

11
Графен на ферромагнитном изоляторе EuX (X = O, S, Se, Te)

© С.Ю. Давыдов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
 Санкт-Петербург, Россия
 E-mail: Sergei_Davydov@mail.ru

Поступила в Редакцию 20 января 2025 г.
 В окончательной редакции 4 февраля 2025 г.
 Принята к публикации 12 февраля 2025 г.

Предложена простая модель плотности состояний EuX, учитывающая зоны *p*-состояний атомов X, зоны 4*f*- и 6*s*-состояний атомов Eu. В рамках этой модели определено влияние подложки на одослойный графен: оказалось, что основную роль играет *p*-зона X. Получены аналитические выражения для перехода заряда между графеном и халькогенидом европия и намагниченности графена, наведенной зеемановским обменном полем атомов европия.

Ключевые слова: адсорбционный подход, уширение и сдвиг состояний графена, переход заряда, намагниченность графена.

DOI: 10.61011/FTT.2025.02.59994.14-25

1. Введение

Вопрос о возможности магнитных состояний в углеродных структурах возник еще в „дографеновую эпоху“ [1–3] и продолжал дискутироваться [4–6] вплоть до экспериментального подтверждения такой возможности, полученного для кромок графеновой наноленты сравнительно недавно [7]. С тех пор принято считать, что магнитные состояния графена следует искать в ситуациях, когда структура идеального бесконечного листа графена нарушена, что, однако, мешает применению такого графена в спинтронике и квантовых компьютерах. Поэтому естественным представляется создание намагниченности в эпитаксиальном графене (эпиграфене), наведенной магнитной подложкой, т.е. за счет эффекта близости (proximity effect). В работах [8,9] была предложена простая схема описания наведенной намагниченности в эпиграфене вследствие контакта с ферромагнитным металлом (FM). Здесь та же схема будет вначале применена к однолистному графену (SLG — single layer graphene), находящемуся на поверхности ферромагнитного изолятора (FMI), в качестве которого в настоящей работе мы рассмотрим монохалькогениды EuX, где X = O, S, Se, Te.

Свойства этих соединений начали изучать экспериментально конца 60-х годов прошлого века [10–13]; результаты расчетов из первых принципов приведены в работах [14–16]. В последнее время возник интерес к гетероструктурам с участием EuS: SLG/EuS [17], InAs/EuS [18], а также BLG (bilayer graphene)/Cr₂X₂Te₆, где X = Se, Si, Sm [19]. Оценки показывают, что EuS характеризуется значительной константой обменного взаимодействия $J_{ex} \sim 10 \text{ meV}$ и большим магнитным моментом $\sim 7\mu_B$, приходящимся на один ион Eu.

2. Модель плотности состояний EuX

В рамках адсорбционного подхода к описанию электронного спектра эпислоев [20] основным моментом является использование достаточно простой, но адекватной модели плотности состояний подложки. Действительно, пусть функция Грина свободного графена (free-standing graphene) имеет вид $g(\omega, \mathbf{q}) = (\omega - \epsilon_{\mathbf{q}} + i0^+)^{-1}$, где ω — энергетическая переменная, $\epsilon_{\mathbf{q}}$ — закон дисперсии электронов, \mathbf{q} — двумерный (2D) волновой вектор. Тогда функцию Грина эпиграфена можно представить как

$$G_{\sigma}(\omega, \mathbf{q}) = (\omega - \epsilon_{\mathbf{q}} - \Sigma_{\sigma}(\omega))^{-1}. \tag{1}$$

Здесь σ — спиновый индекс, $\Sigma_{\sigma}(\omega) = \Lambda_{\sigma}(\omega) - i\Gamma_{\sigma}(\omega)$ — собственно-энергетическая часть (self-energy), $\Gamma_{\sigma}(\omega) = \pi V^2(\omega)\rho_{\sigma}^{\text{sub}}(\omega)$ — функция уширения состояний графена и $\Lambda_{\sigma}(\omega)$ — функция сдвига этих состояний, являющаяся гильберт-трансформантой функции $\Gamma_{\sigma}(\omega)$, $\rho_{\sigma}^{\text{sub}}(\omega)$ — плотность состояний подложки, $V(\omega)$ — матричный элемент взаимодействия графена с подложкой (зависимость от энергии ω будет пояснена далее). Таким образом, на данном этапе задача сводится к заданию плотности состояний подложки.

Энергетические диаграммы для соединений EuX представлены в работах [10–13], энергетические зоны — в статьях [14–17]. Согласно этим работам электронный спектр соединений EuX имеет три характерные полосы сплошного спектра: 1) валентная зона, образованная 2*p*-состояниями халькогенидов, расположенная в энергетическом интервале $E_v^- = -W_v/2 \leq \Omega_v \leq W_v/2 = E_v^+$, где $\Omega_v = \omega - \bar{\omega}_v$, W_v — ширина валентной зоны, центру которой отвечает энергия $\bar{\omega}_v$; 2) зона проводимости, образованная 6*s*- и 5*d* состояниями, а также гибридованными *p*-состояниями X, энергетический интервал которой дается теми же выражениями, что и для валентной зоны, но с заменой индекса *v* на индекс *s*;

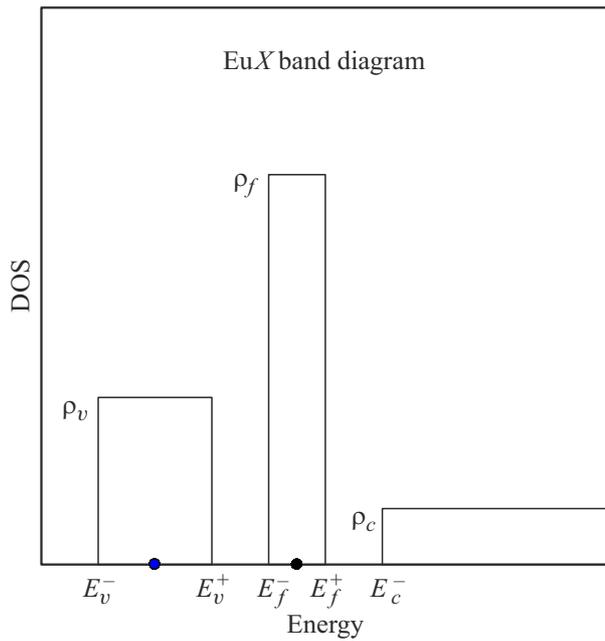


Рис. 1. Модельные плотности состояний для валентной зоны $\rho_v(\omega)$, заполненной подзоны f -состояний $\rho_f(\omega)$ (спиновый индекс не указан) и зоны проводимости $\rho_c(\omega)$. Жирными точками на оси энергий отмечены центры зон валентной $\bar{\omega}_v$, проводимости $\bar{\omega}_c$, центр заполненной f -подзоны $\bar{\omega}_f$ находится вне поля рисунка.

3) полностью заполненная 7 электронами подзона зоны f -состояний для спина $\sigma = \downarrow$ расположена в энергетическом интервале $E_c^- - E_v^+$, определяемым неравенством $E_{f\downarrow}^- = -W_f/2 \leq \Omega_{f\downarrow}/2 = E_{f\downarrow}^+$; центр пустой подзоны $\bar{\omega}_{f\uparrow}$ расположен на ~ 10 eV выше $\bar{\omega}_{f\downarrow}$ и находится глубоко в зоне проводимости; под запрещенной зоной понимается $E_g = E_c^- - E_f^+$ [10], значения ширины запрещенной зоны с учетом спина приведены в работе [15]. Модельные плотности состояний, соответствующие этим полосам сплошного спектра, схематично изображенные на рис. 1 (f -подзона для спина $\sigma = \downarrow$, а также центр и потолок зоны проводимости на рис. 1 не изображены). Соответствующие энергетические параметры представлены в таблице, куда добавлены также значения работ выхода ϕ по данным работы [10].

Энергетические параметры зонной диаграммы EuX и работы выхода в eV

Парметры	W_v [10]	$E_f - E_v^+$ [14]	W_f [13-15]	E_g [10]	W_c [13,16]	ϕ [10]
EuO	~ 3	1.12	~ 1	1.1	~ 15	0.6 ± 0.3
EuS	~ 2	1.65	~ 1	1.7	~ 15	3.3 ± 0.3
EuSe	~ 2	1.80	~ 1	1.9	~ 15	2.8 ± 0.3
EuTe	~ 2	2.00	~ 1	~ 2 [16]	~ 15	—

Приведенные на рис. 1 плотности состояний соответствуют модели Фриделя (типа „пьедестал“) [8,9,21]:

$$\rho_{v(c)} = \begin{cases} \bar{\rho}_{v(c)}, & |\Omega_{v(c)}| \leq W_{v(c)}/2, \\ 0, & |\Omega_{v(c)}| > W_{v(c)}/2, \end{cases}$$

$$\rho_{f\sigma} = \begin{cases} \bar{\rho}_f, & |\Omega_{f\sigma}| \leq W_f/2, \\ 0, & |\Omega_{f\sigma}| > W_f/2, \end{cases} \quad (2)$$

где $\bar{\rho}_{v(c,f)} = \text{const}$. Тогда функции уширения принимают вид $\Gamma_{v(c)}(\omega) = \pi V_{v(c)}^2 \rho_{v(c)}(\omega)$ и $\Gamma_{f\sigma}(\omega) = \pi V_{f\sigma}^2 \rho_{f\sigma}(\omega)$ и $\Gamma_{v(c)}(\omega) = \pi V_{v(c)}^2 \rho_{v(c)}(\omega)$, где $V_{v(c,f)}$ — матричный элемент взаимодействия состояний валентной зоны (зоны проводимости, f -зоны) с p_z -состояниями графена (это то, что выше обозначалось как $V(\omega)$). Соответствующие функции сдвига есть

$$\Lambda_{v(c)}(\omega) = \bar{\Lambda}_{v(c)} \ln \left| \frac{\Omega_{v(c)} + W_{v(c)}/2}{\Omega_{v(c)} - W_{v(c)}/2} \right|,$$

$$\Lambda_{f\sigma}(\omega) = \bar{\Lambda}_f \ln \left| \frac{\Omega_{f\sigma} + W_f/2}{\Omega_{f\sigma} - W_f/2} \right|, \quad (3)$$

где $\bar{\Lambda}_{v(c,f)} = \bar{\rho}_{v(c,f)} V_{v(c,f)}^2$.

Перейдем к численным оценкам матричных элементов $V_{v(c)}$ σ -связи p_z -состояний углерода с $2p$ -состояниями X и $6s$ -состояниями Eu, равным соответственно $V_{pp\sigma} = 2.22(\hbar^2/m_e d^2)$ и $V_{s p\sigma} = 1.42(\hbar^2/m_e d^2)$, где \hbar — приведенная постоянная Планка, m_e — масса электрона, d — расстояние от листа графена до подложки, нижний

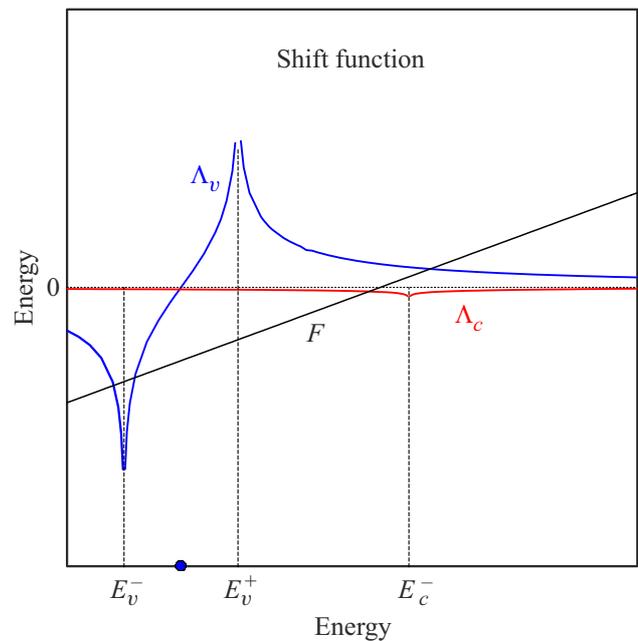


Рис. 2. Функции сдвига $\Lambda_v(\omega)$ и $\Lambda_c(\omega)$ и графическое решение уравнения (7): точка пересечения линии $F \propto (\omega - \varepsilon_D)$ и функции $\Lambda_v(\omega)$ определяет перенормированное значение энергии точки Дирака ε_D^* . Вертикальные пунктирные линии соответствуют границам зон.

индекс σ относится к типу связи, а не к спину. Здесь и далее все матричные элементы считаются величинами положительными [22].

Для оценки величины V_f воспользуемся результатами работы [23], принимая $V_f = V_{pf\sigma} = (3\sqrt{5}/2\pi) \times [\hbar^2(r_p r_f^5)^{1/2}/md^5]$, где параметры $r_p(C) = 6.59 \text{ \AA}$ и $r_f = 0.42 \text{ \AA}$ [24]. Полагая далее $\bar{\rho}_v = 6/W_v$, $\bar{\rho}_c = 2/W_c$, $\bar{\rho}_f = 7/W_c$ и $d = 3 \text{ \AA}$, получим $V_v = 1.87 \text{ eV}$, $\bar{\Lambda}_v = 5.64 \text{ eV}$; $V_c = 1.2 \text{ eV}$, $\bar{\Lambda}_c = 0.19 \text{ eV}$; $V_f = 0.017 \text{ eV}$, $\bar{\Lambda}_f = 0.002 \text{ eV}$.

На рис. 2 мы представили функции сдвига $\Lambda_v(\omega)$ и $\Lambda_c(\omega)$ ($\bar{\Lambda}_f/\bar{\Lambda}_c \approx 10^{-2}$): ясно, что главный вклад в суммарный сдвиг и уширение $\bar{\Gamma}_{v(c,f)} = \pi\bar{\Lambda}_{v(c,f)}$ состояний эпитрафена (как и любого адсорбированного слоя), вносит валентная $2p$ -зона X . (Тут нужно уточнить, что делая подобное утверждение, мы, по умолчанию, игнорируем границы зон, где соответствующие этим зонам функции сдвига испытывают логарифмические расходимости).

3. Числа заполнения и магнитные моменты атомов эпитрафена

Функции Грина (1) соответствует плотность состояний SLG

$$\rho_\sigma(\omega, \mathbf{q}) \approx \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma_v(\omega)}{[\omega - \varepsilon_{q\sigma} - \Lambda_v(\omega)]^2 + \Gamma_v^2(\omega)}. \quad (4)$$

Здесь мы отбросили вклады зон проводимости и состояний f электронов EuX . В рамках низкоэнергетического приближения, считая, что вектор \mathbf{q} отсчитывается от вектора точки Дирака \mathbf{K} , $\varepsilon_{q\sigma} = \varepsilon_{D\sigma} \pm 3taq/2$, где с учетом эффекта Зеемана $\varepsilon_{D\uparrow,\downarrow} = \varepsilon_D \pm h$, ε_D — энергия точки Дирака, h — обменная зеемановская энергия магнитного поля, наводимого подложкой [25], t — интеграл перескока (hopping integral) электрона между ближайшими атомами углерода, находящимися на расстоянии a .

Введем числа заполнения

$$n_{q\sigma} = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_\sigma(\omega, \mathbf{q}) f(\omega - \mu) d\omega, \quad (5)$$

где $f(\omega - \mu)$ — функция распределения Ферми–Дирака, μ — химический потенциал.

Рассмотрим случай $T = 0$, принимая за нуль энергию середины валентной зоны ($\bar{\omega}_v = 0$). Тогда

$$n_{q\sigma} = \frac{\bar{\Gamma}_v}{\pi} \int_{-\xi}^{\mu} \frac{d\omega}{[\omega - \Lambda_v(\omega) - \varepsilon_{q\sigma}]^2 + \bar{\Gamma}_v^2}, \quad (6)$$

где $\xi = t\sqrt{2\pi\sqrt{3}} \sim 10 \text{ eV}$ — энергия обрезания [20]. Сопоставляя приведенную в таблице работу выхода EuS (3.3 eV) с работой выхода свободного недопированного SLG $\phi_{\text{SLG}} = 4.5\text{--}4.6 \text{ eV}$ [26,27] и не учитывая сдвиг L_v , можно было бы сделать вывод о переходе электронов на графен, что, ошибочно (см. далее).

Для получения выражения числа заполнения n_σ в аналитическом виде необходимо прибегать к упрощениям, так как уже выражения для $\rho_\sigma(\omega)$ довольно громоздки [20,28]. Определяя значение перенормированной (за счет взаимодействия с подложкой) энергии точки Дирака ε_D из уравнения

$$\omega - \varepsilon_D - \Lambda_v(\omega) = 0, \quad (7)$$

получаем $\varepsilon_D^* = \varepsilon_D + \Lambda_v(\varepsilon_D)$.

Графическое решение уравнения (7) представлено на рис. 2. Тогда заменив выражение в квадратной скобке в (6) на $C_\sigma(q) = \varepsilon_{D\sigma}^* \mp 3taq/2$, получим

$$n_{q\sigma} \approx \frac{1}{\pi} \operatorname{arccot} \frac{C_\sigma(q) - \mu}{\bar{\Gamma}_v}. \quad (8)$$

Исходя из данных таблицы и рис. 1 и 2, получим $(\varepsilon_D - \bar{\omega}_v) \approx 3\text{--}4 \text{ eV}$, так что $(\varepsilon_D^* - \bar{\omega}_v) \approx 7 \text{ eV}$. Таким образом, под действием подложки точка Дирака смещается в область зоны проводимости EuX , вследствие чего графен приобретает положительный заряд. При этом заполненной остается только часть валентной зоны графена. К сожалению, какими либо экспериментальными данными по адсорбции углерода на EuO мы не располагаем. Следует подчеркнуть, что в теории адсорбции и эпитаксиальных слоев параметр $\bar{\Gamma}_v$ рассматривается как подгоночный [29]. Отметим, однако, что от значения $\bar{\Gamma}_v$ зависит величина перехода заряда, но не его направление (знак).

В дальнейшем нам понадобятся значения

$$n_\sigma = N^{-1} \sum_{\mathbf{q}} n_{q\sigma},$$

где N^{-1} — число состояний $|\mathbf{q}\sigma\rangle$, число заполнения $n = n_\uparrow + n_\downarrow$, определяющее переход заряда между SLG и EuX , и наведенную подложкой намагниченность эпитрафена $m = n_\uparrow - n_\downarrow$. Необходимые для вычисления выражения приведены в Приложении. Так как эти выражения довольно громоздки, то здесь мы рассмотрим частный случай, достаточно хорошо иллюстрирующие общую ситуацию. Полагая $aq_{\max} \ll 1$, представим (8) в виде

$$n_{q\sigma} \approx \frac{1}{\pi} \operatorname{arccot} \frac{C_\sigma(0) - \mu}{\bar{\Gamma}_v} \pm \frac{3aq}{2} \frac{t\bar{\Gamma}_v}{[C_\sigma(0) - \mu]^2 + \bar{\Gamma}_v^2}. \quad (9)$$

Так как в низкоэнергетическом приближении к описанию спектра графена сохраняются только линейные члены, следует записать выражение (9) в виде

$$n_\sigma \approx \frac{1}{\pi} \operatorname{arccot} \frac{C_\sigma(0) - \mu}{\bar{\Gamma}_v}. \quad (10)$$

Пусть $|C_\sigma(q) - \mu| \ll \bar{\Gamma}_v$, тогда $n \sim 1 - 2(\varepsilon_D^* - \mu)/\bar{\Gamma}_v$, $|m| \sim 2h/\bar{\Gamma}_v$.

В случае $|C_\sigma(q) - \mu| \gg \bar{\Gamma}_v$, имеем $n \sim 2\bar{\Gamma}_v/\pi(\varepsilon_D^* - \mu)$, $|m| \sim 2h\bar{\Gamma}_v/\pi(\varepsilon_D^* - \mu)^2$.

Энергия $h = \mu_B H$, где H — напряженность магнитного поля и $\mu_B = 5.79 \cdot 10^{-2} \text{ meV/T}$ — магнетон Бора. Тогда при $H = 2\text{--}20 \text{ T}$ имеем $h \sim 0.1\text{--}1 \text{ meV}$, что по порядку величины совпадает с оценками работ [30,31]. Отметим, что в работе [25] приводится значение $h = 11 \text{ meV}$ при $H = 200 \text{ T}$.

4. Заключение

Предложенная в настоящей работе простая модель плотности состояний халькогенидов европия EuX позволила легко получить функции уширения Γ и сдвига Λ состояний эпитаксиального графена, вызванные влиянием подложки. Выяснилось, что основной вклад в Γ и Λ дает валентная зона, образованная $6s$ -состояниями атомов X . Такое упрощение задачи дало возможность получить аналитические выражения для перехода заряда с атомов графена в зону проводимости подложки, который (при грубой оценке) оказался большим. Для оценки приведенной ферромагнитным изолятором EuX намагниченности графена было использовано зеемановское расщепление состояний графена. Таким образом, использование адсорбционного подхода [20,29], позволяющего игнорировать кристаллическую структуру интерфейса, представляется перспективным для описания эффекта близости. Отметим, что в последние пять лет тема приведенной намагниченности в гетероструктурах набирает популярность [32–36].

Конфликт интересов

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

Приложение

Для вычисления чисел заполнения и магнитных моментов введем безразмерные параметры $e_\sigma = \varepsilon_{D\sigma}^*/\Gamma_V$, $\tau = 3t/2\Gamma_V$, $\bar{\mu} = \mu/\Gamma$, $x = aq$ и вспомогательный интеграл

$$I_\sigma^\pm = 1 + \frac{2}{\tau^2} \int_0^\tau \arctan(y + \bar{\mu} - e_\sigma) y dy, \quad (\text{П1})$$

где мы положили $y_{\max} = \tau a q_{\max} = \tau$, верхние индексы $\pm u$ интеграла относятся к зеемановскому расщеплению $\pm h$. Представим $I_\sigma^\pm = 1 + \{I_\sigma^\pm\}_1 + \{I_\sigma^\pm\}_2$, где

$$\begin{aligned} \{I_\sigma^\pm\}_1 &= \frac{2}{\tau^2} \int_{\bar{\mu}-e_\sigma}^{\tau+\bar{\mu}-e_\sigma} \arctan(z) z dz \\ &= \frac{1}{\tau^2} \left((1+z^2) \operatorname{arccot}(z) - z \right) \Big|_{\bar{\mu}-e_\sigma}^{\tau+\bar{\mu}-e_\sigma}, \quad (\text{П2}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \{I_\sigma^\pm\}_2 &= \frac{2(e_\sigma - \bar{\mu})}{\tau^2} \int_{\bar{\mu}-e_\sigma}^{\tau+\bar{\mu}-e_\sigma} \arctan(z) dz \\ &= \frac{2(e_\sigma - \bar{\mu})}{\tau^2} \left(z \arctan(z) + \frac{1}{2} \ln(z^2 + 1) \right) \Big|_{\bar{\mu}-e_\sigma}^{\tau+\bar{\mu}-e_\sigma}, \quad (\text{П3}) \end{aligned}$$

$z = \tau x + \mu - e_\sigma$. Полученные выражения позволяют вычислить значения $n = n_\uparrow + n_\downarrow$ и $m = n_\uparrow - n_\downarrow$.

Список литературы

- [1] M. Fujita, K. Wakabayashi, K. Nakado, K. Kusakabe. J. Phys. Soc. Japen **65**, 1920 (1996).
- [2] T.L. Makarova, B. Sundqvist, R. Hohne, P. Esquinazi, Y. Kopelevich, P. Scharff, V.A. Davydov, L.S. Kashevarova, A.V. Rakhmanina. Nature **413**, 716 (2001).
- [3] T.L. Макарова. ФТП **38**, 641 (2004) [T.L. Makarova. Semiconductors **38**, 615 (2004)].
- [4] Y.-W. Son, M.L. Cohen, S.G. Louie. Nature **444**, 347 (2006).
- [5] O.V. Yaziev. Rep. Prog. Phys. **73**, 056501 (2010).
- [6] K. Zollner, M. Gmitra, T. Frank, J. Fabian. Phys. Rev. B **94**, 155441 (2016).
- [7] M. Slota, A. Keerthi, W.K. Myers, E. Tret'yakov, M. Baumgarten, A. Ardavan, H. Sadeghi, C.J. Lambert, A. Narita, K. Müllen, L. Bogani. Nature **557**, 691 (2018).
- [8] С.Ю. Давыдов. ФТТ **62**, 326 (2020) [S.Yu. Davydov. Phys. Solid State **62**, 378 (2020)].
- [9] С.Ю. Давыдов. Письма в ЖТФ **47**, 11, 37 (2021) [S.Yu. Davydov. Tech. Phys. Lett. **47**, 566 (2021)].
- [10] D.E. Eastman, F. Holtzberg, S. Methfessel. Phys. Rev. Lett. **23**, 226 (1969).
- [11] G. Günterodt. Phys. Cond. Matter **18**, 37 (1974).
- [12] A. Mauger, G. Godart. Phys. Rep. **141**, 51 (1986).
- [13] P.G. Steeneken, L.H. Tjeng, I. Elfimov, G.A. Sawatzky, G. Ghiringhelli, N.B. Brookes, D.-J. Huang. Phys. Rev. B **88**, 047201 (2002).
- [14] D.B. Ghosh, M. De, S.K. De. Phys. Rev. B **70**, 115211 (2004).
- [15] M. Horne, P. Strange, W.M. Temmerman, Z. Szotek, A. Svane, H. Winter. J. Phys.: Condens. Matter **16**, 5061 (2004).
- [16] P. Larson, W.R.L. Lambrecht. J. Phys.: Condens. Matter **18**, 11333 (2006).
- [17] P. Wei, S. Lee, F. Lemaitre, L. Pinel, D. Cutaia, W. Cha, F. Katmis, Y. Zhu, D. Heiman, J. Hone, J.S. Moodera, C.-T. Chen. Nat. Materials **15**, 711 (2016).
- [18] Y. Liu, A. Luchini, S. Martí-Saánchez, C. Koch, S. Schwalow, S.A. Khan, T. Stankevič, S. Francoual, J.R.L. Mardegan, J.A. Krieger, V.N. Strocov, J. Stahn, C.A.F. Vaz, M. Ramakrishnan, U. Staub, K. Lefmann, G. Aeppli, J. Arbiol, P. Krogstrup. ACS Appl. Mater. Interfaces **12**, 8780 (2020).
- [19] K. Zollner, M. Gmitra, J. Fabian. New J. Phys. **20**, 073007 (2018).
- [20] С.Ю. Давыдов. ФТТ **58**, 779 (2016). [S.Yu. Davydov. Phys. Solid State **58**, 804 (2016)].
- [21] В.Ю. Ирхин, Ю.П. Ирхин. Электронная структура, физические свойства и корреляционные эффекты в d - и f -металлах и их соединениях. УрО РАН, Екатеринбург (2004). 472 с.
- [22] W.A. Harrison. Phys. Rev. B **27**, 3592 (1983).
- [23] W.A. Harrison, G.K. Straub. Phys. Rev. B **36**, 2655 (1087).
- [24] G.K. Straub, W.A. Harrison. Phys. Rev. B **31**, 7668 (1985).

- [25] И.Е. Гобелко, А.В. Рожков, Д.Н. Дресвянкин. Письма в ЖЭТФ **118**, 689 (2023) [I.E. Gobelko, A.V. Rozhkov, D.N. Dresvyankin. JETP Lett. **118**, 676 (2023)].
- [26] Y.-J. Yu, Y. Zhao, S. Ryu, L.E. Brus, K.S. Kim, P. Kim. Nano Lett. **9**, 3430 (2009).
- [27] D. Niesner, T. Fauster. J. Phys.: Condens. Matter **26**, 393001 (2014).
- [28] С.Ю. Давыдов. ФТП **47**, 97 (2013) [S.Yu. Davydov. Semiconductors **47**, 95 (2013)].
- [29] С.Ю. Давыдов. Теория адсорбции: метод модельных гамильтонианов. Издательство СПбГЭТУ „ЛЭТИ“, СПб (2013) [S.Yu. Davydov. Theory of Adsorption: Method of Model Hamiltonians (St. Petersburg, LETI, 2013. In Russian)].
- [30] H. Haugen, D. Huertas-Hernando, A. Brataas. Phys. Rev. B **77**, 115406 (2008).
- [31] T. Tokuyasu, J.A. Sauls, D. Rainer. Phys. Rev. B **38**, 8824 (1988).
- [32] T. Norden, C. Zhao, P. Zhang, R. Sabirianov, A. Petrou, H. Zeng. Nat. Commun. **10**, 4163 (2019).
- [33] D. Zhong, K.L. Seyler, X. Linpeng, N.P. Wilson, T. Taniguchi, K. Watanabe, M.A. McGuire, K.-M.C. Fu, D. Xiao, W. Yao, X. Xu. Nat. Nanotechnol. **15**, 187 (2020).
- [34] L. Ciorciaro, M. Kroner, K. Watanabe, T. Taniguchi, A. Imamoglu. Phys. Rev. Lett. **124**, 197401 (2020).
- [35] M. Bora, P. Deb. J. Phys.: Mater. **4**, 034014 (2021).
- [36] P.E.F. Junior, T. Naimer, K.M. McCreary, B.T. Jonker, J.J. Finley, S.A. Crooker, J. Fabian, A.V. Stier. 2D Mater. **10**, 034002 (2023).

Редактор А.Н. Смирнов