения

Введем функцию Грина

$$g_{d(p)}(\omega) = (\omega - \varepsilon_{d(p)} + i0^+)^{-1},$$

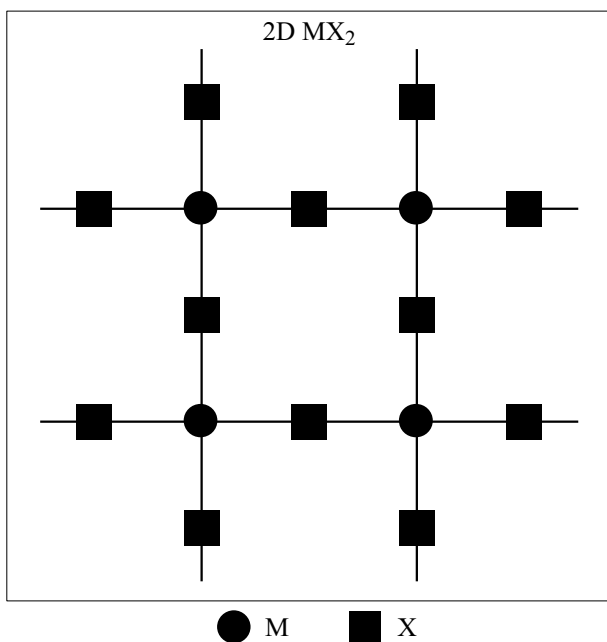
где ω — энергетическая переменная, $\varepsilon_d(\varepsilon_p)$ — энергия $d(p)$ -состояния атома переходного металла M (неметалла X). Включив взаимодействие t между орбиталями $d_{x^2-y^2}$ и $p_{x,y}$ соседних атомов M и X , находящихся в плоскости (x, y) на расстоянии a друг от друга, и используя уравнение Дайсона получим функции Грина для атомов соединения MX_2 :

$$G_{d(p)}(\omega, \mathbf{k}) = g_{d(p)}(\omega) [1 - 4g_d(\omega)g_p(\omega)t^2 \Phi(\mathbf{k})]^{-1}, \quad (1)$$

где $\Phi(\mathbf{k}) = \sin^2(k_x a) + \sin^2(k_y a)$, $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ — волновой вектор. Дисперсия электронов, определяемая полюсами функций Грина (1), дается выражением

$$\omega_{\pm}(\mathbf{k}) = \bar{\varepsilon} \pm R(\mathbf{k}), \quad R(\mathbf{k}) = [\Delta^2 + 4t^2 \Phi(\mathbf{k})]^{1/2}, \quad (2)$$

где $\bar{\varepsilon} = (\varepsilon_p + \varepsilon_d)/2$, $\Delta = (\varepsilon_p - \varepsilon_d)/2$, знак плюс относится к зоне проводимости, минус — к валентной зоне в



Структура соединения 2D- MX_2 .

точке Γ зоны Бриллюэна, т. е. при $\mathbf{k} = (0, 0)$, имеем щель $\Delta_\Gamma = 2|\Delta|$, в точке X (при $\mathbf{k} = (\pi/2a, 0)$) щель равна $\Delta_X = 2(\Delta^2 + 4t^2)^{1/2}$, в точке M (при $\mathbf{k} = (\pi/2a, \pi/2a)$) имеем $\Delta_M = 2(\Delta^2 + 8t^2)^{1/2}$.

Выражения для плотностей состояний $\rho_{d(p)} = -\pi^{-1} \text{Im } G_{M(X)}$ (на одну спиновую проекцию) имеют тот же вид, что и для 2D CuO_2 [8,9]:

$$\rho_{d(p)}(\omega, \mathbf{k}) = \frac{1}{2} (1 \pm \eta(\mathbf{k}))\delta(\omega - \omega_-(\mathbf{k})) + \frac{1}{2} (1 \mp \eta(\mathbf{k}))\delta(\omega - \omega_+(\mathbf{k})), \quad (3)$$

где $\eta(\mathbf{k}) = \Delta/R(\mathbf{k})$, $\delta(\dots)$ — дельта-функция Дирака. Соответствующие энергетические плотности состояний

$$\rho_{d(p)}(\omega) = N_{\parallel}^{-1} \sum_{\mathbf{k}} \rho_{d(p)}(\omega, \mathbf{k}), \quad (4)$$

где N_{\parallel} — число \mathbf{k} -состояний в зоне Бриллюэна. К сожалению, плотности состояний (4) нельзя представить в аналитическом виде. Поэтому прибегнем к аппроксимации, для чего введем безразмерную эффективную массу электронов

$$m^* = \frac{\hbar^2 |\Delta|}{8m_0 a^2 t^2}, \quad (5)$$

где m_0 — масса свободного электрона, \hbar — приведенная постоянная Планка. При $\Delta \neq 0$ электронный спектр в окрестности точки Γ можно представить в параболической форме

$$E_{\pm} = \pm \Delta \pm \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0 m^*}, \quad (6)$$

где $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ и мы положили $\bar{\varepsilon} = 0$. При $\Delta = 0$ имеем линейный графеновый спектр $E_{\pm} = \pm 2tka/3$, где $2at/3\hbar$ определяет фермиевскую скорость v_F [10]. 2D структуре с параболической дисперсией соответствует энергетическая плотность состояний, равная константе в определенном энергетическом интервале [11]. Поэтому (в расчете на одно спиновое состояние) запишем

$$\rho_{\pm}(\omega) = N_{\parallel}^{-1} \sum_{\mathbf{k}} \delta(\omega - \omega_{\pm}(\mathbf{k})) = \begin{cases} 1/W, & \Delta \leq |\omega| \leq (\Delta^2 + 8t^2)^{1/2}, \\ 0, & |\omega| < \Delta, \quad |\omega| > (\Delta^2 + 8t^2)^{1/2}, \end{cases} \quad (7)$$

где $W = E(M) - E(\Gamma) = [(\Delta^2 + 8t^2)^{1/2} - \Delta]$ — ширина зон разрешенных состояний. Отношение $\eta(\mathbf{k})$, входящее в (5), заменим на $\bar{\eta} = \Delta/\bar{R}$, где $\bar{R} = (\Delta^2 + 4t^2)^{1/2}$, так как усредненное по зоне Бриллюэна значение $\Phi(\mathbf{k})$ равно 1. Тогда выражение (3) можно переписать в виде

$$\rho_{d(p)}(\omega) = \frac{1}{2W} \begin{cases} 1 \pm \bar{\eta}, & -(\Delta^2 + 8t^2)^{1/2} \leq \omega \leq \Delta, \\ 1 \mp \bar{\eta}, & \Delta \leq \omega \leq (\Delta^2 + 8t^2)^{1/2}, \\ 0, & |\omega| < 0, \quad |\omega| > (\Delta^2 + 8t^2)^{1/2}. \end{cases} \quad (8)$$

При нулевой температуре числа заполнения $n_{d(p)}$ равны

$$n_{d(p)} = 2 \int_{-\infty}^{E_F} \rho_{d(p)}(\omega) d\omega, \quad (9)$$

где E_F — уровень Ферми. Если верхняя зона наполовину заполнена, то переход заряда между атомами равен $\bar{\eta}$.

Плотность состояний $\rho(\omega) = \rho_d(\omega) + \rho_p(\omega)$, или

$$\rho(\omega) = N_{\parallel}^{-1} \sum_{\mathbf{k}} [\delta(\omega - \omega_+(\mathbf{k})) + \delta(\omega - \omega_-(\mathbf{k}))], \quad (10)$$

достаточно подробно исследовалась в работах [8,9], где, в частности показано, что при $\omega \rightarrow \pm \bar{R}$ (энергия, отвечающая точкам K и K' зоны Бриллюэна) получаем

$$\rho(\omega) \approx \frac{|\omega|}{2\pi^2 t^2} \ln \frac{4t^2}{|(\omega + \bar{R})(\omega - \bar{R})|}. \quad (11)$$

Отсюда следует, что в случае половинного заполнения зоны $\omega_+(\mathbf{k})$ в окрестности фермиевского уровня имеем

$$\rho(\omega) \approx \frac{1}{\pi^2 D} \ln \frac{D}{|\omega - \bar{R}|}, \quad D = \frac{2t^2}{\bar{R}}. \quad (12)$$

Таким образом, при $\omega = \pm \bar{R}$ функция $\rho(\omega)$ имеет логарифмические расходимости (особенности Ван Хова), соответствующие узким пикам плотности состояний AgX_2 [1] и купратов [12].

2.2. Численные оценки

Воспользовавшись схемой Харрисона [13], положим $t = 2.95(\hbar^2 r_d^{3/2}/m_0 a^{7/2})$, $r_d = 0.89 \text{ \AA}$ — радиус d -состояния атома серебра. Так как $a = r_a(\text{Ag}) + r_a(X)$, где r_a — атомные радиусы [13], то, используя оценки Полинга [14], получим значения a , представленные в таблице (в [1] для AgF_2 (фторид серебра) приведено значение $a = 2.01 \text{ \AA}$). Для Ag энергия $\varepsilon_d = -19.21 \text{ eV}$ относительно вакуума по таблицам атомных термов Хермана–Скиллмана [13]. Беря оттуда же энергии p -состояний атомов F, Cl, Br и I , получим значения $\Delta_\Gamma, \Delta_X, \Delta_M, W, m^*$ и $\bar{\eta}$, приведенные в таблице. Изменения этих характеристик, наблюдаемые в ряду $AgF_2 \rightarrow AgI_2$, объясняются увеличением в этом ряду значений a и Δ .

Согласно [15], для 2D AgF_2 имеем $a = 2.06\text{--}2.08 \text{ \AA}$, что соответствует принятой нами величине (см. таблицу). Наша оценка $\Delta_\Gamma = 2.22 \text{ eV}$ хорошо согласуется с результатами численных расчетов для 3D AgF_2 (см. ссылки в [1]), согласно которым $\Delta_\Gamma = 1.7\text{--}2.4 \text{ eV}$. Следует отметить, что приведенная в [15] таблица демонстрирует широкий разброс значений Δ_Γ (от 0.19 до 4.87 eV), полученных в рамках различных вариантов DFT (density functional theory). По мнению авторов [15], предпочтительны значения 1.86 и 2.52 eV, хорошо согласующиеся с нашей оценкой. Однако для ширины валентной зоны

Результаты расчета электронных, фононных и электрон-фононных характеристик структуры 2D-AgX₂ в сопоставлении с характеристиками структуры 2D-CuO₂

Соединение	AgF ₂	AgCl ₂	AgBr ₂	AgI ₂	CuO ₂
a , Å	2.04	2.34	2.51	2.69	1.89
t , eV	1.56	0.96	0.75	0.67	1.33
Δ_{Γ} , eV	2.22	6.90	8.01	9.24	3.42
Δ_X , eV	6.62	7.90	8.55	9.62	8.02
Δ_M , eV	9.10	8.78	9.06	9.99	9.62
W , eV	3.44	0.94	0.53	0.37	1.81
m^*	0.10	0.58	1.08	1.35	0.45
$\bar{\eta}$	0.34	0.87	0.94	0.96	0.75
α_c	0.91	0.27	0.18	0.14	0.88
κ , eV/Å ²	9.01	0.37	0.15	0.09	7.25
$\Omega_+(\Gamma)$, cm ⁻¹	590	97	50.1	36	606
$\Omega_+(M)$, cm ⁻¹	506	76	32	19	495
$\Omega_+(X)$, cm ⁻¹	556	90	49.8	34	566
$\Omega_-(M)$, cm ⁻¹	300	61	39	30	350
$\Omega_-(X)$, cm ⁻¹	193	45	19	12	216
α , eV/Å	4.87	0.78	0.38	0.24	4.31
v , eV	2.63	1.64	0.96	0.64	2.56
D , eV	1.47	0.47	0.26	0.19	0.88
λ	0.09	0.18	0.19	0.17	0.16
τ_c	0.77	0.64	0.38	0.26	1

Примечание. Данные по 2D-CuO₂ пересчитаны (по сравнению с [8,9]) с использованием таблиц атомных термов Хермана–Скиллмана [13].

в [15] приводится значение ≈ 6 eV, что в 2 раза превышает полученную нами величину. К сожалению, данные по Δ_X , Δ_M и m^* в [15] не приводятся.

Для сравнения в таблицу помещены также оценки [8,9] для оксида меди. Значения $t = 1.3$ eV [16] и $\Delta_{\Gamma} = 3.6$ eV [17] практически совпадают с нашими оценками. Отметим, что для ВТСП-купратов (также как и для оксида серебра) наблюдается разброс значений энергетических щелей при использовании различных вариантов DFT [18,19].

В заключение данного раздела, отметим три момента. Во-первых, здесь мы рассматривали только σ -зоны и игнорировали π -зоны, для которых матричный элемент, связывающий орбитали $d_{3z^2-r^2}$ металла с орбиталями p_z неметалла, равен $t' = 1.36(\hbar^2 r_d^3 / m_0 a^5)$ [13], так что $t'/t \approx 0.46$. Во-вторых, для определения величин интегралов перехода t и t' для всех рассмотренных соединений мы не использовали подгонку под резуль-

таты DFT-расчетов, отсутствующих для AgCl₂, AgBr₂ и AgI₂, а применили схему Харрисона к описанию всего ряда AgF₂ \rightarrow AgI₂. Именно такой единый подход позволяет выявить тенденции изменений физических характеристик в ряду. И, наконец, как и в [8,9], мы пользовались одночастичным приближением. Изменения, вносимые учетом кулоновского взаимодействия, кратко обсуждается в Приложении.

3. Фононный спектр и электрон-фононное взаимодействие

Перейдем теперь к фононному спектру, который, согласно [8,9], имеет вид

$$\Omega_{\pm}^2(\mathbf{k}) = \frac{\kappa}{M_M M_X} \left\{ M_M + 2M_X \pm [(M_M - 2M_X)^2 + 4M_M M_X (\cos k_x a + \cos k_y a)]^{1/2} \right\}. \quad (13)$$

Здесь $M_{M(X)}$ — атомные массы, κ — силовая константа центрального взаимодействия, равная

$$\kappa = \frac{2s^2 \alpha_c t}{a^2} \left(\frac{2(n-s)}{s} + \alpha_c^2 \right) \quad (14)$$

Здесь $\alpha_c = t/(\Delta^2 + t^2)$ — ковалентность связи М–Х [13], $n = 4$ — показатель степенной зависимости дистанционного спада энергии отталкивания $V_0 \propto a^{-2n}$ [20], знак плюс относится к оптической моде, знак минус — к акустической. Значения α_c и κ приведены в таблице, демонстрирующей уменьшение величины этих характеристик в ряду AgF₂ \rightarrow AgI₂, что объясняется ростом a и Δ . Отметим, что, согласно [21], для связи Cu–O значение $\kappa = 5.31$ eV/Å².

В точках Γ , M и X зоны Бриллюэна частоты равны

$$\Omega_+(\Gamma) = \sqrt{2\kappa/\bar{M}} \quad (\bar{M} = M_M M_X / (M_M + 2M_X)),$$

$$\Omega_+(M) = \sqrt{2\kappa/M_X}, \quad \Omega_-(M) = 2\sqrt{\kappa/M_M},$$

$$\Omega_{\pm}(X) = \sqrt{\kappa/\tilde{M}_{\pm}}$$

$$(\tilde{M}_{\pm} = M_M M_X / [M_M + 2M_X \pm (M_M^2 + 4M_X^2)^{1/2}]).$$

Соответствующие численные значения частот, а также скорости звука $v_s = a\sqrt{2\kappa/(M_M + 2M_X)}$ приведены в таблице. Согласно [21], для La_{1.85}Sr_{0.15}CuO₄ имеем: $\Omega_+(\Gamma) = 646$ cm⁻¹, температура Дебая $\Theta_D \sim \Omega_-(M) = 475$ K (или в энергетических единицах 330 cm⁻¹) и скорость звука $v_s = 2.2-3.8$ m/s. Первые два результата хорошо совпадают с полученными нами частотами. Отметим, что для значительного ряда не содержащих лантан или иттрий купратов $\Theta_D = 250-500$ K [22].

Энергия электрон-фононного взаимодействия $v = \alpha^2/k$, где $\alpha = 2s\alpha_c t/a$ [9]. Полученное для

структуры 2D CuO_2 значение $\alpha = 4.31 \text{ eV/\AA}$ превышает результаты работ [23] ($\alpha \approx 3 \text{ eV/\AA}$) и [24] ($\alpha \approx 1.6\text{--}3.9 \text{ eV/\AA}$). Величины безразмерных констант электрон-фононного взаимодействия, определяемые как $\lambda = \nu/2\pi^2 D$ [25,26], приведены в таблице. Для соединения La_2CuO_4 показано, что при использовании плотности состояний (12) критическая температура сверхпроводящего перехода $T_c \propto D \exp(-1/\sqrt{\lambda})$ [25,26]. Предположив, что данная оценка справедлива и для соединений AgX_2 , введем отношение $\tau_c = T_c(\text{AgX}_2)/T_c(\text{CuO}_2)$. Из таблицы следует, что $T_c(\text{CuO}_2) > T_c(\text{AgX}_2)$, убывающей в ряду $\text{AgF}_2 \rightarrow \text{AgI}_2$. На сегодняшний день максимальное значение $T_c = 133 \text{ K}$ получено для соединения $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+\delta}$ [16].

4. Заключение

Подводя итоги, отметим, что использование метода Харрисона позволило нам получить аналитические выражения для электронных, фононных и электрон-фононных характеристик и проследить их изменения в ряду $2\text{D AgF}_2 \rightarrow 2\text{D AgI}_2$. По нашим оценкам, свойства 2D AgF_2 заметно отличаются от свойств остальных соединений семейства 2D AgX_2 и по целому ряду характеристик ($a, t, \alpha_c, \kappa, \nu_s$ характерные частоты) ближе к свойствам 2D CuO_2 — структурной единице ВТСП купратов, по-прежнему находящихся в центре внимания исследователей (см., например, [27–32]). В рамках нашего подхода все электронные характеристики определяются двумя параметрами a и Δ . Это позволяет простым образом описать соединения типа $2\text{D AgX}_{1-x}Y_x$, где X и $Y = \text{F}, \text{Cl}, \text{Br}, \text{I}$), положив $a = (1-x)a_1 + xa_2$, $\Delta = (1-x)\Delta_1 + x\Delta_2$, $M^* = (1-x)M_1^* + xM_2^*$, где $M_{1,2}^*$ — приведенные массы. Нам представляется, что технологам и экспериментаторам следует обратить внимание на эпитаксиальные слои фтористого серебра и его возможные соединения.

Конфликт интересов

Автор заявляет об отсутствие конфликта интересов.

Приложение

Если учесть внутриатомные кулоновские отталкивания электронов с противоположными спинами U_d (атом металла) и U_p (атом неметалла) и межатомное кулоновское отталкивание U_{pd} , то в рамках расширенного приближения Хартри–Фока вместо уровней ε_d и ε_p нужно в функции Грина ввести перенормированные уровни

$$\tilde{\varepsilon}_{d(p)} = \varepsilon_{d(p)} + U_{pd}n_{p(d)} + U_{d(p)}n_{d(p)}/2, \quad (\text{П1})$$

где в немагнитном случае $n_{d(p)\uparrow} = n_{d(p)\downarrow} = n_{d(p)}/2$ [33]. Учитывая неравенство $U_d > U_p > U_{pd}$, пренебрежем в дальнейшем отталкиванием U_p и U_{pd} (для 2D CuO_2

имеем соответственно 10.5, 4.0 и 1.2 eV [15]). Тогда получим $\tilde{\varepsilon} \rightarrow \tilde{\varepsilon}' = \tilde{\varepsilon} + U_d n_d/2$ и $\Delta \rightarrow \tilde{\Delta} = \Delta - U_d n_d/4$. Принимая $U_d = 5 \text{ eV}$ для Ag (см. [34,35]) и $U_d = 10 \text{ eV}$ для Cu, при $n_d = 1$ получим соответственно $\Delta' = -0.14 \text{ eV}$ и $\Delta' = 0.50 \text{ eV}$. Таким образом, величина параметра Δ резко уменьшается, а в случае 2D AgF_2 даже меняет знак. Соотношение $\tilde{\Delta}_\Gamma(2\text{D AgF}_2) = 28 \text{ eV} < \tilde{\Delta}_\Gamma(2\text{D CuO}_2) = 1.00 \text{ eV}$ остается, однако, в силе. С другой стороны, при использовании для энергий термов ε_d и ε_p таблиц Манна [36] и тех же значений U_d , для 2D AgF_2 получаем $\Delta_\Gamma = 0.54$ и $\tilde{\Delta}_\Gamma = 1.96 \text{ eV}$; для 2D CuO_2 имеем $\Delta_\Gamma = 3.37$ и $\tilde{\Delta}_\Gamma = 1.27 \text{ eV}$ (здесь $\Delta' < 0$), так что $\tilde{\Delta}_\Gamma(2\text{D AgF}_2) > \tilde{\Delta}_\Gamma(2\text{D CuO}_2)$. Далее, для оксидов 3d-металлов $U_d \sim 7 \text{ eV}$ [37], тогда как в [38] приводятся значения $U_d \sim 5 \text{ eV}$. При этом в [36] для атомов Cu и Ag $U_d = 7.07$ и 6.34 eV соответственно.

Для нахождения величин n_d при нулевой температуре необходимо решить уравнение вида

$$n_d = 2N_{\parallel}^{-1} \int_{-\infty}^{E_F} d\omega \sum_{\mathbf{k}} \rho_d(\omega, \mathbf{k}) \quad (\text{П2})$$

и затем, зная n_d , вычислить n_p , заменив в (П2) $\rho_d(\omega, \mathbf{k})$ на $\rho_p(\omega, \mathbf{k})$. Эта процедура, естественно, не может быть выполнена аналитически. Так как $\tilde{\Delta}$ является одним из двух основных параметров предлагаемой здесь теоретической схемы, приведенный выше разброс значений U_d делает такой расчет малоценным. Так как в работах [8,9], где без учета кулоновских корреляций были получены вполне адекватные оценки немагнитных характеристик CuO_2 , одночастичный подход на данном этапе представляется не только технически привлекательным, но и менее противоречивым.

Список литературы

- [1] W. Wegner, K. Tokár, J. Lorenzana, M. Derzsi, W. Grochala. Phys. Chem. Chem. Phys. **22**, 2183 (2020).
- [2] P.A. Lee. Rep. Prog. Phys. **71**, 012501 (2008).
- [3] K.M. Shen, J.C.S. Davis. Mater. Today **11**, 14 (2008).
- [4] D. Pines. J. Phys. Chem. B **117**, 13145 (2013).
- [5] D. Rybicki, M. Jurkutat, S. Reichardt, C. Kapusta, J. Haase. Nature Commun. **7**, 11413 (2016).
- [6] Y. Zhong, Y. Wang, S. Han, Y.-F. Lv, W.-L. Wang, D. Zhang, H. Ding, Y.-M. Zhang, L. Wang, K. He, R. Zhong, J.A. Schneeloch, G.-D. Gu, C.-L. Song, X.-C. Ma, Q.-K. Xue. Sci. Bull., **61**, 1239 (2016).
- [7] Y. Yu, L. Ma, P. Cai, R. Zhong, C. Ye, J. Shen, G.D. Gu, X.H. Chen, Y. Zhang. Nature **575**, 156 (2019).
- [8] С.Ю. Давыдов, Е.И. Леонов. Физика низких температур **15**, 319 (1989).
- [9] С.Ю. Давыдов, Е.И. Леонов. Физика низких температур **15**, 536 (1989).
- [10] A.H. Castro Neto, F. Guinea, N.M.R. Peres, K.S. Novoselov, A.K. Geim. Rev. Mod. Phys. **81**, 136 (2009).
- [11] T. Ando, A.B. Fowler, F. Stern. Rev. Mod. Phys. **54**, 438 (1982).

- [12] S.W. Jang, T. Kotani, H. Kino, K. Kuroki, M.J. Han. *Sci. Rep.* **5**, 12050 (2015).
- [13] У. Харрисон. Электронная структура и свойства твердых тел. Мир, М. 1983.
- [14] Краткий справочник физико-химических величин / Под ред. К.П. Мищенко и А.А. Равделя. Химия, Л. (1974).
- [15] C. Miller, A.S. Botana. *Phys. Rev.* **101**, 195116 (2020).
- [16] E. Dagotto. *Rev. Mod. Phys.* **66**, 763 (1994).
- [17] J.W. Furness, Y. Zhang, C. Lane, I.G. Buda, B. Barbiellini, R.S. Markiewicz, A. Bansil, J. Sun. *Commun. Phys.* (2018). DOI: 10.1038/s42005-018-0009-4.
- [18] S.W. Jang, T. Kotani, H. Kino, K. Kuroki, M.J. Han. *Sci. Rep.* **5**, 12050 (2015).
- [19] A. Frano, S. Blanco-Canosa, B. Keimer, R.J. Birgeneau. arXiv:2102.09525.
- [20] W.A. Harrison. *Phys. Rev. B* **34**, 2787 (1986).
- [21] T. Brun, M. Grimsditch, K.E. Gray, R. Bhadra, V. Maroni. *Phys. Rev. B* **35**, 8837 (1987).
- [22] R. Abd-Shukor. *Supercond. Sci. Technol.* **15**, 435 (2002).
- [23] C.L. Fu, A.J. Freeman. *Phys. Rev. B* **35**, 8861 (1987).
- [24] L.F. Mattheis. *Phys. Rev. Lett.* **158**, 1028 (1987).
- [25] J. Labbe, J. Bok. *Europhys. Lett.* **3**, 1225 (1987).
- [26] J. Tahir-Kheli. arXiv: 1702.05001.
- [27] H. Miao, D. Ishikawa, R. Heid, M. Le Tacon, G. Fabbris, D. Meyers, G.D. Gu, A.Q.R. Baron, M.P.M. Dean. *Phys. Rev. X*, **8**, 011008 (2018).
- [28] A.A. Kordyuk. *Low Temp. Physics* **44**, 477 (2018).
- [29] K.P. Kramer, M. Horio, S.S. Tsirkin, Y. Sassa, K. Hauser, C.E. Matt, D. Sutter, A. Chikina, N.B.M. Schröter, J.A. Krieger, T. Schmitt, V.N. Strocov, N.C. Plumb, M. Shi, S. Pyon, T. Takayama, H. Takagi, T. Adachi, T. Ohgi, T. Kawamata, Y. Koike, T. Kondo, O.J. Lipscombe, S.M. Hayden, M. Ishikado, H. Eisaki, T. Neupert, J. Chang. *Phys. Rev. B* **99**, 224509 (2019).
- [30] L. Deng, Y. Zheng, Z. Wua, S. Huyan, H.-C. Wu, Y. Nie, K. Cho, C.-W. Chu. *Proc. Nat. Acad. Sci. USA (PNAS)* **5**, 2004 (2019). <https://doi.org/10.1073/pnas.1819512116.0>
- [31] N. Singh. *Physica C* **580**, 1353782 (2021).
- [32] P. Solinas, A. Amoretti, F. Giazotto. arXiv: 2007.08323.
- [33] Т. Мория. Спиновые флуктуации в магнетиках с коллективизированными электронами. Мир, М. (1988).
- [34] A. Grzelak, J. Gawraczynski, T. Jaron, D. Kurzydłowski, A. Budzianowski, Z. Mazej, P.J. Leszczynski, V.B. Prakapenka, M. Derzsi, V.V. Struzhkin, W. Grochala. *Inorg. Chem.* **56**, 14651 (2017).
- [35] A.I. Liechtenstein, V.I. Anisimov, J. Zaanen. *Phys. Rev. B* **52**, R5467 (1995).
- [36] W.A. Harrison. *Phys. Rev. B* **31**, 2121 (1985).
- [37] V.I. Anisimov, J. Zaanen, O.K. Andersen. *Phys. Rev. B* **44**, 943 (1991).
- [38] R. Zimmermann, P. Steiner, R. Claessen, F. Reinert, S. Hüfner, P. Blaha, P. Dufek. *J. Phys.: Condens. Matter*, **11**, 1657 (1999).

Редактор Т.Н. Василевская