

## ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЕЩЕСТВО

# Лазерно-индуцированная прозрачность в нанопластинках CdSe в условиях оптического эффекта Штарка

А.В.Иванов, Д.П.Щербинин, Д.И.Клименко, П.Ю.Сердобинцев, А.С.Мельников, А.П.Погода

*Представлены результаты исследования лазерно-индуцированной прозрачности в условиях оптического эффекта Штарка в нанопластинках CdSe. Спектры наведенного поглощения регистрировались методом накачки–зондирования. Лазерно-индуцированное просветление наблюдается вследствие переноса населенности электронных состояний валентной зоны в зону проводимости за счет двухфотонных оптических переходов под действием излучения накачки. Просветление среды сохраняется в течение времени жизни первого возбужденного экситонного уровня, что соответствует 180 пс. Показано наличие гипсохромного сдвига полосы экситонного поглощения на 3.1 мэВ для плотности мощности накачки 39 ГВт/см<sup>2</sup> при совпадении импульсов накачки и зондирования вследствие оптического эффекта Штарка. Результаты фундаментальных исследований, представленные в настоящей работе, могут найти применение в области разработки новых фотонных устройств по управлению светом с помощью света.*

**Ключевые слова:** нанопластинки CdSe/ZnS, оптический эффект Штарка, спектроскопия накачки–зондирования, двухфотонное поглощение, лазерно-индуцированное просветление.

## 1. Введение

Эффективные способы управления светом с помощью света крайне востребованы в различных приложениях в оптоэлектронике, фотонике, лазерной физике, оптоинформатике и квантовых вычислениях. К таким приложениям относятся разработки в области создания полностью оптической архитектуры вычислительной логики [1] и оптических транзисторов, сумматоров и инверторов для ее реализации [2–4], фотонных чипов [5, 6], оптических переключателей [7–9], параметрических генераторов и усилителей [10, 11]. Для управления светом необходима физическая среда, в силу невозможности прямого взаимодействия электромагнитных волн между собой. Несмотря на то что с появлением метаматериалов в последнее десятилетие были предложены способы управления в отсутствие нелинейности [12, 13], тем не менее большинство способов управления светом с помощью света используют именно нелинейные свойства оптических материалов. Например, в твердотельных материалах такое управление возможно реализовать на основе поляризационных эффектов [14], эффекта фотонной лавины [15],

эффекта четырехволнового смешения [16] и фоторефрактивных эффектов [17]. В последнем случае лазерно-индуцированное просветление и изменение показателя преломления исследовались как для объемных полупроводников [18], так и для наноструктур с квантовыми ямами [19, 20]. Механизмы оптического просветления хорошо описаны для нанопластинок графена, MoS<sub>2</sub>, MoSe<sub>2</sub> и ВР. В качестве механизма оптического просветления для зондирующего излучения в присутствии излучения накачки указывается явление насыщающего поглощения [21, 22]. Однако в этих работах показано, что при повышении мощности излучения накачки реализуется другой нелинейно-оптический эффект, такой как нелинейное рассеяние света. Конкуренция между насыщающимся поглощением и нелинейным рассеянием света приводит к строго противоположному явлению – росту экстинкции и «замутнению» среды. Таким образом, при накачке среды мощным лазерным излучением могут реализовываться сразу несколько нелинейно-оптических эффектов, играющих ключевую роль в процессах управления светом с помощью света.

Известно, что мощное лазерное излучение способно привести к возникновению оптического штарк-эффекта [23]. Следует отметить, что в условиях оптического эффекта Штарка (ОЭШ) происходит перестройка как электронного энергетического спектра [24], так и колебательного спектра в твердотельных материалах [25], что отражается на оптических свойствах материала, подвергнутого воздействию мощного излучения (см., напр., [26]). Возможность реализации ОЭШ в различных физических средах позволяет широко его использовать для приложений в фотонике, оптоэлектронике и спинтронике. Например, в полупроводниковых материалах ОЭШ применялся для квантовой термометрии [27], амплитудной модуляции [28], генерации пакетов сжатых фононных волн [29], квантовой интерференции [30].

**А.В.Иванов, Д.П.Щербинин, Д.И.Клименко.** Международный научно-образовательный центр физики наноструктур, Национальный исследовательский университет ИТМО, Россия, 197101 С.-Петербург, Кронверкский просп., 49

**П.Ю.Сердобинцев.** Санкт-Петербургский государственный университет, Россия, 199034 С.-Петербург, Университетская наб., 7/9

**А.С.Мельников.** Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Россия, 195251 С.-Петербург, ул. Политехническая, 29

**А.П.Погода.** Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ» им. Д.Ф.Устинова, Россия, 190005 С.-Петербург, ул. 1-я Красноармейская, 1; e-mail: ap\_pogoda@mail.ru

Поступила в редакцию 23 января 2024 г., после доработки – 12 апреля 2024 г.

Вместе с тем появление новых наноматериалов, в которых ОЭШ имеет свои особенности, стимулирует дальнейшие исследования когерентного взаимодействия мощного излучения с этими материалами в условиях реализации штарк-эффекта. Эти особенности связаны с необходимостью учета как многоуровневой энергетической структуры, так и многочастичных взаимодействий, свойственных наноматериалам. Например, недавние экспериментальные и теоретические исследования взаимодействия света с атомарно тонкими слоями дихалькогенидов переходных металлов обнаружили долинно-селективный ОЭШ [31, 32]. В работе [33] показано, что при рассмотрении ОЭШ в монослое  $\text{MoSe}_2$  необходимо учитывать экситон-экситонные взаимодействия, которые кардинально изменяют свойства когерентного взаимодействия света и вещества. В тонких пленках перовскита был обнаружен сильный сверхбыстрый спин-селективный ОЭШ при комнатной температуре [34]. Когерентное манипулирование спинами с использованием ОЭШ было продемонстрировано как в эпитаксиальных наноструктурах [35], так и в коллоидных нанокристаллах [36], что потенциально применимо для приложений спинтроники. Коллоидные нанопластины  $\text{CdSe}$  обнаруживают циркулярно поляризованный ОЭШ при воздействии фемтосекундным излучением с большой отстройкой от оптического перехода [37]. Большая отстройка приводит к возникновению сдвига спектра поглощения в синюю сторону. Следует отметить также, что штарк-эффект в нанопластинках более ярко выражен, чем в квантовых точках. Это обусловлено тем, что нанопластины имеют большие силы осцилляторов и энергии экситонной связи, а также только однородное уширение резонансов поглощения [38, 39]. В работах [40, 41] экспериментально определялся ОЭШ

как функция отстройки излучения накачки для образцов с различным расстоянием между тяжелыми и легкими дырками.

В настоящей работе представлены результаты исследования лазерно-индуцированной прозрачности в нанопластинках  $\text{CdSe}$  в условиях ОЭШ. Для проведения исследований использовалась техника спектроскопии накачки-зондирования. В нанопластинках  $\text{CdSe}$  наблюдается лазерно-индуцированное просветление вследствие двухфотонного поглощения и гипсохромное смещение экситонной полосы до 3.1 мэВ при плотности мощности излучения накачки 39 ГВт/см<sup>2</sup>. Просветление среды сохраняется в течение времени жизни первого возбужденного экситонного уровня, что соответствует  $180 \pm 15$  пс. Полученные результаты могут найти применение в различных фотонных устройствах, таких как модуляторы добротности и оптические переключатели.

## 2. Материалы и методы

Измерение нелинейного отклика среды проводилось по схеме накачка-зондирование. На рис.1 представлена схема экспериментальной установки.

В качестве накачки использовалось излучение основной гармоники  $\text{Ti}$ :сапфирового лазера 1 с длиной волны 800 нм. Длительность импульса на образце оценивалась по вынужденному комбинационному рассеянию в растворителе и составляла 100 фс, что соответствует ширине спектра импульса лазера накачки. Излучение накачки с помощью кварцевой линзы фокусировалось на исследуемый образец 9. Размер пятна накачки на образце определялся с помощью измерителя профиля лазерного пучка (VC106N-UV/M Thorlabs), который помещался на место

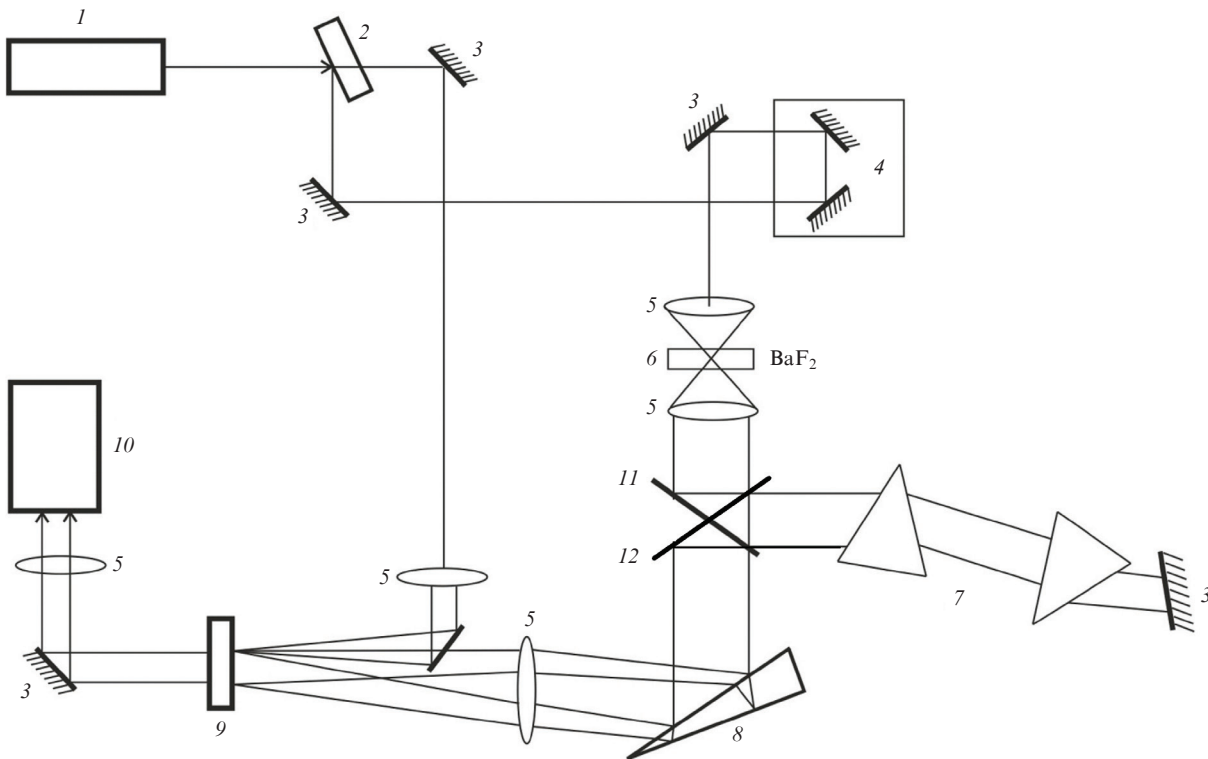


Рис.1. Схема экспериментальной установки для проведения измерений по схеме накачка-зондирование:

1 –  $\text{Ti}$ :сапфировый лазер; 2 – светоделитель 4%; 3 – зеркала; 4 – линия оптической задержки; 5 – линзы; 6 – генератор белого света; 7 – призмный компрессор; 8 – кварцевый клин 0.5°; 9 – кювета с образцом; 10 – двухканальный спектрометр; 11, 12 – зеркала для ввода и вывода излучения в призмный компрессор (зеркала расположены на разной высоте).

образца. Диаметр пятна определялся на половине высоты от максимума излучения и составлял 550 мкм.

Для пробного импульса использовалось излучение суперконтинуума. Для генерации суперконтинуума небольшая часть излучения (~4%) с помощью оптического клина 2 и зеркала направлялась на линию оптической задержки 4. Для линии оптической задержки использовался трехзеркальный уголкового отражатель (на схеме показано только два зеркала), смонтированный на моторизованной оптической подвижке. Оптическая задержка может изменяться в пределах 0–1660 пс. Излучение, прошедшее оптическую линию задержки, фокусировалось на кристалл ВаF<sub>2</sub>. Излучение суперконтинуума с помощью оптического клина 8 разделялось на два пучка, которые фокусировались на исследуемый образец. Один пучок фокусировался в центр пятна накачки, второй в область, где излучение накачки отсутствует. Размеры пятен определялись аналогично измерению пятна накачки и составляли 30 мкм. Излучение суперконтинуума имеет дисперсию групповой скорости, зависящую от условий генерации. Для компенсации дисперсии групповой задержки белого света использовался призменный компрессор 7.

Для предотвращения тепловых эффектов использовалась вращающаяся кювета 9, состоящая из двух кварцевых окон диаметром 30 мм и распорного кольца толщиной 1.0 мм. Кювета закреплялась в подшипнике качения и вращалась с помощью электродвигателя с угловой скоростью ~60–120 рад/с. Излучение, прошедшее сквозь образец, собиралось линзой и направлялось в спектрометр. Для ослабления излучения использовались нейтральные и цветные фильтры.

Величина наведенного поглощения определяется из следующего соотношения:

$$A(\lambda, \tau) = \lg \frac{I_{\text{pump}}(\lambda, \tau)}{I_0(\lambda, \tau)}, \quad (1)$$

здесь  $\lambda$  – длина волны;  $\tau$  – задержка между пробным импульсом и импульсом накачки;  $I_{\text{pump}}$ ,  $I_0$  – интенсивности пробного излучения, прошедшего через кювету с образцом, при наличии и отсутствии импульса накачки соответственно. Для записи величины  $I_0$  импульс накачки закрывался с помощью оптического затвора. Величина  $A$  будет отрицательной при наличии наведенного поглощения. При просветлении исследуемого образца  $A$  будет положительной. Для увеличения соотношения сигнал/шум проводилось усреднение измеренного поглощения по ~1000 лазерных импульсов.

Для исследования штарковского сдвига полосы экситонного поглощения использовались ранее синтезированные нанопластинки, состоящие из пяти монослоев CdSe, с латеральными размерами до 70 × 50 нм. Процедура синтеза нанопластинок описана в работе [42]. Для предварительной характеристики нанопластинок CdSe проводилось измерение спектров поглощения на спектрофотометре Cary 50 и спектров люминесценции с использованием спектрофлуориметра Cary Eclipse (длина волны возбуждения 350 нм). На рис.2 приведены спектры поглощения и люминесценции коллоидных растворов исследуемых нанопластинок в толуоле. В спектре поглощения хорошо разрешимы полосы на длинах волн 406, 480 и 513 нм. Полоса поглощения 513 нм (2.42 эВ) соответствует экситонному поглощению. Спектр экситонной люми-

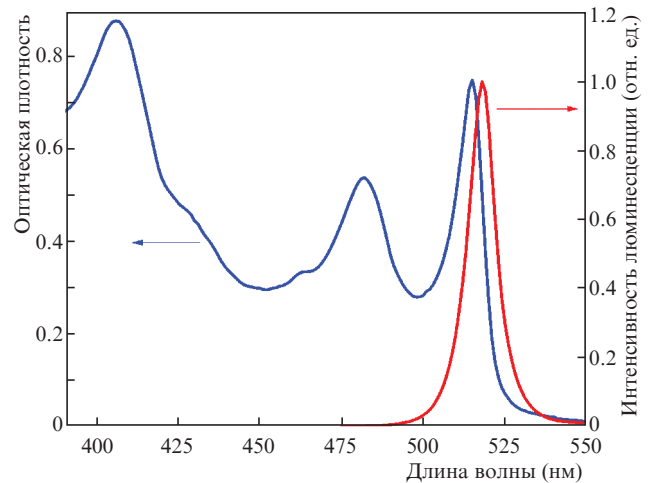


Рис.2. Спектр поглощения (синяя кривая) и люминесценции (красная кривая) коллоидных растворов исследуемых нанопластинок в толуоле.

несценции характеризуется узкой полосой с максимумом на 517 нм.

Используемое излучение Ti:сапфирового лазера 800 нм (1.55 эВ) попадает в область прозрачности нанопластинок и, следовательно, пригодно для исследования нерезонансного эффекта Штарка. Отстройка между энергией фотонов в импульсе накачки и экситонными состояниями составляет 0.87 эВ.

При измерениях накачка–зондирование нанопластинки CdSe растворялись в толуоле, который прозрачен в рассматриваемом диапазоне длин волн. Концентрация раствора выбиралась так, чтобы оптическая плотность раствора на длине волны 513 нм была порядка единицы. Для детектирования сдвигов уровней вследствие эффекта Штарка требуется плотность мощности излучения выше 1 ГВт/см<sup>2</sup> [37, 41]. Измерения проводились при плотности мощности лазерного излучения 39 и 19.5 ГВт/см<sup>2</sup>. Излучения зондирующего импульса и импульса накачки были линейно поляризованы в вертикальной плоскости.

### 3. Результаты и их обсуждение

На рис.3 представлены зависимости величины наведенного поглощения от задержки и длины волны для плотности мощности лазерного излучения 39 и 19.5 ГВт/см<sup>2</sup>. Каждый вертикальный срез соответствует спектру индуцированного поглощения для заданной величины задержки  $\tau$  между импульсами накачки и пробного излучения. Уменьшение величины поглощения при лазерном воздействии соответствует светлым областям на рис.3 и характеризуется положительной величиной  $A$ , а увеличение поглощения при лазерном воздействии соответствует темным областям и характеризуется отрицательной величиной  $A$ . Белые полосы на длинах волн 480 и 514 нм соответствуют оптическому просветлению, вызванному воздействием лазерного излучения накачки. Из рис.3 видно, что просветление появляется во время импульса накачки и сохраняется на временном интервале, превышающем длительность импульса накачки. Оптическое просветление связано с уменьшением населенности валентной зоны и продолжается, пока все возбужденные состояния не релаксируют в основное состояние.

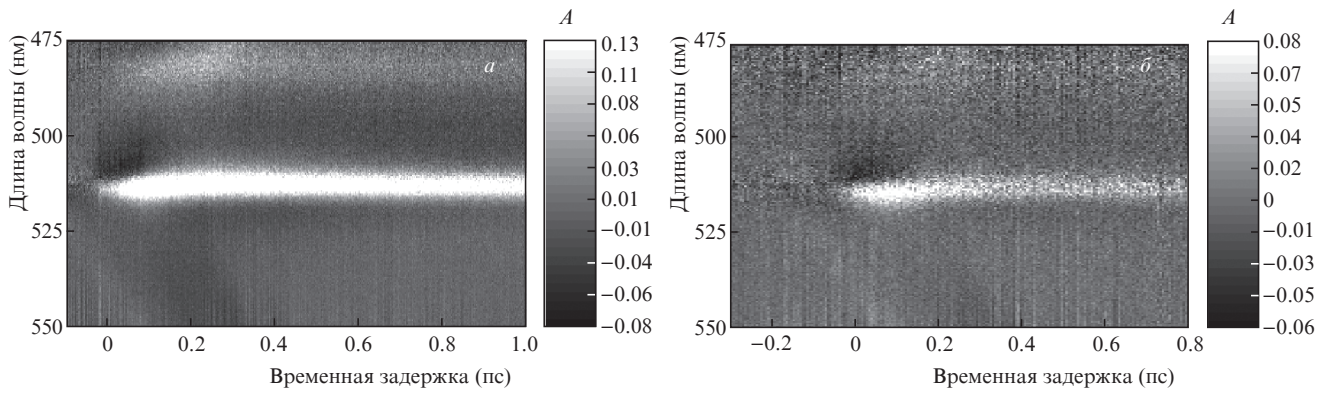


Рис.3. Зависимости величины наведенного поглощения (в единицах оптической плотности) от задержки и длины волны («карты» наведенного поглощения) для плотностей мощности излучения накачки 39 (а) и 19.5 ГВт/см<sup>2</sup> (б).

На рис.4 показана энергетическая схема, иллюстрирующая индуцированные излучением накачки излучательные и безызлучательные релаксационные процессы, участвующие в перераспределении электронной населенности подуровней в двумерной энергетической структуре нанопластинок CdSe. Энергетическая структура в зоне проводимости состоит из трех подуровней –  $c_1$ ,  $c_2$  и  $c_3$ , энергии которых соответствуют оптическим переходам в спектре поглощения (см. рис.2). Ввиду отсутствия необходимости рассмотрения релаксационных процессов в валентной зоне, сложная структура ее энергетических подуровней представлена на рис.4 упрощенно одним подуровнем  $v$ . В результате двухфотонных переходов под действием излучения накачки электронная населенность из валентной зоны переходит на подуровень  $c_3$  зоны проводимости, где за субпикосекундные времена [43] релаксирует на дно

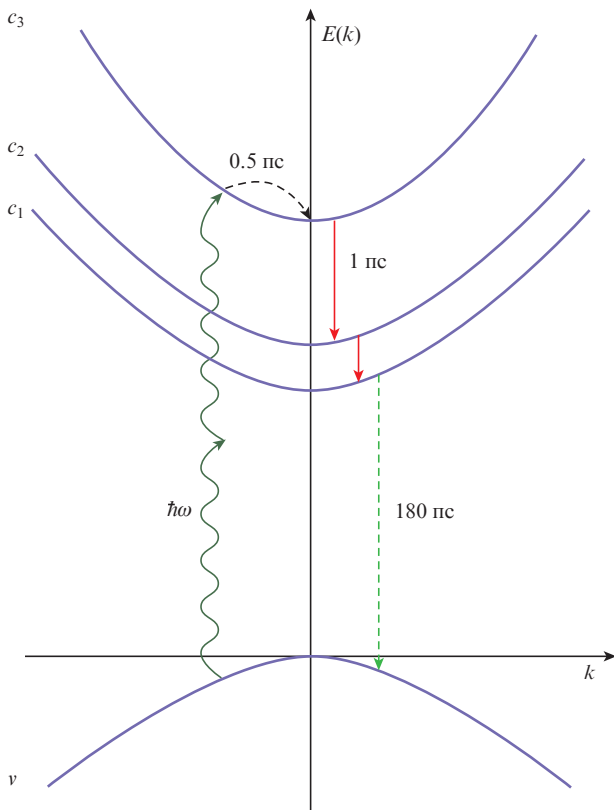


Рис.4. Энергетическая схема нанопластинок CdSe.

этой подзоны (штриховая черная стрелка на рис.4). Междуровневая релаксация (сплошные стрелки на рис.4) оптически возбужденных электронов в зоне проводимости полупроводниковой квантовой нанопластины происходит за времена порядка 1 пс [44] на первый возбужденный экситонный подуровень  $c_1$ . Излучательная рекомбинация носителей зарядов (штриховая зеленая стрелка на рис.4), обусловленная минимальным временем жизни первого возбужденного подуровня в рассматриваемых материалах, происходит за 180 пс [37, 41].

В случае, когда импульсы накачки и зондирования приходят на образец одновременно, наблюдается оптический эффект Штарка. Известно, что в случае большой энергетической отстройки между энергией накачки и энергиями исследуемых переходов наблюдается увеличение энергии исследуемого перехода (гипсохромный сдвиг) [45]. В настоящей работе энергия фотонов накачки составляет 1.55 эВ, в то время как энергия экситонного перехода в исследуемых материалах 2.42 эВ, что приводит к сдвигу полосы поглощения в коротковолновую область. На рис.3 ОЭШ проявляется как смещение белых полос в длинноволновую область, сопровождаемое появлением зон затемнения в коротковолновых областях вблизи полос поглощения.

Таким образом, при совпадении импульсов накачки и зондирования регистрируемый оптический отклик определяется не только эффектом лазерно-индуцированного просветления, но и оптическим эффектом Штарка. На рис.5 представлены спектры наведенного оптического поглощения при совпадении импульсов накачки и зондирования и для случая, когда зондирующее излучение приходит с временной задержкой 0.7 пс. Области с отрицательной величиной индуцированного поглощения соответствуют зонам затемнения на рис.3. Отрицательная величина индуцированного поглощения указывает на увеличение поглощения из-за смещения полосы экситонного поглощения в коротковолновую область спектра вследствие ОШЭ. Области с положительной величиной индуцированного поглощения соответствуют белым полосам на рис.3 и указывают на области спектра, где происходит просветление, вследствие как смещения полосы поглощения, так и перераспределения носителей заряда.

Из рис.5 видно, что уменьшение плотности мощности излучения накачки приводит к уменьшению интенсивности полос индуцированного поглощения. Величина штарковского сдвига первого возбужденного экситонного уровня определялась из представленных на рис.5

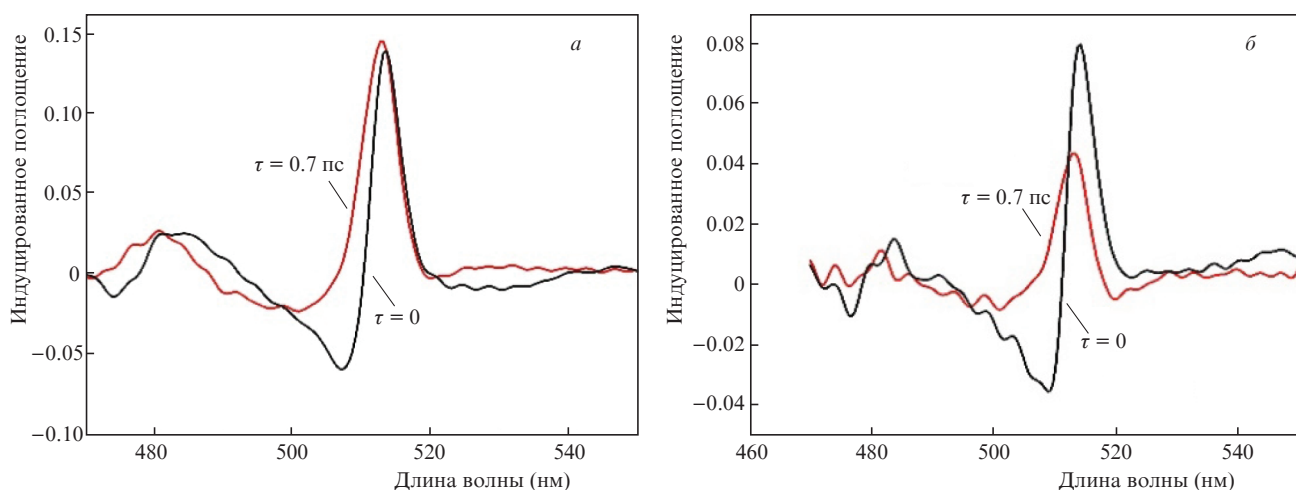


Рис.5. Спектры наведенного оптического поглощения при совпадении импульсов накачки и зондирования и для случая, когда зондирующее излучение приходит с временной задержкой, для плотностей мощности излучения накачки 39 (а) и 19.5 ГВт/см<sup>2</sup> (б).

кривых по методике, описанной в работе [46]. В случае плотности мощности излучения 39 ГВт/см<sup>2</sup> смещение составило  $3.1 \pm 0.4$  мэВ. Уменьшение плотности мощности излучения накачки в два раза привело к уменьшению сдвига до  $1.3 \pm 0.3$  мэВ.

#### 4. Заключение

В настоящей работе представлены результаты эксперимента по исследованию лазерно-индуцированного просветления в нанопластинках CdSe, наведенного мощным фемтосекундным импульсом накачки. Спектры наведенного поглощения регистрировались методом накачка–зондирование. Просветление среды, представляющей собой раствор нанопластинок CdSe в толуоле, происходит при двухфотонном поглощении импульса накачки и сохраняется в течение времени жизни возбужденного состояния (180 пс). При совпадении импульсов накачки и зондирующего импульса наблюдается штарковский сдвиг полосы поглощения, приблизительно пропорциональный плотности мощности лазерного излучения.

Полученные результаты показывают, что полупроводниковые нанопластинки CdSe потенциально могут быть использованы в качестве среды для создания устройств, реализующих управление светом с помощью света, например, для модулятора добротности лазерных резонаторов. Основным преимуществом использования оптического эффекта Штарка по сравнению с другими способами управления светом с помощью света является быстрота оптического переключения (меньше 500 фс) [37]. Быстрое оптическое переключение с помощью ОЭШ можно эффективно реализовать, как показывает и настоящее исследование, в квантоворазмерных материалах. Удобство использования с этой целью квантоворазмерных материалов состоит в возможности контролируемого подбора параметров материала. Нанопластинки, в том числе CdSe, в отличие от объемных материалов и квантовых точек имеют только однородное уширение резонансов поглощения, большие величины силы осциллятора и энергии связи экситонов (150–250 мэВ), что дает им преимущества для реализации ОЭШ. Пример использования тонких пленок, содержащих нанопластинки CdSe, для получения низкопороговой генерации излучения представлен в работе [47].

Действие мощного лазерного излучения в реализуемых условиях приводит как к оптическому просветлению среды, так и к изменению энергетического спектра экситонных состояний в результате оптического эффекта Штарка. Используемая экспериментальная схема интересна возможностью исследования нерезонансного и двухфотонного резонансного эффектов Штарка. Нерезонансный эффект Штарка регистрировался как смещение первого возбужденного экситонного уровня в коротковолновую область спектра на спектрах наведенного поглощения при временном перекрытии импульсов накачки и зондирования. Резонансный двухфотонный эффект Штарка в настоящей работе не детектировался в силу спектральных ограничений зондирующего импульса. Вместе с тем исследование резонансного двухфотонного эффекта Штарка представляет собой самостоятельный интерес, и проведению такого исследования будет посвящена отдельная работа.

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда № 22-42-05002. Работа была выполнена с использованием оборудования ЦКП «Аналитический центр нано- и биотехнологий «СПБПУ» на базе ФГАОУ ВО «СПБПУ».

- Nazarathy M., Zalevsky Z., Rudnitsky A., Larom B., Nevet A., Orenstein M., Fischer B. *J. Opt. Soc. Am. A*, **26**, A21 (2009).
- Miller D. *Nature Photon.*, **4**, 3 (2010).
- Clader B.D., Hendrickson S.M. *J. Opt. Soc. Am. B*, **30**, 1329 (2013).
- Fang X., MacDonald K., Zheludev N. *Light. Sci. Appl.*, **4**, e292 (2015).
- Harris N.C., Bunandar D., Pant M., Steinbrecher G.R., Mower J., Prabhu M., Baehr-Jones T., Hochberg M., Englund D. *Nanophotonics*, **5**, 456 (2016).
- Carolan J. et al. *Science*, **349**, 711 (2015).
- Popov A.A., Ivanov A.V., Perlin E.Yu. *J. Opt. Soc. Am. B*, **36**, 3117 (2019).
- Dhama R., Panahpour A., Pihlava T., et al. *Nat. Commun.*, **13**, 3114 (2022).
- Guo Q., Sekine R., Ledezma L., et al. *Nat. Photonics*, **16**, 625 (2022).
- Heydari D., Cătuneanu M., Ng E., Gray D.J., Hamerly R., Mishra J., Jankowski M., Fejer M.M., Jamshidi K., Mabuchi H. *Optica*, **10**, 430 (2023).
- Ledezma L., Sekine R., Guo Q., Nehra R., Jahani S., Marandi A. *Optica*, **9**, 303 (2022).
- Zhang J., MacDonald K., Zheludev N. *Light. Sci. Appl.*, **1**, e18 (2012).
- Shalin A.S., Ginzburg P., Belov P.A., Kivshar Y.S., Zayats A.V. *Laser Photonics Rev.*, **8**, 131 (2014).

14. Perlin E.Y., Danishevskii A.M. *J. Exp. Theor. Phys.*, **79**, 276 (1994).
15. Иванов А.В., Попов А.А., Перлин Е.Ю. *Опт. Журн.*, **85** (10), 3 (2018) [*J. Opt. Technol.*, **85**, 599 (2018)].
16. De Matos C., Pugnet M., Le Corre A. *Electron. Lett.*, **36**, 93 (2000).
17. Vlad V.I. et al. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **5**, E01 (2003).
18. Srivastava A., Srivastava R., Wang J., Kono J. *Phys. Rev. Lett.*, **93** (15), 157401 (2004).
19. Phillips M., Wang H. *Opt. Lett.*, **28**, 831 (2003).
20. Qian B. et al. *Laser Phys. Lett.*, **12**, 065901 (2015).
21. Huang J. et al. *ACS Photonics*, **4** (12), 3063 (2017).
22. Dong N. et al. *Adv. Opt. Mater.*, **5** (19), 1700543 (2017).
23. Кулагин И.А., Усманов Т.Б. *Квантовая электроника*, **30**, 520 (2000) [*Quantum Electron.*, **30**, 520 (2000)].
24. Mysyrowicz A., Hulin D., Antonetti A., Migus A., Masselink W.T., Morkoç H. *Phys. Rev. Lett.*, **56**, 2748 (1986).
25. Ivanov A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **35**, 20 (2018).
26. Bondarev M.A., Perlin E.Yu., Ivanov A.V. *Opt. Spectrosc.*, **115**, 828 (2013).
27. Higgins K.D.B., Lovett B.W., Gauger E.M. *Phys. Rev. B*, **88**, 155409 (2013).
28. Souza P.L., Pires M., Yavich B., Racedo N.F., Tribuzy C.V.-B. *Microelectron. J.*, **33**, 341 (2002).
29. Wigger D., Lüker S., Axt V.M., Reiter D.E., Kuhn T. *Photonics*, **2**, 214 (2015).
30. Dynes J.F., Frogley M.D., Beck M., Faist J., Phillips C.C. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 157403 (2005).
31. Sie E.J., Lui C.H., Lee Y.-H., Kong J., Gedik N. *Nano Lett.*, **16** (12), 7421 (2016).
32. Sie E.J. et al. *Nat. Mater.*, **14**, 290 (2015).
33. Yong C.K., Horng J., Shen Y., et al. *Nature Phys.*, **14**, 1092 (2018).
34. Giovanni D. et al. *Sci. Adv.*, **2**, e1600477 (2016).
35. Gupta J.A., Knobel R., Samarth N., Awschalom D.D. *Science*, **292** (5526), 2458 (2001).
36. Zhang J., Tang Y., Lee K., Ouyang M. *Nature*, **466** (7302), 91 (2010).
37. Diroll B.T. *Nano Lett.*, **20** (11), 7889 (2020).
38. Kormilina T.K. et al. *Small.*, **13** (41), 1702300 (2017).
39. Skurlov I. et al. *Nanomaterials*, **10** (12), 2570 (2020).
40. Papageorgiou G., Chari R., Brown G., Kar A.K., Bradford C., Prior K.A., Kalt H., Galbraith I. *Phys. Rev. B*, **69**, 085311 (2004).
41. Xiang D., Li Y., Wang L., Zhao Y., Wu K. *ACS Photonics*, **8** (3), 745 (2021).
42. Cherevkov S.A. et al. *Phys. Rev. B*, **88**, 041303 (2013).
43. Sippel P. et al. *Nano Lett.*, **15** (4), 2409 (2015).
44. Klimov V.I. et al. *Phys. Rev. B*, **60**, 13740 (1999).
45. Combescot M., Combescot R. *Phys. Rev. Lett.*, **61** (1), 117 (1988).
46. Yang Y., Yang M., Zhu K., et al. *Nat Commun.*, **7**, 12613 (2016).
47. Watkins N.E. et al. *J. Phys. Chem. C*, **125**, 19874 (2021).