

## Насыщение поглощения экситонов в нанопластинках CdSe/CdS при их нестационарном возбуждении

А. М. Смирнов<sup>+\*1)</sup>, А. Д. Голинская<sup>+</sup>, Е. В. Жаркова<sup>\*</sup>, М. В. Козлова<sup>\*</sup>, Б. М. Саиджонов<sup>×</sup>, Р. Б. Васильев<sup>×</sup>,  
В. С. Днепровский<sup>\*</sup>

<sup>+</sup>Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

<sup>\*</sup>МГУ им. М. В. Ломоносова, Физический факультет, Кафедра физики полупроводников и криоэлектроники, 119991 Москва, Россия

<sup>×</sup>МГУ им. М. В. Ломоносова, Факультет наук о материалах, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 30 января 2019 г.

После переработки 30 января 2019 г.

Принята к публикации 6 февраля 2019 г.

Определены особенности нелинейного поглощения коллоидных нанопластинок селенида кадмия CdSe с оболочкой из сульфида кадмия CdS в случае однофотонного нестационарного возбуждения экситонов. При изменении толщины оболочки нанопластинок удалось осуществить как резонансное возбуждение экситонов, связанных с легкими и тяжелыми дырками, так и нерезонансное возбуждение. Обнаружено насыщение поглощения коллоидных растворов нанопластинок, которое объяснено эффектом заполнения фазового пространства экситонов. Отличие величин интенсивностей насыщения нанопластинок CdSe с различной толщиной оболочки CdS объяснены особенностями возбуждения и релаксации экситонов. Увеличение поглощения в случае интенсивности возбуждения, существенно превышающей интенсивность насыщения, объяснено процессами экситон-экситонного взаимодействия и обмена энергией между экситонами, связанными с тяжелыми и легкими дырками.

DOI: 10.1134/S0370274X19070063

**Введение.** Исследование нелинейно-оптических свойств коллоидных нанокристаллов ведется на протяжении последних 30 лет. Модельным объектом стали квантовые точки CdSe и CdS – нульмерные полупроводниковые нанокристаллы, свойства которых были описаны теоретически [1–6] и подтверждены экспериментально [6–11]. Сравнительно новыми и менее изученными наноструктурами являются полупроводниковые коллоидные нанокристаллы планарной геометрии (CdSe, CdS, CdTe, CdSe/CdS, CdSe/CdZnS), так называемые нанопластинки [12]. Они представляют собой одиночные квантовые ямы с ограниченными латеральными размерами. В данных двумерных системах, толщина которых не превышает нескольких атомных слоев, а латеральные размеры составляют 10–200 нм, реализуется эффект размерного квантования в одном направлении. При этом нанопластинки имеют узкую полосу люминесценции (10–20 нм) [13], меньшие, по сравнению с квантовыми точками, времена затухания люминесценции (~ 1 нс) [12, 14, 15]. Изучение свойств данных низкоразмерных структур представляет интерес для

их использования при создании и повышении эффективности современных оптоэлектронных устройств на их основе (лазеров, солнечных элементов, светодиодов, фотодатчиков и т.д.).

Растущее количество работ, посвященных изучению оптических характеристик коллоидных нанопластинок [12–18], открывает новые вопросы о природе нелинейно-оптических свойств данных объектов, которые представляют несомненный интерес для дальнейших исследований. В данной работе представлены результаты экспериментального исследования нелинейного поглощения нанопластинок селенида кадмия CdSe с оболочкой CdS при однофотонном нестационарном возбуждении экситонов пикосекундными лазерными импульсами.

**Синтез коллоидных нанопластинок и описание эксперимента.** Для синтеза нанопластинок ядро-оболочка CdSe/CdS, коллоидным методом [17, 19] сначала были получены однофазные нанопластинки CdSe толщиной 1.5 нм. Длина волны поглощения, соответствующая экситонному переходу из подзоны тяжелых дырок в подзону проводимости (1hh-1e), составляла 463 нм (рис. 1а). Далее рост оболочки CdS проводился методом низкотемператур-

<sup>1)</sup>e-mail: alsмир1988@mail.ru

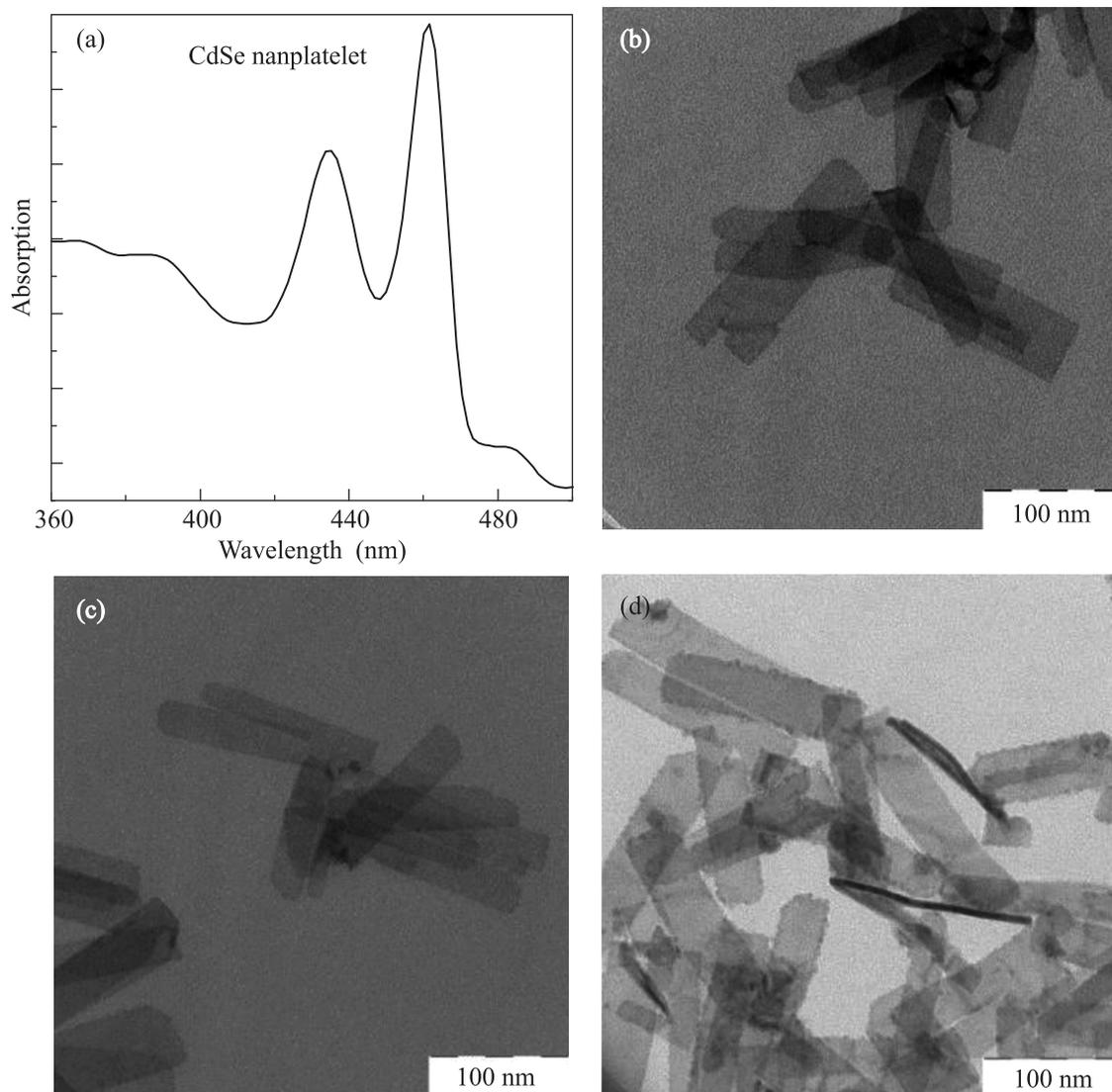


Рис. 1. (а) – Спектр поглощения коллоидного раствора нанопластинок CdSe без оболочки. Просвечивающая электронная микроскопия (ПЭМ) нанопластинок CdSe/1CdS (b), CdSe/2CdS (c) и CdSe/3CdS (d)

ного послойного осаждения материала оболочки на поверхности ранее синтезированных нанопластинок CdSe в полярной среде [20]. Таким образом, были выращены гетероструктуры с одним (CdSe/1CdS), двумя (CdSe/2CdS) и тремя (CdSe/3CdS) монослоями оболочки и с длиной волны поглощения, соответствующей экситонному переходу  $1hh-1e$  – 540, 582 и 603 нм соответственно. Изображения просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) исследуемых нанопластинок представлены на рис. 1b, c, d. Спектры линейного поглощения образцов представлены на рис. 2. Концентрация нанопластинок в растворе N-метилформамида  $n \sim 10^{15}$ .

Импульсами второй гармоники Nd<sup>3+</sup>:YAG лазера с пассивной синхронизацией мод (длина вол-

ны  $\lambda = 532$  нм) осуществлялось возбуждение экситонных переходов в нанопластинках (коллоидный раствор). Было реализовано резонансное возбуждение экситонного перехода  $1hh-1e$  в нанопластинках CdSe/1CdS и экситонного перехода из подзоны легких дырок в подзону проводимости ( $1lh-1e$ ) в нанопластинках CdSe/2CdS; возбуждение нанопластинок CdSe/3CdS осуществлялось в коротковолновый край экситонного перехода  $1lh-1e$  (рис. 2). Излучение лазера представляло собой пучок импульсов с интервалом между импульсами 7 нс. Длительность импульсов была измерена стрик-камерой Hamamatsu C979 и составляла около 35 пс. Таким образом, при времени излучательной рекомбинации исследуемых нанопластинок (при комнатной температуре 0.5–2 нс

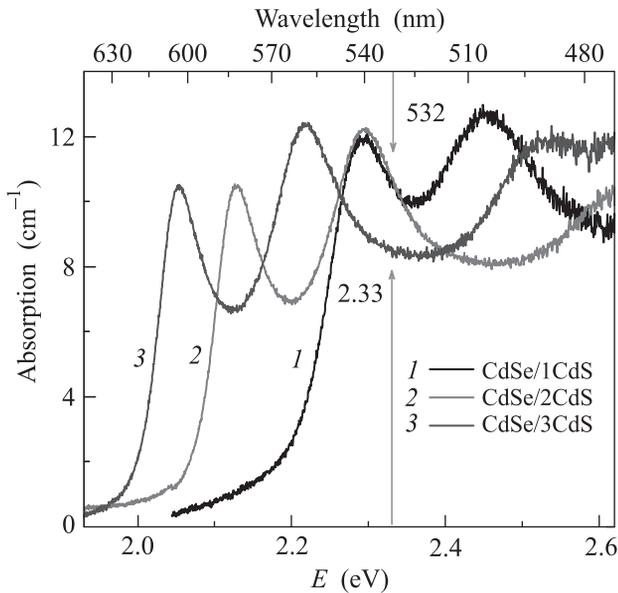


Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектры поглощения исследуемых коллоидных растворов нанопластинок. Стрелками указана энергия и длина волны фотона второй гармоники лазера

[12, 14, 15]) много больше длительности лазерных импульсов было реализовано нестационарное возбуждение экситонов.

Экспериментальная схема позволяла одновременно измерять распределение энергии по импульсам в падающем и прошедшем через образец пучке импульсов, что позволило определить изменение пропускания образцов в зависимости от интенсивности возбуждающих импульсов. Изменение амплитуды пучков импульсов и, соответственно, интенсивности возбуждения дополнительно осуществлялось с помощью нейтральных оптических фильтров. Для исключения влияния эффекта фотозатемнения [21–23] было проведено измерение пропускания всех образцов нанопластинок до и после воздействия на них возбуждающего излучения высокой интенсивности. Измерения проводились при комнатной температуре.

**Экспериментальные результаты и их обсуждение.** Зависимость поглощения от интенсивности накачки коллоидного раствора нанопластинок CdSe/1CdS представлена на рис. 3а. На рисунке 3б представлена схема возбуждения и релаксации экситонов в нанопластинках. Темно-зеленой стрелкой указано возбуждение образца излучением второй гармоники лазера ( $\lambda = 532$  нм). Возбуждение образца CdSe/1CdS осуществляется резонансным образом с учетом однородного уширения, связанного с взаимодействием экситонов с акустическими и оптическими фононами [24–28]. Светло-зеленой стрелкой

указана излучательная рекомбинация с участием экситона связанного с тяжелой дыркой. Цифрой 1 на рис. 3б обозначен процесс дефазировки экситонов, осуществляющийся посредством взаимодействия экситонов с акустическими и оптическими фононами. Релаксация экситонов в состояние с минимальной энергией происходит с субпикосекундными временами [15, 29], что много меньше длительности возбуждающих лазерных импульсов. Для данного процесса релаксации возбуждение пикосекундными импульсами носит стационарный характер.

При воздействии на коллоидную нанопластинку CdSe/1CdS излучением с энергией фотона, равной энергии экситонного перехода  $1hh-1e$ , образуется экситон с энергией связи более 200 мэВ. С увеличением интенсивности возбуждения количество экситонов в каждой нанопластинке возрастает, что приводит к заполнению фазового пространства экситонов и уменьшению поглощения коллоидного раствора нанопластинок. Для определения концентрации экситонов, соответствующей насыщению, вводится параметр насыщения  $N_S$  (плотность или концентрация насыщения) [30]:

$$N_S = \frac{7}{32} \frac{1}{\pi a_{2D}^2}. \quad (1)$$

Для определения вклада эффекта заполнения фазового пространства в возникновение нелинейного уменьшения поглощения с увеличением интенсивности возбуждения было оценено число экситонов в каждой нанопластинке, соответствующее концентрации насыщения. Увеличение электронно-дырочной кулоновской связи за счет эффекта размерного квантования и диэлектрического усиления экситонов [31, 32] уменьшает радиус двумерного экситона примерно вдвое по сравнению с радиусом экситона в объемном полупроводнике, что было показано экспериментально и теоретически в одномерных [33–35] и двумерных полупроводниковых нанокристаллах CdSe [12, 36, 37]. Радиус экситона в объемном CdSe составляет  $56 \text{ \AA}$  [38, 39], радиус  $a_{2D}$  двумерного экситона в нанопластинках CdSe составляет около  $30 \text{ \AA}$  [40]. Таким образом, при латеральных размерах нанопластинок около  $25 \times 100$  нм, максимальное число экситонов в одной нанопластинке может достигать значений:  $\eta = S_{NPL} N_S \approx 20$ , где  $S_{NPL}$  – площадь нанопластинок.

Далее была оценена интенсивность лазерного импульса, необходимая для достижения плотности насыщения  $N_S$  объема коллоидного раствора с концен-

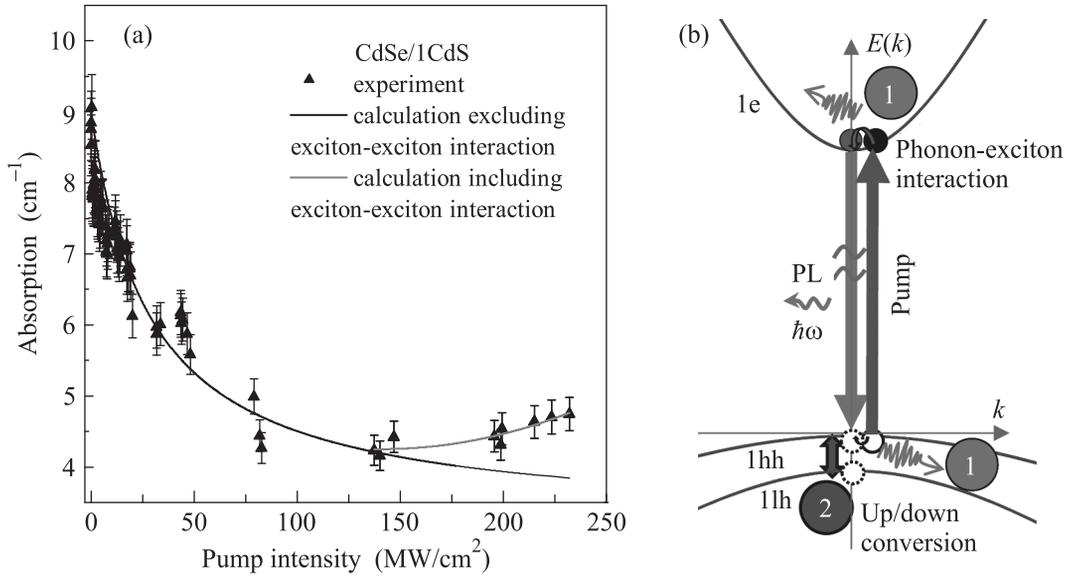


Рис. 3. (Цветной онлайн) (а) – Зависимость поглощения коллоидного раствора нанопластинок CdSe/1CdS (черные треугольники – эксперимент, черная и красная линии – расчет при учете и без учета экситон-экситонного взаимодействия соответственно). (б) – Схема возбуждения и релаксации экситонов в нанопластинках CdSe/1CdS. Цифрой 1 обозначен процесс дефазировки экситонов с участием фононов, цифрой 2 обозначен процесс обмена энергией между экситонами, связанными с тяжелыми и легкими дырками

трацией нанопластинок  $n \sim 10^{15}$ , ограниченного геометрическими размерами лазерного луча  $S_{las}$ :

$$I_S = \frac{\eta \hbar \omega_{pump} n l}{\tau_{las}(1 - T_0)} \approx 35 \text{ МВт/см}^2, \quad (2)$$

где  $l = 0.1 \text{ см}$  – толщина кюветы с коллоидным раствором нанопластинок,  $T_0 \approx 0.4$  – линейное пропускание образца,  $\tau_{las} \approx 35 \text{ пс}$  – длительность импульса,  $\hbar \omega_{pump}$  – энергия фотона накачки ( $N_{ph} = \frac{W(1-T_0)}{\hbar \omega_{pump}}$  – число фотонов, поглощаемых нанопластинками в коллоидном растворе,  $W = I_S \tau_{las} S_{las}$  – энергии одиночного лазерного импульса,  $N_{NPL} = n S_{las} l$  – количество возбуждаемых нанопластинок).

С другой стороны, для количественного описания измеренной зависимости нелинейного поглощения лазерных импульсов в случае однофотонного нестационарного возбуждения экситонов в нанопластинках приближенно может быть использовано скоростное уравнение [41]:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\alpha_0 I}{\hbar \omega_{pump}} - \frac{N}{\tau_{ex}}, \quad (3)$$

где  $I$  – поток фотонов,  $\tau_{ex}$  – время жизни экситона,  $\alpha_0$  – коэффициент линейного поглощения на длине волны возбуждения. При этом параметр насыщения, соответствующий экспериментальным данным, мо-

жет быть найден с помощью простой модели насыщения [41]:

$$\alpha(N) = \frac{\alpha_0}{1 + N/N_S}. \quad (4)$$

Для определения интенсивности насыщения при сравнении экспериментальных результатов с расчетом удобно использовать полуэмпирическую зависимость насыщения [42]:

$$\alpha(I) = \frac{\alpha_0 - \alpha_1}{1 + I/I_S} + \alpha_1, \quad (5)$$

где  $\alpha_1$  – коэффициент поглощения при  $I \gg I_S$ . При аппроксимации экспериментальных данных с помощью формулы (5) (рис. 3а, черная линия) была определена интенсивность насыщения  $I_S = 32 \pm 5 \text{ МВт/см}^2$ , значение которой совпало со значением, оцененным по формуле (2). Совпадение экспериментальных результатов с расчетами подтверждает предположение о доминирующей роли эффекта заполнения фазового пространства экситонов в нелинейном уменьшении поглощения коллоидного раствора нанопластинок при увеличении интенсивности возбуждающих импульсов.

При возбуждении экситонов с плотностью, значительно превышающей плотность насыщения  $N_S$ , выявлено, что зависимость поглощения от интенсивности изменяется. При интенсивности возбуждения образца CdSe/1CdS более  $150 \text{ МВт/см}^2$  об-

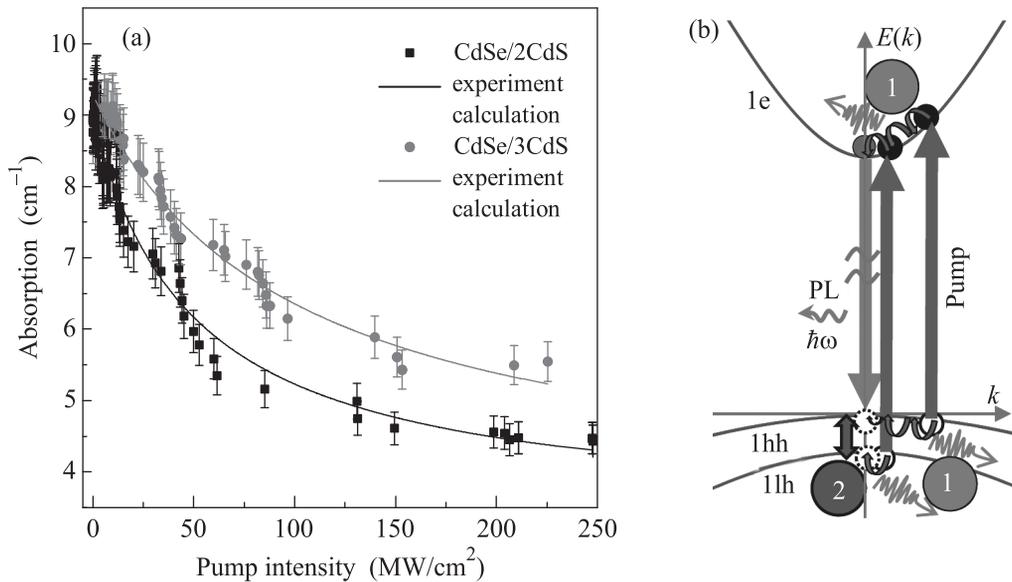


Рис. 4. (Цветной онлайн) (а) – Зависимость пропускания коллоидного раствора нанопластинок CdSe/2CdS (черные квадраты – эксперимент, черная линия – расчет), CdSe/3CdS (красные круги – эксперимент, красная линия – расчет) от интенсивности падающего излучения. (б) – Схема возбуждения и релаксации экситонов в нанопластинках CdSe/2CdS и CdSe/3CdS. Цифрой 1 обозначен процесс дефазировки экситонов с участием фононов, цифрой 2 обозначен процесс обмена энергией между экситонами, связанными с тяжелыми и легкими дырками

наружено увеличение поглощения (рис. 3а, красная линия), когда существенную роль начинает играть экситон-экситонное взаимодействие [43]. По-другому данный процесс в нанопластинках называют двух-экситонной Оже-рекомбинацией [40, 44]. Взаимодействие экситонов приводит к их ускоренной релаксации и появлению электронно-дырочной плазмы. Характерные времена релаксации при экситон-экситонном взаимодействии в нанопластинках CdSe составляют около 10 пс [44], что меньше длительности возбуждающих импульсов.

Кроме этого, обнаруженное увеличение поглощения, может быть объяснено возрастающей вероятностью процесса передачи энергии “вверх” от экситонов, связанных с тяжелыми дырками, экситонам, связанным с легкими дырками (обозначено цифрой 2 на рис. 3б). Влияние обмена энергией между экситонами, связанными с легкими и тяжелыми дырками, на нелинейное поглощение коллоидных растворов нанопластинок CdSe/CdS было экспериментально обнаружено и изучено методом накачки и зондирования при стационарном возбуждении [45–47]. Времена обмена энергией между экситонами сравнимы с длительностью пикосекундных возбуждающих импульсов.

Зависимость поглощения от интенсивности накачки была измерена для коллоидных растворов нанопластинок CdSe/2CdS и CdSe/3CdS, возбуждае-

мых в резонанс и в коротковолновый край экситонного перехода 1lh-1e соответственно (рис. 4а). Схема возбуждения и релаксации экситонов в нанопластинках CdSe/2CdS и CdSe/3CdS представлена на рис. 4б (обозначения соответствуют рис. 3б). Для образцов CdSe/2CdS и CdSe/3CdS при аппроксимации экспериментальных данных с помощью формулы (5) были получены значения интенсивности насыщения  $I_S = 50 \pm 7 \text{ МВт/см}^2$  и  $I_S = 100 \pm 10 \text{ МВт/см}^2$ , соответственно (рис. 4а).

Отличие полученных величин интенсивностей насыщения от значения  $I_S$  нанопластинок CdSe/1CdS может быть объяснено различными режимами возбуждения. Нанопластинки CdSe/2CdS возбуждаются в резонанс с экситонным переходом 1lh-1e, при этом состоянии, соответствующие экситонному переходу 1hh-1e также возбуждаются (рис. 4б). Таким образом, большее по сравнению с нанопластинками CdSe/1CdS значение интенсивности насыщения и сравнимое нелинейное уменьшение поглощения объясняется необходимостью заполнения как состояний, соответствующих экситонным переходам 1lh-1e, так и 1hh-1e. Кроме этого, время передачи энергии “вниз” от экситонов, связанных с легкими дырками, экситонам, связанным с тяжелыми дырками, меньше, чем обратный процесс [47], что также снижает темп заполнения фазового пространства экситонов 1lh-1e. Наибольшая из трех образцов интенсив-

ность насыщения была измерена для нанопластинок CdSe/3CdS, возбуждение которых осуществлялось в коротковолновый край экситонного перехода 1lh-1e, что существенно снижает силу осциллятора данного перехода, по сравнению со случаем резонансного возбуждения. Стоит обратить внимание, что для исследуемого диапазона интенсивностей возбуждения коллоидных растворов нанопластинок CdSe/2CdS и CdSe/3CdS не было обнаружено увеличения поглощения при высоких интенсивностях, как для коллоидного раствора нанопластинок CdSe/1CdS. Это объяснено не достаточной интенсивностью возбуждения для достижения концентрации экситонов, при которой существенную роль начинает играть экситон-экситонное взаимодействие.

**Выводы.** Определены особенности нелинейного поглощения нанопластинок CdSe с оболочкой CdS в случае однофотонного нестационарного возбуждения экситонов пикосекундными лазерными импульсами. В зависимости от толщины оболочки CdS было реализовано резонансное возбуждение экситонных переходов 1lh-1e и 1hh-1e, а также возбуждение в коротковолновый край экситонного перехода 1lh-1e. Обнаружено увеличение пропускания коллоидных растворов нанопластинок на длине волны лазерного возбуждения, которое было объяснено эффектом заполнения фазового пространства экситонов. Установленные различия в величинах интенсивностей насыщения при разных режимах возбуждения были объяснены конкуренцией процессов возбуждения и релаксации экситонов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (РНФ), грант # 18-72-00075.

1. Ал. Л. Эфрос, А. Л. Эфрос, ФТП **16**, 1209 (1982).
2. D. Boese, W. Hofstetter, and H. Schoeller, Phys. Rev. B **66**, 125315 (2002).
3. V. N. Mantsevich, N. S. Maslova, and P. I. Arseyev, Solid State Commun. **168**, 36 (2013).
4. P. I. Arseyev, N. S. Maslova, and V. N. Mantsevich, JETP Lett. **95**, 521 (2012).
5. V. N. Mantsevich, N. S. Maslova, and P. I. Arseyev, Solid State Commun. **199**, 33 (2014).
6. V. I. Klimov, *Nanocrystal quantum dots*, 2-nd ed, CRC Press, Taylor & Francis Group, Boca Raton, London, N.Y. (2010), ch. 6.
7. A. M. Smirnov, M. V. Kozlova, and V. S. Dneprovskii, Optics and Spectroscopy **120**, 472 (2016).
8. V. Dneprovskii, E. Zhukov, M. Kozlova, A. Smirnov, and T. Wumaier, Moscow University Physics Bulletin **67**, 201 (2012).
9. A. M. Smirnov, A. D. Golinskaya, K. V. Ezhova, V. N. Mantsevich, and V. S. Dneprovskii, JETP Lett. **104**, 674 (2016).
10. A. S. Kulagina, V. V. Danilov, V. B. Shilov, K. M. Grigorenko, V. V. Vlasov, and G. M. Ermolaeva, Optics and Spectroscopy **123**, 164 (2017).
11. E. N. Bodunov, V. V. Danilov, A. S. Panfutova, and A. L. Simoes Gamboa, Ann. Phys. (Berlin) **528**, 272 (2016).
12. S. Ithurria, M. D. Tessier, B. Mahler, R. P. S. M. Lobo, B. Dubertret, and A. L. Efros, Nature Mater. **10**, 936 (2011).
13. M. Pelton, S. Ithurria, R. D. Schaller, D. S. Dolzhikov, and D. V. Talapin, Nano Lett. **12**, 6158 (2012).
14. F. M. Olutas, B. Guzelturk, Y. Kelestemur, A. Yeltik, S. Delikanli, and H. V. Demir, ACS Nano **9**, 5041 (2015).
15. F. T. Rabouw, J. C. van der Bok, P. Spinicelli, B. Mahler, M. Nasilowski, S. Pedetti, B. Dubertret, and D. Vanmaekelbergh, Nano Lett. **16**, 2047 (2016).
16. А. М. Смирнов, А. Д. Голинская, Б. М. Саиджонов, Р. Б. Васильев, В. Н. Манцевич, В. С. Днепровский, Письма в ЖЭТФ (2019) (принято к публикации).
17. S. Ithurria and B. Dubertret, JACS Communications **130**, 16504 (2008).
18. R. B. Vasiliev, A. I. Lebedev, E. P. Lazareva, N. N. Shlenskaya, V. B. Zaytsev, A. G. Vitukhnovsky, Y. Yao, and K. Sakoda, Phys. Rev. B **95**, 165414 (2017).
19. N. N. Schlenskaya, Y. Yao, T. Mano, T. Kuroda, A. V. Garshev, V. F. Kozlovskii, A. M. Gaskov, R. B. Vasiliev, and K. Sakoda, Chem. Mater. **29**, 579 (2017).
20. B. M. Saidzhonov, V. F. Kozlovsky, V. B. Zaytsev, and R. B. Vasiliev, J. Lumin, <https://doi.org/10.1016/j.jlumin.2019.01.052> (just accepted manuscript) (2019).
21. P. Horan and W. Blau, JOSA B **7**, 304 (1990).
22. C. Flytzanis, D. Ricard, and M. C. Schanne-Klein, J. Lumin. **70**, 212 (1996).
23. P. Roussignol, D. Ricard, J. Lukasik, and C. Flytzanis, JOSA B **4**, 5 (1987).
24. A. Al. Salman, A. Tortschanoff, M. B. Mohamed, D. Tonti, F. van Mourik, and M. Cherguic, Appl. Phys. Lett. **90**, 093104 (2007).
25. Y. N. Hwang, S. H. Park, and D. Kim, Phys. Rev. B **59**, 7285 (1999).
26. F. Gindele, K. Hild, W. Langbein, and U. Woggon, J. Lumin. **87–89**, 381 (2000).
27. S. Rudin, T. L. Reinecke, and B. Segall, Phys. Rev. B **42**, 11218 (1990).
28. J. P. Zheng and H. S. Kwok, JOSA B **9**, 2047 (1992).
29. P. Sippel, W. Albrecht, J. C. van der Bok, R. J. A. van Dijk-Moes, T. Hannappel, R. Eichberger, and D. Vanmaekelbergh, Nano Lett. **15**, 2409 (2015).

30. S. Schmitt-Rink, D.S. Chemla, and D.A.B. Miller, *Phys. Rev. B* **32**, 6601 (1985).
31. Н. С. Рытова, Докл. АН СССР **163**, 1118 (1965).
32. L. V. Keldysh, *JETP Lett.* **29**, 658 (1979).
33. Е. А. Муляров, С. Г. Тиходеев, *ЖЭТФ* **111**, 274 (1997).
34. S. G. Tikhodeev, N. A. Gippius, A. L. Yablonskii, A. B. Dzyubenko, L. V. Kulik, V. D. Kulakovskii, and A. Forchel, *Phys. Status Solidi (A)* **164**, 179 (1997).
35. E. A. Muljarov, E. A. Zhukov, V. S. Dneprovskii, and Y. Masumoto, *Phys. Rev. B* **62**, 7420 (2000).
36. N. A. Gippius, A. L. Yablonskii, A. B. Dzyubenko, and S. G. Tikhodeev, *J. Appl. Phys.* **83**, 5410 (1998).
37. L. V. Kulik, V. D. Kulakovskii, M. Bayer, A. Forchel, N. A. Gippius, and S. G. Tikhodeev, *Phys. Rev. B* **54**, R2335 (1996).
38. A. I. Ekimov, F. Hache, M. C. Schanneklein, D. Ricard, C. Flytzanis, I. A. Kudryavtsev, T. V. Yazeva, A. V. Rodina, and A. L. Efros, *JOSA B* **10**, 100 (1993).
39. Al. L. Efros, M. Rosen, M. Kuno, M. Nirmal, D. Norris, and M. Bawendi, *Phys. Rev. B* **54**, 4843 (1996).
40. L. T. Kunneman, M. D. Tessier, H. Heuclin, B. Dubertret, Y. V. Aulin, F. C. Grozema, J. M. Schins, and L. D. A. Siebbeles, *J. Phys. Chem. Lett.* **4**, 3574 (2013).
41. H. M. Gibbs, G. Khitrova, and N. Peyghambarian, *Nonlinear Photonics*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg (1990).
42. D. A. B. Miller, D. S. Chemla, D. J. Eilenberger, and P. W. Smith, *Appl. Phys. Lett.* **41**, 679 (1982).
43. G. A. Boiko, V. S. Dneprovskii, M. V. Kraevskii, K. Marinova, S. M. Oak, E. K. Silina, and V. S. Fokin, *Phys. Status Solidi b* **85**, 111 (1978).
44. E. Baghani, S. K. O'Leary, I. Fedin, D. V. Talapin, and M. Pelton, *J. Phys. Chem. Lett.* **6**, 1032 (2015).
45. A. M. Smirnov, A. D. Golinskaya, D. V. Przhiyalkovskii, M. V. Kozlova, B. M. Saidzhonov, R. B. Vasiliev, and V. S. Dneprovskii, *Semiconductors* **52**, 1798 (2018).
46. A. M. Smirnov, A. D. Golinskaya, M. V. Kozlova, D. V. Przhiyalkovskii, B. M. Saidzhonov, R. B. Vasiliev, and V. S. Dneprovskii, *Proceedings of SPIE* **10684**, 1068421 (2018).
47. V. N. Mantsevich, D. S. Smirnov, A. M. Smirnov, A. D. Golinskaya, M. V. Kozlova, B. M. Saidjonov, V. S. Dneprovskii, and R. B. Vasiliev, arXiv:1807.00697 (2018).