08,10

Макромолекула как конденсированная среда в задаче об адсорбции

© С.Ю. Давыдов

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

E-mail: sergei_davydov@mail.ru

Поступила в Редакцию 6 марта 2026 г.
В окончательной редакции 10 апреля 2026 г.
Принята к публикации 10 апреля 2026 г.

Предложено рассматривать макромолекулу (ММ) как конденсированный объект, плотность состояний которого описывается в рамках изначально предложенной для полупроводников модели Халдейна–Андерсона, где потолок валентной зоны E_V совмещен с высшим заполненным уровнем макромолекулы (HOMO), а дно зоны проводимости E_Cсовпадает с низшим пустым уровнем (LUMO). Рассмотрены адсорбция ММ на графеноподобном соединении A_NB_{8-N} (GLC) и эффект её воздействия на GLC-подложку. Предложена модель плотности состояний, учитывающая разупорядоченность (аморфность) ММ. Обсуждается схема работы резистивного биосенсора на основе GLC.

Ключевые слова: органическая макромолекула, модель HOMO-LUMO, полупроводниковые монослои A_NB_{8-N}, биосенсор.

DOI: 10.61011/FTT.2026.04.63326.9225

1. Введение

Интерес к адсорбции органических макромолекул (ММ) на твердотельных структурах возрос в последнее время в связи с потребностью в портативных биосенсорах для экспресс-анализов. Среди 2D структур, предлагаемых для этой цели, наиболее популярным является однослойный графен, что обусловлено не только его „первородством“ [1,2], но и уникальной способностью детектировать адсорбцию даже одиночной молекулы [3]. Неудивительно поэтому, что именно биосенсорам на основе графена посвящено большинство работ (см. [4,5] и ссылки, приведенные там). Последовавший за этим поиск других перспективных 2D объектов [6–9] среди соединений A_NB_{8-N} привел к усилению интереса к 2D нитридам элементов III группы (в дальнейшем — III-N) [10–13], что потребовало изучения контакта ММ — III-N [14,15]. Отметим, что причиной повышенного внимания стали именно нитриды был сложившийся к началу нашего века высокий статус 3D III-N в микроэлектронике (см., например, [16–18] и ссылки, приведенные там).

Модельный подход к проблеме адсорбции органических ММ на графене был предложен в работах [5,19], где предполагалось что взаимодействие ММ — субстрат осуществляется оборванными связями граничащих с подложкой молекулярных фрагментов ММ: это модель оборванных связей, или DBM (dangling bond model). В работах [19–21] набор оборванных связей был заменен двумя орбиталями: HOMO (higher occupied molecular orbital) и LUMO (lower unoccupied molecular orbital) — это модель HLM (HOMO-LUMO model). Именно DBM и HLM послужили основой для аналитического описания работы резистивного биосенсора на основе графена [20,21]. В настоящей работе представлена модель, которую в известной степени можно считать модифицированным вариантом моделей Халдейна–Андерсона [22,23] и HLM, в рамках которой ММ рассматривается как конденсированная среда, или CMM (condensed matter model). На основе CMM обсуждается также простая схема работы резистивного биосенсора, сформированного на графеноподобном бинарном соединении (GLC — graphene-like compounds). При этом к GLC мы относим не только соединения A_NB_{8-N} [24], но и щелевой графен, так как в рамках низкоэнергетического приближения закон дисперсия для всех этих структур одинаков и имеет вид

$$\varepsilon_{\mathrm{GLC}}(\mathbf{k}) = \varepsilon_{\mathrm{c}} \pm R(\mathbf{k}), \quad R(\mathbf{k}) = \sqrt{E_g^2 + (3at\mathbf{k})^2}/2, \quad (1)$$

где E_g есть ширина запрещенной зоны, $\mathbf{k}$ — волновой 2D вектор, t — энергия перескока электрона между находящимися на расстояние a ближайшими соседями в 2D слое, ε_{c} — энергия середины запрещенной зоны (щели). Плотность состояний свободного GLC равна

$$\rho_{\mathrm{GLC}}(\omega) = \begin{cases} 2|\omega - \varepsilon_{\mathrm{c}}|/\xi^2, & R \geq |\omega - \varepsilon_{\mathrm{c}}| \geq E_g/2, \\ 0, & |\omega - \varepsilon_{\mathrm{c}}| < E_g/2, \ |\omega - \varepsilon_{\mathrm{c}}| > R, \end{cases} \quad (2)$$

где $R = \sqrt{(E_g/2)^2 + \xi^2}$ и энергия обрезания $\xi = t\sqrt{2\pi\sqrt{3}}$ [24].

2. Модель конденсированной среды (CMM)

2.1. Кристаллическая модель

Перейдем теперь к описанию ММ, электронный спектр оборванных связей которой мы характеризовали

Энергия ионизации I, сродство к электрону A и полуширина щели $\Delta^0 = (I - A)/2$ (в eV) молекулярных фрагментов ММ [25]

Молекула	C_2	CN	CH	CO	CH_2	CO_2	NH_2	NO_2	CH_3
I	12.15	14.20	10.64	14.01	10.40	13.79	10.15	9.78	9.84
A	3.39	3.82	1.24	–	0.65	–	–	2.42	1.07
Δ^0	4.38	5.19	4.70	–	4.88	–	–	3.68	4.29

ранее набором локальных состояний (DBM) (см. рис. 2 в [5] и рис. 1 в [20]) или, в рамках HLM, только двумя состояниями $\varepsilon_{\mp}$, отвечающим энергиям HOMO (ε_-) и LUMO (ε_+) [19,20], а наличие состояний вне энергетического интервала $2\Delta = (\varepsilon_+ - \varepsilon_-)$, т.е. „периферийных“ локальных уровней, игнорировалось. Здесь мы модифицируем HLM, учтя наличие таких состояний. Более того, имея дело с ММ, логично предположить, что энергетические интервалы между соседними „периферийными“ уровнями много меньше Δ. Тогда для описания плотности состояний ММ примем модель Халдейна–Андерсона [22,24]:

$$\rho_{\mathrm{MM}}(\omega) = \begin{cases} \overline{\rho}, & |\omega| \geq \Delta, \\ 0, & |\omega| < \Delta, \end{cases} \tag{3}$$

где ω — энергия, $\overline{\rho}$ — константа, начало отсчета энергии лежит в середине интервала $(\varepsilon_+ - \varepsilon_-)$. Таким образом, мы рассматриваем ММ как конденсированную среду: уровни, лежащие ниже энергии $(-\Delta)$, образуют LUMO-зону, а уровни, лежащие выше $(+\Delta)$, формируют HOMO-зону. Под „кристалличностью“ здесь мы понимаем не структурную упорядоченность ММ, а характер ее плотности состояний с наличием реальной запрещенной зоны.

Рассмотрим, как наличие адсорбированной ММ влияет на электронные состояния GLC. Так как с учетом (1) функция Грина свободного GLC $g_{\mathrm{GLC}}(\omega, \mathbf{k})$ равна

$$g^{-1}_{\mathrm{GLC}}(\omega, \mathbf{k}) = \omega - \varepsilon_{\mathrm{GLC}}(\mathbf{k}) + i0^+, \tag{4}$$

легко показать (с помощью уравнения Дайсона [22,23]), что $g^{-1}_{\mathrm{GLC}}(\omega, \mathbf{k})$ (4) переходит в функцию Грина

$$G^{-1}_{\mathrm{GLC}}(\omega, \mathbf{k}) = \omega - \varepsilon_{\mathrm{GLC}}(\mathbf{k}) - \Lambda(\omega) + i\Gamma(\omega). \tag{5}$$

Здесь функции уширения $\Gamma(\omega)$ и сдвига $\Lambda(\omega)$ состояний GLC за счет взаимодействия с GLC равны соответственно

$$\Gamma(\omega) = \pi V^2 \rho_{\mathrm{MM}}(\omega),$$

$$\Lambda(\omega) = \overline{\rho} V^2 \ln|(\omega - \Delta)/(\omega + \Delta)|. \tag{6}$$

где V — матричный элемент связи ММ — GLC. Плотность состояний СММ (3) и функция сдвига $\Lambda(\omega)$ представлены на рис. 1.

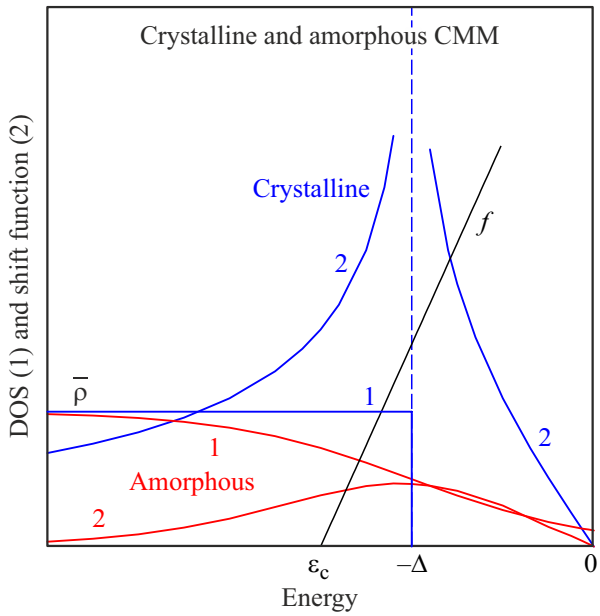

Рис. 1. (a) Плотности состояний (1) и функции сдвига (2) в кристаллической (синие графики) и аморфной (красные графики) моделях конденсированной макромолекулы (СММ). Изображены только левые половины (для отрицательных энергий) симметричной функции плотности состояний и антисимметричной функции сдвига (при $w/\Delta = 0.5$). (b) К решению уравнения (10): $f(\omega) = \Lambda(\omega)$, где $f(\omega) \equiv (\omega - \varepsilon_c)/\overline{\rho}V^2$. Проекция точки пересечения наклонной прямой $f(\omega)$ с графиком на ось энергии дает значение ω^*.

Сделаем некоторые численные оценки. В таблице приведены энергетические характеристики некоторых типичных молекулярных фрагментов ММ [25], с помощью которых получаем грубые оценки параметров электронной структуры ММ (в eV): $\Delta_{\max} = (I_{\max} - A_{\min})/2 = 6.57$ eV, $\Delta_{\min} = (I_{\min} - A_{\max})/2 = 2.46$ eV. Из таблицы следует, что все характерные энергетические характеристики ММ имеют одинаковый порядок величины. Отметим следующие обстоятельства: значения $\Delta_{\max(\min)}$ могут достаточно сильно понизиться при учете статической диэлектрической проницаемости ММ [26] и потенциала изображения [27]. Однако основной недостаток приведенных оценок состоит в игнорировании смещений уровней I и A вследствие взаимодействия фрагментов ММ между собой, что может привести к уширению зон разрешенных состояний и сужению щели. Поэтому в

дальнейшем будем рассматривать величины Δ и w как параметры задачи.

Для дальнейшего нам понадобится энергетическая плотность состояний $\rho_{\mathrm{GLC}}(\omega) = -\pi^{-1}\,\mathrm{Im}\,G_{\mathrm{GLC}}(\omega)$, где функция Грина $G_{\mathrm{GLC}}(\omega) = N^{-1}\sum_{\mathbf{k}} G_{\mathrm{GLC}}(\omega, \mathbf{k}$ и N — число состояний $\mathbf{k}$ в зоне Бриллюэна. При этом мы получим достаточно громоздкое выражение для $\rho_{\mathrm{GLC}}(\omega)$ типа формул (5), (6) работы [28], непригодное для получения аналитических результатов в дальнейших выкладках. Пусть плотность состояний $\rho'_{\mathrm{GLC}}(\omega)$ равна

$$\rho'_{\mathrm{GLC}}(\omega) = \begin{cases} 2|\Omega|/\xi^2, & R \geq |\Omega| \geq \Delta, \\ 0, & |\Omega| < \Delta, \ |\Omega| > R, \end{cases} \tag{8}$$

где $\Omega = \omega - \varepsilon_{\mathrm{c}} - \Lambda(\omega)$ [24]. Для того чтобы учесть не только сдвиг, но и затухание состояний GLC, представим плотность состояний в виде контура Лоренца

$$\widetilde{\rho}_{\mathrm{GLC}}(\omega) = \frac{1}{\pi}\frac{\Gamma(\omega)}{\Omega^2 + \Gamma^2(\omega)}, \tag{9}$$

где $\Gamma(\omega) = \pi V^2 \rho_{\mathrm{MM}}(\omega)$. Если значение энергии ω^*, являющееся решением уравнения

$$\omega - \varepsilon_{\mathrm{c}} - \Lambda(\omega) = 0, \tag{10}$$

перекрывается с зонами разрешенных состояний GLC, формулу (9) можно упростить, заменив Ω на $\Omega = \omega - \omega^*$ и $\Gamma(\omega)$ на константу $\Gamma_* = \pi V^2 \rho_{\mathrm{MM}}(\omega^*_{bard})$. Графический вариант решения уравнения (10) для модели Халдейна–Андерсона (т. е. для кристаллического варианта СММ) представлен на рис. 1 (см. также [23,28]).

Тогда при нулевой температуре получаем число заполнения состояния GLC в виде

$$\widetilde{n}^{band}_{\mathrm{GLC}} \approx \frac{2}{\pi}\,\mathrm{arccot}\,\frac{\omega^*_{band} - \varepsilon_F}{\Gamma_*}, \tag{11}$$

где ε_F — уровень Ферми. Если же $|\omega^*| \leq E_g/2$, то в запрещенной зоне GLC появляется наведенный ММ локальный уровень ω^*_{loc} с плотностью состояний

$$\rho^{loc}_{\mathrm{GLC}} = \nu_{\mathrm{GLC}}\delta(\omega - \omega^*_{loc}),$$

$$\nu_{\mathrm{GLC}} = \left\{1 + \overline{\rho}V^2 E_g/\left[(E_g/2)^2 - (\omega^*_{loc})^2\right]\right\}^{-1}, \tag{12}$$

так что

$$\widetilde{n}^{loc}_{\mathrm{GLC}} \approx 2\nu_{\mathrm{GLC}}\delta(\varepsilon_F - \omega^*_{loc}). \tag{13}$$

Имея в виду использования GLC и ММ в биосенсорах, рассмотрим режим слабого взаимодействия ММ — подложка при $\overline{\rho}V^2 \ll \min\{t, t_{\mathrm{MM}}\}$, где t и t_{MM} есть соответственно энергии перескока электрона между ближайшими атомами в GLC (см. (1)) и между соседними молекулярными фрагментами в ММ. В случае сильного взаимодействия ММ — подложка существует вероятность отрыва от ММ молекулярных фрагментов. Из рис. 1 видно, что с уменьшением величины $\overline{\rho}V^2$ прямая $f(\omega)$ идет круче, так что из (10) получаем

$$\omega^* \approx \varepsilon_{\mathrm{c}} + \Lambda(\varepsilon_{\mathrm{c}}) \sim \varepsilon_{\mathrm{c}}. \tag{14}$$

2.2. Аморфная модель

Учтем теперь некристаллический характер ММ, для чего введем вместо (3) плотность состояний вида

$$\hat{\rho}_{\mathrm{MM}}(\omega) = \rho_-(\omega) + \rho_+(\omega),$$

$$\rho^{\mp}(\omega) = \overline{\rho}\left\{1 + \exp\left[(\pm\omega + \Delta)/w\right]\right\}^{-1}, \tag{15}$$

где w — характерная энергия размытия кристаллической плотности состояний Халдейна–Андерсона. Отметим, что (15) представляет собой две „включенные навстречу друг другу“ фермиевские ступеньки, причем параметр „дубль в малое“ играет роль температуры. Аморфность, или разупорядочение структуры ММ проявляется как отсутствие запрещенной зоны в плотности состояний (15). В случае аморфных полупроводников об энергетическом интервале $-\Delta, \Delta$ говорят как о щели подвижности.

Таким образом, по-прежнему имеем $\hat{\Gamma}(\omega) = \pi V^2 \times \hat{\rho}_{\mathrm{MM}}(\omega)$, но получить аналитическое выражение для функции сдвига

$$\hat{\Lambda}(\omega) = \pi^{-1} P \int\limits_{-\infty}^{\infty} \hat{\Gamma}(\omega')(\omega - \omega')^{-1} d\omega', \tag{16}$$

где P — символ главного значения интеграла, не удается. Однако интегрируя по частям, можно показать, что

$$\hat{\Lambda}(\omega) \propto (\overline{\rho}V^2\Delta/w)[F(x_+) - F(x_-)],$$

$$F(x_\pm) = \frac{1}{[1 + \exp(x_\pm)] \cdot [1 + \exp(-x_\pm)]}, \tag{17}$$

где $x_\pm = (\omega \pm \Delta)/w$ (функция F приведена в [29]. Плотность состояний (15) и функция сдвига (17) представлены на рис. 1. Как и в случае кристаллической СММ, число заполнения зонного состояния GLC определяется формулой (11), а локальное состояние отсутствует. Таким образом, в режиме слабой связи ММ–подложка, когда константа связи $\overline{\rho}V^2$ мала и $\omega^* \sim \varepsilon_{\mathrm{c}}$, формулы (11), (12) в сочетании с рис. 1 позволяют проследить, как смещение ε_{c} вдоль оси энергии изменяет числа заполнения $\widetilde{n}^{band}_{\mathrm{GLC}}$ и $\widetilde{n}^{loc}_{\mathrm{GLC}}$. Легко также проанализировать, как меняются значения $\widetilde{n}^{band}_{\mathrm{GLC}}$ и $\widetilde{n}^{loc}_{\mathrm{GLC}}$ с ростом или убылью константы связи $\overline{\rho}V^2$.

Теперь для описания плотности состояний аморфной ММ используем выражение

$$\breve{\rho}_{\mathrm{MM}}(\omega) = \overline{\rho}\left[1 + \frac{1}{\pi}\left(\arctan\frac{\omega - \Delta}{\gamma} - \arctan\frac{\omega + \Delta}{\gamma}\right)\right], \tag{18}$$

предложенное в [30], где параметр γ является аналогом w в (15). Тогда вместо (17) получим

$$\breve{\Lambda}(\omega) \propto \frac{(\overline{\rho}V^2\Delta/\gamma)}{[1 + (\omega - \Delta)^2/\gamma^2] \cdot [1 + (\omega + \Delta)^2/\gamma^2]}. \tag{19}$$

Легко видеть, что с качественной точки зрения функции сдвига (17) и (19) одинаковы. Их обращение в нуль при

$\Delta = 0$ согласуется с моделью Халдейна–Андерсона, в которой в этом случае плотность состояний принимает вид $\rho_{\mathrm{MM}}(\omega) = \mathrm{const}$, что при подстановке в формулу (16) дает нуль.

3. СММ в схеме работы биосенсора

Сценарий работы резистивного биосенсора достаточно подробно описана в [20,21,31], а простейшая схема биосенсора приведена на рис. 1 в [31], в котором следует графен заменить на GLC. В исходном состоянии сенсор содержит GLC, сформированный на диэлектрической подложке (SiO_2, собственный карбид кремния), на поверхности которого находится биомолекула антитела Ab (биорецептор). В процессе измерения тестируемая биомолекула–антиген Ag (биомаркер) приводится в контакт с Ab. Взаимодействие Ag с Ab изменяет проводимость GLC, равную

$$\hat{\sigma}_{\mathrm{GLC}} = e\hat{N}_{\mathrm{GLC}}\hat{\mu}_{\mathrm{GLC}},$$

$$\hat{N}_{\mathrm{GLC}} = (1 - \hat{n}_{\mathrm{GLC}})/S_{\mathrm{GLC}},\ \hat{n}_{\mathrm{GLC}} = \hat{n}^{band}_{\mathrm{GLC}} + \hat{n}^{loc}_{\mathrm{GLC}}, \quad (20)$$

где e — элементарный заряд, $\hat{N}_{\mathrm{GLC}}$ — концентрация носителей, $S_{\mathrm{GLC}} = 3\sqrt{3}a^2_{\mathrm{GLC}}/4$ — площадь GLC с расстоянием a_{GLC} между ближайшими соседями, приходящаяся на один атом, и $\hat{\mu}_{\mathrm{GLC}}$ — подвижность носителей в системе GLC+Ab. Это изменение фиксируется биосенсором, что и служит показателем присутствия антигена. Таким образом, главный вопрос состоит в том, какое изменение в электронном спектре Ab и, как следствие, в спектре GLC, происходит при подключении Ag. Отметим, что в работах [20,21] анализировалось только влияние Ag на концентрацию носителей, т. е.

$$\delta\hat{N}_{\mathrm{GLC}} = -\delta\hat{n}_{\mathrm{GLC}}/S_{\mathrm{GLC}}. \quad (21)$$

С точки зрения использованных нами здесь моделей наличие Ag смещает уровни Ab, что может привести к сдвигу начала отсчета энергии (изначально совмещенного с центром щели Ab) и, соответственно, к замене энергий ω' и ε_F на $(\omega^*)'$ и ε'_F. Эффект сдвига уровней исследовался в работах [20,21]. Возможное изменение ширины щели на $\delta\Delta$ приводит к изменению функции сдвига на $\delta\Lambda(\omega) = -2\,\mathrm{sgn}\,(\omega)[\overline{\rho}V^2\Delta/(\Delta^2 - \omega^2)]\delta\Delta$. Таким образом, при сжатии щели $\delta\Delta < 0$ получаем $\delta\omega^*_{loc} > 0(< 0)$ при $\omega^*_{loc} < 0(\omega^*_{loc} > 0)$; для вариации $\delta\omega^*_{band}$ знаки всех неравенств противоположны. Эти соотношения справедливы как для кристаллической, так и для аморфной СММ, что можно усмотреть на рис. 1. Помимо сдвига уровня ω^*, подключение Ag может вызвать появление на интерфейс Ab–GLC оборванных связей с энергиями ω_i (DBM [5]), являющихся выходами одномерных макромолекул-коннекторов, связывающих Ab и Ag (модель де Жена [31]).

Влияние адсорбции ММ на подвижность носителей тока в однослойном графене рассматривалось в работе [32], где показано, что короткодействующее рассеяние на сшивках MM-SLG превалирует над кулоновским рассеянием. Если предположить, что выводы работы [32] справедливы и в рассматриваемом здесь случае, то ясно, что подключение Ag к Ab не изменяет сколь-либо сильно величину подвижности $\hat{\mu}_{\mathrm{GLC}}$. Дело в том, что такое подключение не может привести к заметному увеличению рассеивающих центров на интерфейсе Ab–GLC. Таким образом, изменение проводимости $\hat{\sigma}_{\mathrm{GLC}}$ (19) при возникновении контакта Ag–Ab связано именно с вариацией концентрации носителей $\delta\hat{N}_{\mathrm{GLC}}$ (20). При этом, как показано в [20,21], предпочтителен режим работы биосенсора, когда вариация $\delta\hat{N}_{\mathrm{GLC}}$ меняет не только концентрацию, но и тип проводимости GLC.

4. Заключение

Итак, в настоящей работе предложена новая модель плотности состояний ММ, рассматриваемой как конденсированная среда (СММ). Автор отдает себе отчет о спекулятивности (в английском понимании слова speculation) ряда положений и допущений, использованных в статье. Оправданием такого подхода может служить, например, монография [33], являющаяся энциклопедией разупорядоченных систем, где в гл. 7, посвященной макромолекулярному беспорядку, нет ни слова об электронных свойствах ММ. За протекшие со времен выхода этой книги время положение изменилось не сильно: так, например, мало изучена электронная структура интерфейса „органическая ММ/неорганическая среда“ (см., например, [34–37]). Дальнейший прогресс в построении моделей работы резистивных биосенсоров автор связывает с проведением комплексных экспериментальных физико-химико-биологических исследований вертикальных слоистых структур массивная диэлектрическая подложка (SiO_2, SiC)–GLC–Ab-Ag.

Конфликт интересов

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

[1] А.К. Гейм. УФН **181**, 1284 (2011) [A.K. Geim. Nobel Lecture].
[2] К.С. Новосёлов. УФН **181**, 1299 (2011). [K.S. Novoselov. Nobel Lecture].
[3] F. Schedin, A.K. Geim, S.V. Morozov, E.W. Hill, P. Blake, M.I. Katsnelson, K.S. Novoselov. Nat. Mater. **6**, 652 (2007).
[4] A.A. Lebedev, S.Y. Davydov, I.A. Eliseyev, A.D. Roenkov, O. Avdeev, S.P. Lebedev, Y. Makarov, M. Puzuk, S. Klotchenko, A.S. Usikov. Materials **14**, 590 (2021).
[5] С.Ю. Давыдов. ФТТ **64**, 2050 (2022). [S.Yu. Davydov. Phys. Solid State **64**, 2018 (2022).
[6] A.K. Geim, I.V. Grigorieva. Nature, **499**, 419 (2013).
[7] C.-J. Tong, H. Zhang, Y.-N. Zhang, H. Liu, L.-M. Liu. J. Mater. Chem. A, **2**, 17971 (2014).

[8] G. Mukhopadhyay, H. Behera. World Journal of Engineering, **10** (1), 39 (2013).
[9] H.L. Zhuang, A.K. Singh, R.G. Hennig. Phys. Rev. B **87**, 165415 (2013).
[10] J. Ben, X. Liu, C. Wang, Y. Zhang, Z. Shi, Y. Jia, S. Zhang, H. Zhang, W. Yu, D. Li, X. Sun. Adv. Mater. **33** (27), e2006761 (2021).
[11] Y. Wu, P. Wang, W. Lee, A. Aiello, P. Deotore, T. Norris, B. Bhattacharya, M. Kira, E. Kioupakis, Z. Mi. Appl. Phys. Lett., **122**, 160501 (2023).
[12] I. Hussain, S. Ullah, A.A. Khan, R. Ahmad, I. Ahmad. Computational Condensed Matter, **39**, e00898 (2024).
[13] T. Lin, Y. Zeng, X. Liao, J. Li, C. Zhou, W. Wang. Rep. Prog. Phys., **88**, 046501 (2025).
[14] R. Kirste, N. Rohrbaugh, I. Bryan, Z. Bryan, R. Collazo, A. Ivanisevi. Annu. Rev. Anal. Chem.. **8**, 8.1 (2015). Electronic Biosensors Based on III-Nitride Semiconductors.
[15] M. Liu, L. Tan, B. Zhou, L. Li, Z. Mi, C.-J. Li. Chem. **7**, 1 (2021). Group-III Nitrides Catalyzed Transformations of Organic Molecules.
[16] Zh.I. Alferov. Rev. Mod. Phys. **73**, 767 (2000).
[17] E.L. Ivchenko. G.E. Picus. Superlattices and Other Heterostructions: Symmetry and Optical Phenomena. Springer Series in Solid-State Sciences 110, Second Edition. Springer, Berlin, Heidelberg, 1997.
[18] S.J. Pearton, C.R. Abernathy, G.T. Thaler, R.M. Frazier, D.P. Norton, F. Ren, Y.D. Park, J.M. Zavada, I.A. Buyanova, W.M. Chen, A.F. Hebard. J. Phys. Condens. Matter **16**, R209 (2004).
[19] С.Ю. Давыдов, А.А. Лебедев. ФТТ **65**, 2048 (2023). [S.Yu. Davydov, A.A. Lebedev. Phys. Solid State **65**, 1966 (2023)].
[20] С.Ю. Давыдов, О.В. Посредник. ЖТФ **95**, 560 (2025). [S.Yu. Davydov, O.V. Posrednik. Tech. Phys. **95**, 521 (2025)].
[21] С.Ю. Давыдов, О.В. Посредник. Письма в ЖТФ **51** (7), 39 (2025).
[22] F.D.M. Haldane, P.W. Anderson. Phys. Rev. B **13**, 2553 (1976).
[23] С.Ю. Давыдов, С.В. Трошин. ФТТ **49**, 1506 (2007). [S.Yu. Davydov, S.V. Troshin. Phys. Solid State **49**, 1583 (2007)].
[24] С.Ю. Давыдов. ФТТ **58**, 779 (2016). [S.Yu. Davydov. Phys. Solid State **58**, 804 (2016)].
[25] Физические величины. Справочник. Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М., Энергоатомиздат, 1991.
[26] W.A. Harrison. Phys. Rev. B **31**, 2121 (1985).
[27] Теория хемосорбции. Под ред. Дж. Смита. М., Мир, 1983. Гл. 7 [Theory of Chemisorption. Ed. J.R. Smith. Berlin, Springer, 1980. Ch. 7].
[28] С.Ю. Давыдов. ФТТ **58**, 1182 (2016). [S.Yu. Davydov. Phys. Solid State **58**, 1222 (2016)].
[29] Р. Кубо. Статистическая механика. М., Мир, 1967. Гл. 4. [R. Kubo. Statistical Mechanics. North-Holland, Amsterdam, 1965. Ch. 4].
[30] З.З. Алисултанов. Письма в ЖТФ **39** (13), 32 (2013). [Z.Z. Alisultanov. Tech. Phys. Lett. **39**, 597 (2013)].
[31] С.Ю. Давыдов. ФТТ **66**, 1450 (2024). [S.Yu. Davydov. Phys. Solid State **66**, 1222 (2024)].
[32] С.Ю. Давыдов, А.А. Лебедев. ФТП **57**, 392 (2023) [S.Yu. Davydov, A.A. Lebedev. Semiconductors **57**, 395 (2023)].
[33] Дж. Займан. Модели беспорядка. М., Мир, 1982. [J.M. Ziman. Models of Disorder. Cambridge, Cambridge Univ. Press, 1979].
[34] I. Meyenburg, J. Falgenhauer, N.W. Rosemann, S. Chatterjee, D. Schlettwein, W. Heimbrodt. arXiv: 1609.06593.
[35] R. Otero, A.L. Vázquez de Parga, J.M. Gallego. Surf. Sci. Rep. **72**, 105 (2017).
[36] M. Fahlman, S. Fabiano, V. Gueskine, D. Simon, M. Berggren, X. Crispin. Nature Reviews Materials, 2019. DOI: 10.1038/s41578-019-0127-y.
[37] P. Li, Z.-H. Lu. small science, 2020. DOI: 10.1002/smsc.202000015.

Редактор Ю.Э.Китаев