

05,10

## Многочастичные комплексы в инкапсулированных монослоях дихалькогенидов переходных металлов

© В.Е. Бисти<sup>1</sup>, Г.М. Голышков<sup>1,2</sup>, А.С. Бричкин<sup>1</sup>, А.В. Черненко<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики твердого тела им. Ю.А. Осипьяна РАН, Черноголовка, Россия

<sup>2</sup> Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

E-mail: bisti@issp.ac.ru

Поступила в Редакцию 30 июня 2025 г.

В окончательной редакции 22 июля 2025 г.

Принята к публикации 25 июля 2025 г.

Изучалась возможность образования многочастичных комплексов в структурах, состоящих из монослоев дихалькогенидов переходных металлов, инкапсулированных гексагональным нитридом бора. Рассчитывались энергии связи трионов и экситонов, локализованных на заряженных примесях, для взаимодействия, рассматриваемого на больших расстояниях как диполь-зарядное, а на малых аппроксимируемого двумя различными способами. Диапазон значений поляризуемости выбирался из условия, чтобы полученные энергии связи комплексов были близки к наблюдаемым экспериментально. Сравнение проводимых расчетов позволило оценить допустимый диапазон экситонной поляризуемости, а также выделить наиболее реалистичную аппроксимацию диполь-зарядного взаимодействия на малых расстояниях. Проведена оценка концентрации электронов по соотношению интенсивностей экситонов и многочастичных комплексов в спектре отражения. Проводимые расчеты позволили оценить концентрацию электронов и положение примесей в барьере.

**Ключевые слова:** дихалькогениды переходных металлов, нитрид бора, трионы и экситоны.

DOI: 10.61011/FTT.2025.09.61634.1-25

### 1. Введение

Монослои дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ) являются двумерными полупроводниками с шириной запрещенной зоны, соответствующей энергии межзонных переходов в видимом диапазоне, что делает их удобными для изучения оптическими методами. Гетероструктуры на основе ДПМ бывают разных типов: слои ДПМ на подложке из SiO<sub>2</sub>/Si; монослои ДПМ, инкапсулированные гексагональным hBN, на подложке; гетероструктуры, покрытые слоями графена. Кулоновское взаимодействие в монослоях ДПМ за счет диэлектрического окружения может быть усилено или ослаблено по сравнению с объемными материалами или подвешенными монослоями. Покрытие таких структур слоями графена позволяет прикладывать к гетероструктурам электрическое напряжение, изменяя при этом параметры структур. Энергия связи межподзонных экситонов достигает несколько сотен мэВ, что позволяет наблюдать экситонные эффекты при температурах вплоть до комнатной [1–3]. Энергии экситонов в слоях ДПМ определены экспериментально, существуют хорошо разработанные методы расчета, согласующиеся с экспериментальными значениями [4,5]. В монослоях ДПМ находятся равновесные носители заряда — электроны или дырки, попадающие из примесных центров, находящихся в окружающих слоях hBN [4,5]. Часть из них локализованы за счет взаимодействия с ионизированными центрами, а часть — свободны и

образуют Ферми-газ. Также концентрация зарядов может изменяться приложением напряжения непосредственно к слою ДПМ [8].

Возбуждения в структурах изучаются с помощью спектров отражения, поглощения и люминесценции. Основными возбуждениями в рассматриваемых системах являются межзонные экситоны. Взаимодействие экситонов с равновесными электронами существенно влияет на наблюдаемые спектры. В спектрах люминесценции различаются две линии, интерпретируемые обычно как линии излучательной рекомбинации экситона и триона [1]. В спектрах отражения видны линии основного и возбужденных состояний экситона, при определенных условиях наблюдаются и низкоэнергетические линии, ассоциирующиеся с трионами. Следует заметить, что то, что высокоэнергетичная линия является линией люминесценции экситона, сомнений не вызывает. Это общепринятая точка зрения, подтвержденная теоретически и экспериментально [1–3]. Однако относительно линии, трактуемой как линия триона, возможны другие объяснения. Так, при изучении люминесценции квантовых ям в GaAs/AlGaAs [9,10] при исследовании температурной и магнитопольевой зависимости было показано, что линии, которые ранее приписывались свободному триону, следует относить к связанному состоянию многочастичного комплекса, а именно экситону, связанному на нейтральном доноре или акцепторе в барьере.

В зависимости от используемых экспериментальных методов применяются и различные подходы к теорети-

ческому рассмотрению межзонных возбуждений в слоях ДПМ. Существуют два подхода к учету кулоновского взаимодействия экситонов с электронами: образование трионов (связанных состояний экситона и электрона) [11,3] или Ферми-поляронов (за счет взаимодействия экситонов с Ферми-морем электронов) [12–17]. При низких концентрациях свободных электронов  $n_s$ , оба рассмотрения эквивалентны [3,16]. Интерпретация с помощью образования трехчастичных комплексов верна при выполнении условия  $E_F \ll E_T$ , где  $E_F$  — энергия Ферми-газа электронов,  $E_T$  — энергия связи триона, однако соответствующий пик в поглощении или отражении мал по сравнению с экситонным пиком. Трионный пик четко наблюдается и сравним по интенсивности с экситонным только если  $E_F \sim E_T$ . Следует отметить, что в структурах со слоями ДПМ всегда  $E_x \gg E_F, E_T$ , где  $E_x$  — энергия связи экситона.

Впервые влияние взаимодействия межзонных экситонов с возбуждениями электронной Ферми-системы типа частица-дырка (тетроны Суриса) было предложено в работе [12].

Идея Ферми-поляронов была использована при исследовании двухкомпонентных ультра-холодных газов. В поглощении атома примеси в двумерном Ферми-газе с короткодействующим притягивающим потенциалом взаимодействия между атомом примеси и частицами газа, существуют две линии, соответствующие „притягивающему“ и „отталкивающему“ поляронам [13–15].

Концепция экситонов, окруженных облаком электронно-дырочных пар, возбужденных из Ферми-морья, оказалась плодотворной для описания спектров отражения или поглощения в структурах со слоями ДПМ не только при малых, но и при промежуточных значениях  $n_s$  ( $E_F \sim E_T$ ) [16,17]. В этом диапазоне  $n_s$  присутствие „трионного“ пика не может быть интерпретировано как образование трехчастичных комплексов. Взаимодействие экситона с Ферми-морем приводит к расщеплению спектра возбуждений на низкоэнергетичную экситон-поляронную ветвь с энергией  $\epsilon_T^*$ , обычно идентифицируемую как трион, и высокоэнергетичную ветвь с энергией  $\epsilon_X^*$ , идентифицируемую как экситон. Проведенные расчеты [16] показали, что расщепление между линиями растет линейно с  $E_F$  равновесных носителей заряда, трионный пик доминирует при  $E_F \sim E_T$ , ширина трионного пика заметно меньше ширины экситонного пика.

Следует заметить, что в монослоях ДПМ имеется долинное вырождение и сильное спин-орбитальное расщепление  $\Delta_{so}$ . При  $E_F < \Delta_{so}$  имеются 2 типа электронов из разных долин, взаимодействующих с экситонами. Однако если экситоны и электроны из Ферми-морья принадлежат одной долине, короткодействующее обменное взаимодействие подавляет корреляции. При условии  $E_F \ll E_T$  обменное взаимодействие не способствует образованию трионов, за исключением большой разницы эффективных масс электрона и дырки, что не реализуется в ДПМ. Предполагается, что экситон и

окружающее его поляронное облако электронов относятся к разным долинам. При условии  $E_F \ll E_x$  возможность образования нескольких возбуждений Ферми-морья пар электрон-дырка можно не рассматривать. Фотовозбужденные электрон и дырка взаимодействуют как с возбужденным электроном, так и с дыркой Ферми-морья, однако взаимодействие с Ферми-дыркой менее существенно из-за малости фазового пространства дырки, и его можно опустить. Взаимодействие экситона с Ферми-электроном, диполь-зарядное на больших расстояниях, можно аппроксимировать короткодействующим контактным потенциалом (константой в импульсном представлении). Единственным параметром, характеризующим взаимодействие, остается энергия связи триона,  $E_T$ , что заметно упрощает задачу об экситон-поляронах [13–15]. Энергия  $E_T$  представляет расщепление между „притягивающей“ и „отталкивающей“ поляронными линиями  $\Delta_{XT}$  при  $n_s \rightarrow 0$ , что может быть определено экспериментально. При  $E_F \ll E_T$  величина расщепления и перераспределение спектральных весов в поглощении выражаются аналитически. Так,

$$\Delta_{XT} = \epsilon_X^* - \epsilon_T^* = E_T + E_F m_e / \mu_T, \quad (1)$$

$$A_X(\omega, 0) \approx 2\pi Z_T \delta(\omega - \epsilon_T^*) + 2\pi(1 - Z_T) \delta(\omega - \epsilon_X^*) \quad (2)$$

$Z_T = E_F m_e / \mu_T$ ,  $m_e$  — масса электрона,  $\mu_T$  — приведенная масса триона.

В работе [18] рассчитывались энергии связанных состояний (основного и возбужденных) и состояний рассеяния (непрерывный спектр) для трех частиц в двумерных ДПМ. Фазовый сдвиг при рассеянии электронов и экситонов позволял определить энергетический сдвиг при конечной плотности электронов, для этих целей был предложен эффективный экситон-электронный потенциал рассеяния, что позволяло определить влияние плотности электронов на спектры оптического поглощения ДПМ в поляронной модели. В работе [19] рассматривалась задача о поглощении света в двумерных ДПМ при промежуточных концентрациях дополнительных зарядов  $E_F \sim E_T$  в терминах экситон-поляронов. Представлен микроскопический вывод электрон-экситонного взаимодействия с использованием вариационного подхода и теории возмущений. Авторы применили разработанную теорию для расчета спектров поглощения и показали, что зависимость от концентрации хорошо объясняется моделью с контактным потенциалом. В обеих работах [18,19] показано, что на больших расстояниях можно использовать классическое заряд-дипольное взаимодействие.

Обобщение поляронной теории на случай конечных температур  $T$  было проведено в работах [20,21]. Был использован метод вириального разложения оптического отклика двумерного легированного полупроводника для случая высоких температур или слабого легирования, когда температурная длина волны электронов мала по сравнению с межчастичным расстоянием ( $T \gg E_F$ ).

Показано, что традиционная концепция трионов соответствует высокотемпературному и слабозаимодействующему пределу теории ферми-поляронов. Используя теорию ферми-поляронов при конечной температуре, авторы обнаружили переход от квантово-вырожденного режима с четко определенными поляронными квазичастицами к некогерентному режиму при высокой температуре или низком легировании, где „притягивающая“ поляронная квазичастица с наименьшей энергией разрушается, поглощая широким трионно-дырочным континуумом. С ростом температуры (или уменьшением легирования) профиль излучения притягивающей ветви эволюционирует от симметричного лоренцева к асимметричному пику с экспоненциальным хвостом, включающим трионы и электроны отдачи с конечным импульсом.

Определение энергии триона остается отдельной задачей. Расчеты энергии связи триона проводились вариационными методами [11,22], методом прямой численной диагонализации для трех частиц [18,23], методом Монте-Карло [24].

В работе [25] оценивались энергии трионов и экситонов, локализованных на заряженных донорах или акцепторах монослоях ДПМ. Расчеты проводились для логарифмического потенциала, что принципиально отличается рассмотренную задачу от случая инкапсулированных монослоев ДПМ.

Результаты расчетов энергии связи триона и других комплексов, как и энергии связи экситона, зависят от вещества монослоя ДПМ ( $\text{MoS}_2$ ,  $\text{MoSe}_2$ ,  $\text{WS}_2$ ,  $\text{WSe}_2$ ), окружения монослоя (свободно подвешенный, на подложке, инкапсулированный  $\text{hBN}$ ), вида используемого потенциала взаимодействия (кулоновский потенциал или учитывающий экранирование в плоскости монослоя потенциал Рытовой–Келдыша [26,27]).

В данной работе изучались возможности образования многочастичных комплексов (трионов и экситонов, связанных на примесях) в инкапсулированных монослоях ДПМ и их проявления в оптических спектрах при низких температурах и концентрациях электронов:  $T \ll E_F$ ,  $E_T, E_x \gg E_T \gg E_F$ . Целью работы являлось определение природы низкоэнергетичной по отношению к экситонной линии в спектрах люминесценции и отражения, относительно интерпретации которой единого мнения до сих пор нет. Ставилась задача расчета энергии связи и радиусов состояний как трионов, так и экситонно-примесных комплексов в рамках одного подхода.

## 2. Расчеты и обсуждение результатов

Расчет проводился в двухчастичном приближении для двух видов потенциалов взаимодействия  $V_H$  и  $V_S$ . На больших расстояниях  $r \gg a_{ex}$  в обоих случаях использовалась диполь-зарядное взаимодействие ( $r$  — координата в плоскости слоя,  $a_{ex}$  — радиус экситона).

Энергия диполь-зарядного взаимодействия определялась как энергия экситона в основном состоянии, помещенного в электрическое поле заряда, во втором порядке теории возмущений:

$$V_{ex}(E) = -\frac{1}{2} \alpha_0 E^2, \quad \alpha_0 = 2e^2 \sum_v \frac{|x_{0v}|^2}{E_0 - E_v} \quad (3)$$

$\alpha_0$  — поляризуемость экситона в основном состоянии. Для потенциала точечного заряда  $U(r)$  в среде с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$  на расстоянии  $r$  от заряда  $U(r) = -e/(\epsilon r)$ ,  $E = dU/dr = e/(\epsilon r^2)$ ,

$$V_{ex-e}(r) = -\frac{\alpha_0 e^2}{2\epsilon^2 r^4} \quad (4)$$

В рассматриваемом случае инкапсулированных монослоев ДПМ ( $\text{MoSe}_2$ ,  $\text{WSe}_2$ ) на расстояниях  $r > a_{ex}$  достаточно использовать этот потенциал. В общем случае в качестве  $U(r)$  можно использовать потенциал Рытовой–Келдыша.

На малых расстояниях для  $V_H$  использовалась модель твердого центра:  $V_H(r) = V_{ex-e}(r)$ ,  $r > r_{\min}$ ,  $V_H(r_{\min}) \rightarrow \infty$  с радиусом обрезания  $r_{\min} \sim a_x$  [18,28].

На малых расстояниях для  $V_S$  использовались интерполяция плавным потенциалом согласно [16,19]:

$$V_{ex-e}^{eff} = -\frac{\alpha_0 e^2 r}{2\epsilon^2 (r^2 + a^2)^{5/2}}, \quad a \sim 0.5 a_{ex}. \quad (5)$$

Важным параметром задачи является экситонная поляризуемость  $\alpha_0$ . Для двумерного экситона с обычным кулоновским взаимодействием (2DX) эта величина известна. Поляризуемость вычислялась как с учетом только связанных состояний [28], так и с учетом состояний непрерывного спектра [16,19].

$$\alpha_0 = \frac{21}{16} \epsilon a_{ex}^3 [28], \quad \alpha_0 = \frac{8}{5} \epsilon a_{ex}^3 [16,19]. \quad (6)$$

Если взаимодействие отличается от кулоновского, то оценочно  $\alpha_0 \sim (2-5) \epsilon a_{ex}^3$ .

Используем в качестве единиц энергии и длины  $E_0 = \mu e^4 / (2\hbar^2 \epsilon^2)$ ,  $a_0 = \hbar^2 \epsilon / (\mu e^2)$ . Для  $\text{MoSe}_2$   $E_0 = 265 \text{ meV}$ ,  $a_0 = 6.33 \text{ \AA}$ ,  $(\mu/m_0) = 0.35m_0$ ,  $m_e/\mu = 2$  ( $\mu$  — приведенная масса электрона и дырки,  $m_0$  — масса свободного электрона). Для удобства расчетов введем безразмерную величину поляризуемости  $\tilde{\alpha}_0$ :

$$\alpha_0 = 2\epsilon a_0^3 \tilde{\alpha}_0, \quad \tilde{\alpha}_0 = \alpha_0 / (2\epsilon a_0^3) \quad (7)$$

Для 2DX  $\tilde{\alpha}_0 = 0.08$  ( $a_x = a_0/2$ ). Оценка для экситона в инкапсулированном монослое  $\tilde{\alpha}_0 \sim 2-5$  ( $a_{ex} = 0.9 \text{ нм}$  для  $\text{MoSe}_2$  [5]). Для сравнения, в атомных единицах поляризуемости  $10^{-22} \text{ eV}(\text{m/V})^2$ , для 2DX  $\alpha_0 = 2.2 \cdot 10^3$ , в инкапсулированном монослое  $\alpha_0 \sim (60-150) \cdot 10^3$ , для свободного монослоя (данные работы [18])  $\alpha_0 = 61 \cdot 10^3$ .

На рис. 1 приведены потенциалы  $V_H$  и  $V_S$  для параметров  $\text{MoSe}_2$ , варьируемые параметры  $\tilde{\alpha}_0$ ,  $r_{\min}$ ,  $a$  указаны на рисунке.

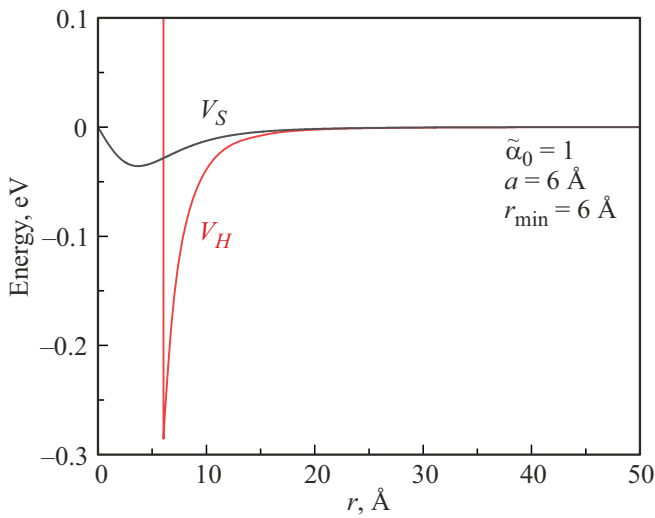


Рис. 1. Потенциалы  $V_H$  и  $V_S$ .

Расчеты проводились для нескольких значений  $\tilde{\alpha}_0$  для каждого из потенциалов, диапазон значений выбирался из условия, чтобы полученные энергии связи комплексов были близки к экспериментальным (наблюдаемый энергетический зазор между наблюдаемыми линиями для монослоя  $\text{MoSe}_2 \approx 26 \text{ meV}$ ). На рис. 2–3 приведены данные расчетов энергии связи  $E_b$  и радиусов состояний  $r_{1s}$  трионов и примесных комплексов в зависимости от параметров используемых потенциалов. Приведенная масса трехчастичного комплекса  $M = \alpha\mu$ , где  $\mu$  — приведенная масса экситона. Для экситона, связанного с заряженным акцептором (локализованный экситон),  $\alpha = 4$ . Для триона  $\alpha = 4/3$ .

Сравнение расчетов для разных потенциалов показывает, что качественные зависимости одинаковы. Для выбранного значения энергии чем больше поляризуемость  $\tilde{\alpha}_0$ , тем больше значения  $r_{\min}$  или  $a$ , немного возрастает и эффективный радиус комплекса. Для значения

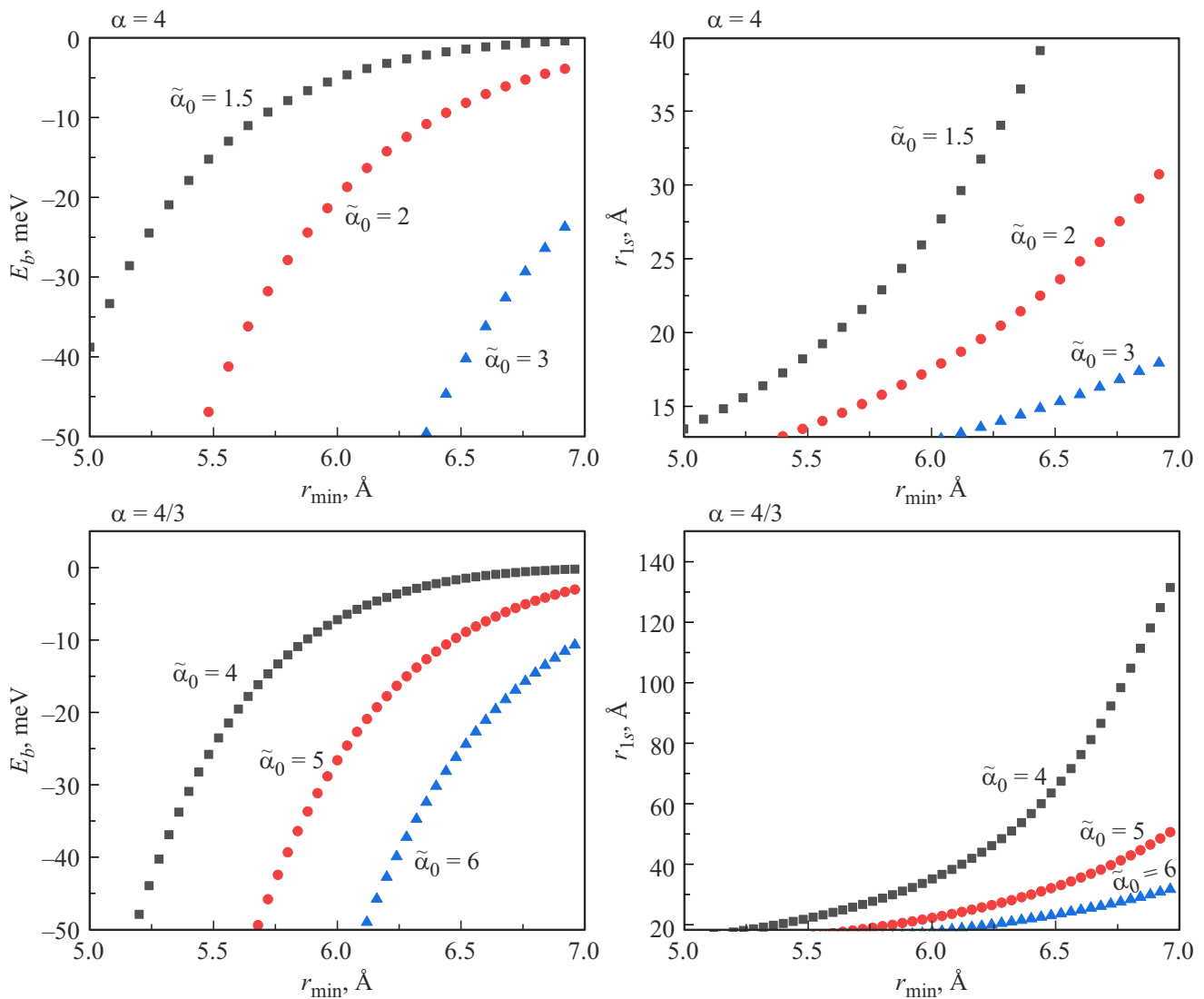


Рис. 2. Энергии связи и радиусы примесных трехчастичных комплексов ( $\alpha = 4$ ) и трионов ( $\alpha = 4/3$ ) для потенциала  $V_H$ .

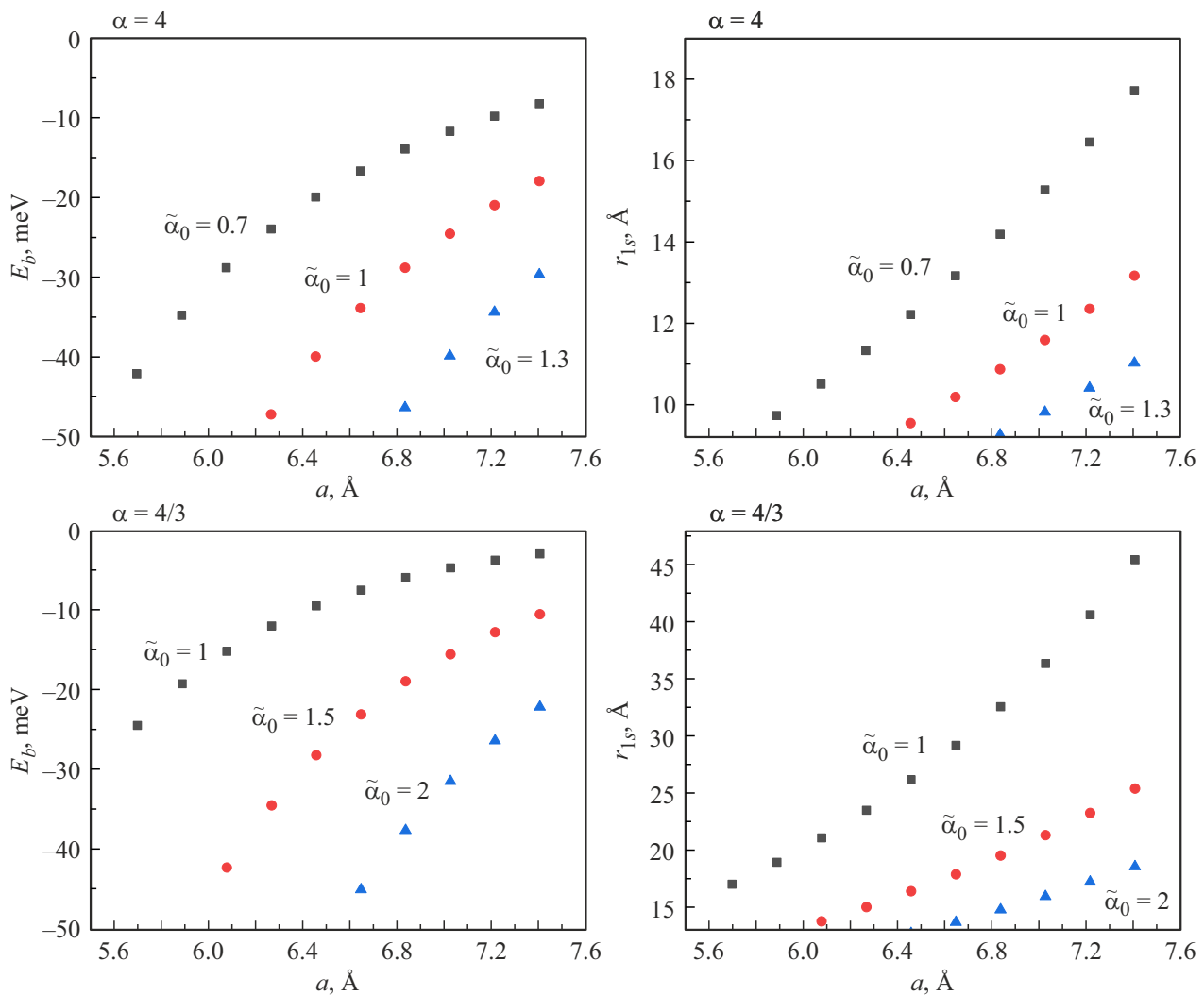


Рис. 3. Энергии связи и радиусы примесных трехчастичных комплексов ( $\alpha = 4$ ) и трионов ( $\alpha = 4/3$ ) для потенциала  $V_S$ .

энергии связи  $E_b \simeq 26$  meV для потенциала  $V_H$  значение поляризуемости ( $\tilde{\alpha}_0 \sim 1.5-3$  для  $\alpha = 4$  и  $\tilde{\alpha}_0 \sim 4-6$  для  $\alpha = 4/3$ ) и радиусы состояний  $r_{1s}$  (15–16 Å и 20–21 Å) больше, чем для потенциала  $V_S$  ( $\tilde{\alpha}_0 \sim 0.7-1.3$  для  $\alpha = 4$  и  $\tilde{\alpha}_0 \sim 1-2$  для  $\alpha = 4/3$ , радиусы состояний 11–13 Å, 15–17 Å соответственно).

Сравнение радиусов состояний дает аргументы в пользу потенциала  $V_H$ . Значения  $r_{1s} \sim r_0$  для потенциала  $V_S$  указывают на необходимость применения потенциала Рыговой–Келдыша для заряд-дипольного взаимодействия, для потенциала  $V_H$  этого не требуется,  $r_{1s} > r_0$  (радиус экранирования  $r_0 = 11$  Å [5]). Используемые оценки поляризуемости при сравнении расчетов для примесных комплексов и трионов указывают скорее на трионы, но для однозначного вывода необходимо более точное значение  $\tilde{\alpha}_0$ .

Также были рассчитаны энергии связи  $E_b(d)$  и радиусы  $r_{1s}(d)$  примесных трехчастичных комплексов ( $\alpha = 4$ ) в зависимости от расстояния примеси  $d$  от монослоя для ближайшего ( $d = 5$  Å) и следующего ( $d = 8.33$  Å) слоев

hBN [29] для потенциала  $\tilde{V}_H$  ( $r_{\min} = 5$ ),  $\tilde{\alpha}_0 = 3$ .

$$\tilde{V}_H = -\frac{\alpha_0 e^2}{2\epsilon^2 r^4} (1 + (d/r)^2)^{-3}. \quad (8)$$

Для данных параметров в пределах точности вычислений примесный комплекс образуется только для интерфейсной примеси из ближайшего слоя hBN ( $E_b(5 \text{ Å}) = 22$  meV,  $r_{1s}(5 \text{ Å}) = 17$  Å,  $E_b(8.33 \text{ Å}) = 1.3$  meV,  $r_{1s}(8.33 \text{ Å}) = 44$  Å).

В монослоях, инкапсулированных hBN, равновесные носители заряда — электроны. Следовательно, преобладающие примеси в hBN — донорного типа. Электроны в монослое локализуются на интерфейсных примесях  $D^+$ , и возбужденные экситоны могли бы образовывать в этом случае только четырехчастичный комплекс ( $D^+ + e + X$ ), энергия связи которого по предварительным оценкам, мала по сравнению с комплексом ( $A^- + X$ ), образуемым неосновной акцепторной примесью. Для систем с дырочным типом легирования экситоны образуют комплекс  $D^+ + X$  с донорной примесью.

Параметры аппроксимации дифференциальных коэффициентов отражения и данные люминесценции структур с MoSe<sub>2</sub>

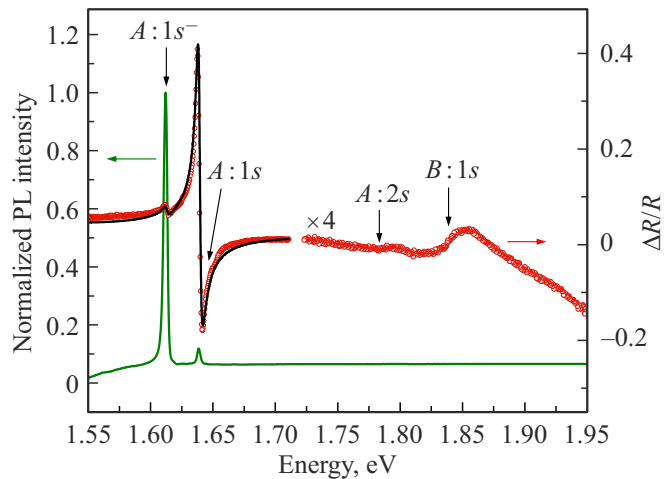
Методика измерения	Параметры моделирования	Экситонные резонансы	
		A : 1s	A : 1s <sup>-</sup>
Отражение	$\gamma_0$ (meV)	1.5	0.05
	$\gamma$ (meV)	1.2	2
	$\omega_{res}$ (eV)	1.639	1.613
Люминесценция	FWHM (meV)	2.9	3.5
	Peak position (eV)	1.639	1.612

Концентрация неосновных примесей мала по сравнению с  $n_s$ , и вклад их в исследуемые процессы вряд ли значителен.

Что же касается спектров люминесценции, то наблюдается зависимость не только от концентрации равновесных двумерных электронов или дырок, но и от способа возбуждения системы. Создавать экситоны можно с помощью резонансного или нерезонансного фотовозбуждения, спационарного или импульсного. В случае стационарного нерезонансного возбуждения с энергией фотона, заметно превышающей ширину запрещенной зоны, рождаются электроны и дырки, которые связываются в экситоны. Экситоны релаксируют по энергии и затем рекомбинируют. Для соотношения интенсивностей наблюдаемых линий люминесценции, кроме плотности равновесных электронов, необходимо учитывать также плотность и эффективную температуру экситонов и фотовозбужденных электронов и дырок. Система стационарна, но существенно неравновесна, что усложняет ее описание. В данной работе для экспериментального изучения спектров люминесценции использовался именно такой способ возбуждения.

На рис. 4 приведены полученные экспериментально дифференциальный спектр отражения и спектр люминесценции для структуры hBN–ML MoSe<sub>2</sub>–hBN–SiO<sub>2</sub>–Si (эксперимент и структура подробно описаны авторами в работе [5]). В спектре отражения удалось наблюдать как основное состояние экситона, так и расположенное ниже по энергии возбуждение, обычно ассоциируемое с трионом (Ферми-поляроном). Данные аппроксимации спектров отражения и параметры спектров люминесценции приведены в таблице. Видно, что энергии возбуждений практически совпадают для люминесценции (PL) и отражения (Refl). (ширины линий люминесценции на половине высоты (FWHM)  $\sim 3$  meV, таблица). Погрешность разности энергетических положений линий  $\Delta_{XT} = 26$  meV (Refl),  $\Delta_{XT} = 27$  meV (PL) меньше ширины линий.

Для соотношения интенсивностей картина противоположная: в отражении экситон проявляется намного сильнее, в PL, наоборот, интенсивность линии экситона намного слабее. Используемые для аппроксимации спектра отражения величины радиационного зату-



**Рис. 4.** Дифференциальный спектр отражения и спектр люминесценции при  $T = 5$  К для структуры hBN–ML MoSe<sub>2</sub>–hBN–SiO<sub>2</sub>–Si. A : 1s – экситон X, A : 1s<sup>-</sup> – заряженный комплекс (трион) T.

хания для экситонов и трионов  $\gamma_{0X} = 1.5$ ,  $\gamma_{0T} = 0.05$ .  $\gamma_{0X}/\gamma_{0T} = 30$  (см. таблицу). Следуя поляронной модели, можно оценить концентрацию свободных электронов в исследуемой структуре (2).  $Z_T = \frac{3}{2} E_F/E_T = \gamma_{0T}/\gamma_{0X}$  дает значение электронной плотности  $n_s = 1.7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ ,  $E_F = 0.58 \text{ meV} = 6.5 \text{ K}$ . Следует отметить, что при 5 К выполняется условие  $T < E_F$ , но не  $T \ll E_F$ , и значение  $n_s$  скорее оценочно. В работе [30] использовался метод отражения от квантовых ям для определения концентрации электронов. Оценка проводилась по соотношению сил осцилляторов для трионов и экситонов в магнитном поле. В монослоях ДПМ ранее концентрации оценивались по относительному сдвигу положения линий экситона и ферми-полярона в люминесценции, но не по соотношению интенсивностей в спектре отражения.

Соотношение интегральных интенсивностей PL в данном эксперименте (рис. 4)  $I_T/I_X = 20$ . Возможно следующее объяснение. При условиях эксперимента (постоянная нерезонансная накачка с энергией, превышающей ширину запрещенной зоны) оптически активных экситонов мало, они быстро рекомбинируют и не накапливаются. Темных экситонов много, часть из них связываются со всеми имеющимися электронами, электроны и дырки комплекса рекомбинируют. Эти процессы могут быть более интенсивными. Темные экситоны могут быть как внутримолекулярными спин-запрещенными, так и межмолекулярными, необходимо только, чтобы была возможна рекомбинация присоединившегося электрона и дырки. Подробно рекомбинация с участием темных экситонов рассматривались в работе [31].

### 3. Заключение

Рассчитанные энергии связи и радиусы состояний трехчастичных комплексов допускают существование как

трионов, так и экситонов, локализованных на заряженных примесях. Используемые оценки поляризуемости для энергии примесных комплексов и трионов указывают скорее на трионы, но для однозначного вывода о природе низкоэнергетичной линии в спектре и количественного сравнения с экспериментом необходимо точное значение экситонной поляризуемости для конкретных структур. Для описания трехчастичных комплексов лучше подходит потенциал  $V_H$ . Трехчастичный комплекс существует для экситона, связанного с заряженной интерфейсной примесью неосновного типа, что может служить косвенным аргументом в пользу трионов.

Сделана оценка плотности свободных электронов в монослое ДМП на основе метода отражения.

В качестве задач на будущее хотелось бы рассмотреть возможность существования триона, локализованного на крупномасштабных по сравнению с радиусами экситона и триона неоднородностях другой природы, а также рассчитать значение поляризуемости для экситонов в инкапсулированных монослоях  $\text{MoSe}_2$  и  $\text{WSe}_2$ .

#### Финансирование работы

Работа выполнена в рамках госзадания.

#### Конфликт интересов

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

#### Список литературы

- [1] G. Wang, A. Chernikov, M.M. Glazov, T. F. Heinz, X. Marie, T. Aman V. Urbaszek. *Rev. Mod. Phys.* **90**, 021001 (2018).
- [2] M.B. Дурнев, M.M. Глазов. *УФН* **188**, 913 (2018).
- [3] M.M. Glazov. *J. Chem. Phys.* **153**, 034703 (2020).
- [4] B. Han, C. Robert, E. Courtade, M. Manca et al. *Phys. Rev.* **8**, 031073 (2018).
- [5] Г.М. Гольшников, А.С. Бричкин, В.Е. Бисти, А.В. Черненко. *Письма в ЖЭТФ* **120**, 279 (2024).
- [6] R. Gillen, J. Robertson, J. Maultzsch. *Phys. Status Solidi B* **251**, 2620 (2014).
- [7] A.S. Vokhmintsev, I.A. Weinstein. *J. Lum.* **230**, 117623 (2021).
- [8] Z. Wang, Y.-H. Chiu, K. Honz, K.F. Mak, J. Shan. *Nano Lett.* **18**, 1, 137 (2018).
- [9] О.В. Волков, В.Е. Житомирский, И.В. Кукушкин, В.Е. Бисти, К. фон Клитцинг, К. Эберл. *Письма в ЖЭТФ* **66**, 730 (1997).
- [10] О.В. Волков, И.В. Кукушкин, К. фон Клитцинг, К. Эберл. *Письма в ЖЭТ* **68**, 223, (1998).
- [11] M.A. Semina, R.A. Suris. *Phys. Usp.* **65**, 2, 111 (2022).
- [12] R. Suris, V. Kochereshko, G. Astakhov, D. Yakovlev, W. Ossau, J. Nurnberger, W. Faschinger, G. Landwehr, T. Wojtowicz, G. Karczewski, J. Kossut. *Phys. Stat. Solid. B* **227**, 343 (2001).
- [13] S. Zoellner, G.M. Bruun, C.J. Pethick. *Phys. Rev. A* **83**, 021603 (2011).
- [14] R. Schmidt, T. Enss, V. Pietila, E. Demler. *Phys. Rev. A* **85**, 021602 (2012).
- [15] V. Ngampruetikorn, J. Levinsen, M.M. Parish. *Europhys. Lett.* **98**, 3, 30005 (2012).
- [16] D.K. Efimkin, A.H. MacDonald. *Phys. Rev. B* **95**, 035417 (2017).
- [17] M. Sidler, P. Back, O. Cotlet, A. Srivastava, T. Fink, M. Kroner, E. Demler, A. Imamoglu. *Nature Physics* **13**, 255 (2017).
- [18] C. Fey, P. Schmelcher, A. Imamoglu, R. Schmidt. *Phys. Rev. B* **101**, 195417 (2020).
- [19] D.K. Efimkin, E.K. Laird, J. Levinsen, M.M. Parish, A.H. MacDonald. *Phys. Rev. B* **103**, 075417 (2021).
- [20] B.C. Mulkerin, A. Tiene, F.M. Marchetti, M.M. Parish, J. Levinsen. *Phys. Rev. Lett.* **131**, 106901 (2023).
- [21] A. Tiene, B.C. Mulkerin, J. Levinsen, M.M. Parish, F.M. Marchetti. *Phys. Rev. B* **108**, 125406 (2023).
- [22] E. Courtade, M. Semina, M. Manca, M.M. Glazov, C. Robert, F. Cadiz, G. Wang. *Phys. Rev. B* **96**, 085302 (2017).
- [23] T.C. Berkelbach, M.S. Hybertsen, D.R. Reichman. *Phys. Rev. B* **88**, 045318 (2013).
- [24] M. Szyniszewski, E. Mostaani, N.D. Drummond, V.I. Fal'ko. *Phys. Rev. B* **95**, 081301(R) (2017).
- [25] B. Ganichev, N. Drummond, I. Aleiner, V. Fal'ko. *Phys. Rev. Lett.* **114**, 107401 (2015).
- [26] Н.С. Рыгова. *Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон.* **3**, 30 (1967).
- [27] Л.В. Келдыш. *Письма в ЖЭТФ* **29**, 716 (1979).
- [28] Ю.Е. Лозовик, М.В. Никитков. *ЖЭТФ* **111**, 1107 (1997).
- [29] В.Е. Бисти, А.С. Бричкин, Г.М. Гольшников, А.В. Черненко. *Известия РАН. Серия физическая* **89**, 2, 53–57 (2025).
- [30] G.V. Astakhov, V.P. Kochereshko, D.R. Yakovlev, W. Ossau, T. Wojtowicz, G. Karczewski, J. Kossut. *Phys. Rev. B* **65**, 115310 (2002).
- [31] Min Yang, Lei Ren, Cedric Robert, Dinh Van Tuan, Laurent Lombez, Bernhard Urbaszek, Xavier Marie, Hanan Dery. *Phys. Rev. B* **105** 085302 (2022).

*Редактор А.Н. Смирнов*