

## Нелинейное просветление InAs нитевидных нанокристаллов в видимом диапазоне

© А.С. Кулагина<sup>1</sup>, А.И. Хребтов<sup>1</sup>, А.А. Рыжов<sup>2</sup>, В.В. Данилов<sup>3</sup>, И.В. Штром<sup>1</sup>, К.П. Котляр<sup>1</sup>, П.А. Алексеев<sup>4</sup>, А.Н. Смирнов<sup>4</sup>, Р.Р. Резник<sup>5</sup>, Г.Э. Цырлин<sup>1,5,6,7</sup>

<sup>1</sup> СПбАУ РАН, Академический университет, 194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> АО „ГОИ им. С. И. Вавилова“, 199053 Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup> Петербургский государственный университет путей сообщения Императора Александра I, 191031 Санкт-Петербург, Россия

<sup>4</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>5</sup> Университет ИТМО, 197101 Санкт-Петербург, Россия

<sup>6</sup> Институт аналитического приборостроения РАН, 190103 Санкт-Петербург, Россия

<sup>7</sup> Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“ им. В.И. Ульянова (Ленина), 197376 Санкт-Петербург, Россия

e-mail: a.s.panfutova@gmail.com

Поступила в редакцию 09.09.2019 г.

В окончательной редакции 09.09.2019 г.

Принята к публикации 26.09.2019 г.

Исследованы спектральные и нелинейно-оптические свойства суспензий InAs нитевидных нанокристаллов, синтезированных методом молекулярно-пучковой эпитаксии, в изопропанолу при комнатной температуре. Получены спектры поглощения суспензий InAs нитевидных нанокристаллов с характерным максимумом на длине волны 235 nm, а также спектры комбинационного рассеяния в области 180–280  $\text{cm}^{-1}$ . Впервые исследовано нелинейное пропускание InAs нитевидных нанокристаллов с диаметром менее боровского радиуса экситона при двухфотонном возбуждении в области прозрачности в видимом диапазоне ( $\lambda = 468 \text{ nm}$ ). Обнаружен эффект накопительного просветления, проявление которого связывается с динамическим эффектом Штарка.

**Ключевые слова:** нитевидные нанокристаллы, спектр рамановского рассеяния, поверхностные состояния, динамический эффект Штарка, метод Z-сканирования.

DOI: 10.21883/OS.2020.01.48849.263-19

### Введение

Благодаря исключительно высокой подвижности электронов при комнатной температуре, узкой запрещенной зоне и способности захватывать горячие электроны нитевидные нанокристаллы (ННК) InAs обладают большим потенциалом в наноэлектронике [1,2]. С уменьшением диаметра нанопровода роль поверхностных состояний в InAs становится все более важной при определении оптических и электронных свойств [3]. Принято считать, что это связано с накоплением заряда на поверхности InAs [3], что обеспечивает сравнительно лёгкое формирование омического контакта [4], и присутствием ловушечных состояний (мест захвата электронов), которые лежат в естественном окисле и находятся в непосредственной близости от активного канала [5].

В большинстве полупроводников фотовозбуждение способствует увеличению плотности подвижных носите-

лей заряда, что приводит к увеличению положительной фотопроводимости. Однако поверхностные эффекты в нанопроводах InAs приводят к нетрадиционной отрицательной фотопроводимости (ФП), т.е. падению проводимости при облучении видимым светом [6–9]. Процесс релаксации отрицательной ФП может быть очень длительным (в течение десятков секунд при комнатной температуре и на порядок больше при 77 K) [5]. Однако при определенных условиях возбуждения видимым излучением можно добиться полного изменения поведения ФП — от отрицательной до положительной. Поэтому исследование поверхностных состояний, понимание зависимости свойств фотопроводимости от материала важны для управления электронными и оптическими характеристиками ННК InAs, например, при разработке новых фотодетекторов [10] и устройств с оптической памятью.

Исследование оптического отклика ННК в жидкой среде вносит дополнительный вклад в понимание рас-

пределения зарядов на поверхности ННК. Например, в [11] нами показано, что измерения нелинейного оптического отклика наноструктур в жидкой среде и его кинетики позволяют исследовать процессы релаксации экситонов и переноса энергии. В [12] сообщается о способности полупроводниковых ННК ограничивать лазерное излучение на длинах волн 532 и 1064 nm. Основным механизмом оптического ограничения в этом случае является поглощение свободными носителями, возникающими при двухфотонном поглощении. Двухфотонное поглощение в объёмном InAs-материале изучалось, например, авторами [13]. Используя оптический метод накачки-зондирования в ИК диапазоне, им удалось сопоставить теоретические нелинейные коэффициенты с экспериментом, а также установить, в частности, что поглощение свободными носителями главным образом зависит от поглощения дырок и температуры.

В данной работе мы исследуем нелинейные оптические свойства суспензий ННК InAs в видимом диапазоне при двухфотонном возбуждении при комнатной температуре.

## Методы

Рост ННК InAs проводился на установке молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) Comrast 21 фирмы Ribet. В качестве подложек для МПЭ-роста использовались пластины Si(111), легированные бором. На предварительном этапе кремниевые подложки проходили стандартную процедуру очистки в водном растворе плавиковой кислоты (1/10). Загруженная в камеру металлизации подложка нагревалась до 850°C для термической очистки, далее температура подложки понижалась до 550°C, и напылялся слой золота толщиной 0.1 nm для формирования нанометровых капель. Пластина со сформированными каплями катализатора перемещалась в ростовую камеру, оснащенную эффузионным источником индия и кречерным источником мышьяка, где подложка нагревалась до 260–270°C (теоретический анализ такого низкотемпературного роста приведен в работе [14]).

После стабилизации температуры подложки открывались заслонки индия и мышьяка и начинался синтез ННК InAs. Образец № 1 растился в течение 10 min, образец № 2 — в течение 20 min. Поток In на поверхность подложки соответствовал скорости роста двумерного слоя InAs, равной 0.4 монослоя в секунду. Согласно предварительным калибровкам с использованием датчика Байярда-Альперта, давление потока AS4 составило  $2 \cdot 10^{-5}$  Torr. Для исследования поверхности во время проведения ростовых экспериментов *in situ* использовался метод дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО). Картины ДБЭО однозначно свидетельствовали о формировании ННК в смешанной кристаллической фазе — вюрцитной и кубической. Исследование поверхностной морфологии полученных образцов прово-

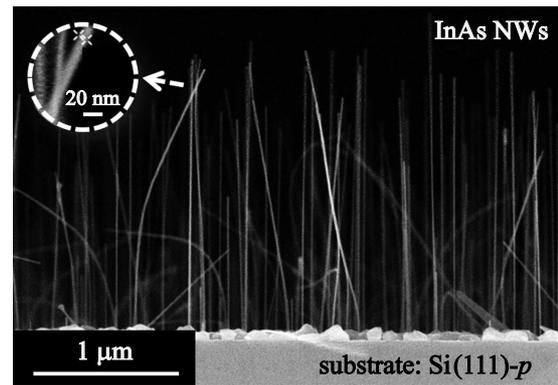
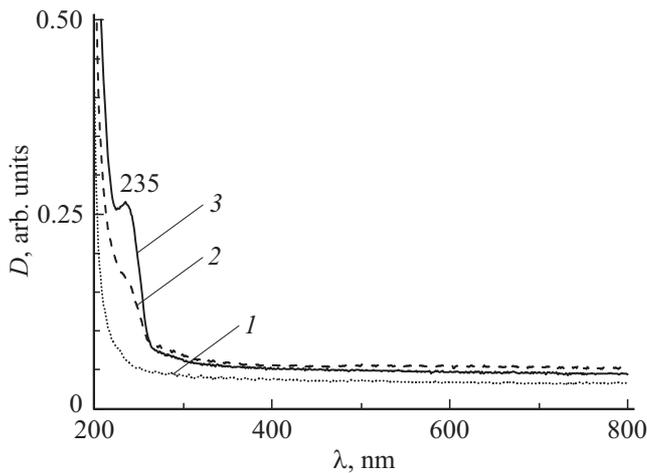


Рис. 1. РЭМ-снимок образца № 1. На вставке показан увеличенный масштаб ННК.

дилось методом растровой электронной микроскопии (РЭМ) на микроскопе Supra25 фирмы Zeiss. На рис. 1 представлены типичные РЭМ-изображения выращенных массивов ННК. Согласно проведённым измерениям, размеры полученных нанокристаллов составляли: диаметр  $d \approx 10$  nm, высота  $l \approx 2-3$  μm для образца № 1;  $d \approx 20$  nm и  $l \approx 5$  μm для образца № 2. Поверхностная плотность ННК составляла около  $3 \cdot 10^8$  cm<sup>-2</sup>.

Все синтезированные ННК имели диаметры меньше боровского радиуса экситона (для InAs боровский радиус экситона  $\sim 35$  nm [15]). Суспензии с ННК в изопропиловом спирте готовились следующим образом: каждый образец помещался в ёмкость с изопропиловым спиртом и выдерживался в УЗ ванне в течение 3–5 min. Спектры поглощения регистрировались с помощью спектрометра Shimadzu UV-Probe 3600 в диапазоне от 200 до 3300 nm. Спектры комбинационного рассеяния света (КРС) регистрировались при комнатной температуре на спектрометрической установке Horiba Jobin Yvon T64000. Мощность лазера в непрерывном режиме составляла 4 μW. ННК были осаждены на поверхность Si/SiO<sub>2</sub>-подложки. При измерениях использовался лазер с длиной волны 532 nm, сфокусированный в пятно с диаметром  $\sim 1$  μm.

В качестве источника излучения в нелинейно-оптических измерениях использовался импульсно-периодический YAG:Nd<sup>3+</sup>-лазер Lotis Tii LS-2137U с электрооптической модуляцией добротности. Для накачки оптического параметрического генератора (CHAMELEON OPO2200) с возможностью перестройки в широком диапазоне длин волн от 420 до 2300 nm бралась третья гармоника, имеющая длину волны излучения около 355 nm. Излучение с параметрами  $\lambda = 468$  nm и  $\tau = 3$  ns фокусировалось положительной линзой (с фокусным расстоянием 100 mm) на кювету (толщиной 1 mm) с суспензией ННК. Измерение энергий импульсов входного и прошедшего через кювету излучения осуществлялось с помощью фотометров OPHIR (PE9, PD10). При Z-сканировании перемещение кюветы вдоль оптической оси



**Рис. 2.** Спектры поглощения: изопропанол (1), суспензия ННК InAs № 2 (2), — суспензия ННК InAs № 1 (3). Толщина кюветы везде 1 mm.

осуществлялось с помощью механической подвижки со шкалой; в режиме „закрытой апертуры“ перед выходным приёмником использовалась ирисовая диафрагма, обеспечивающая контраст по энергии с режимом „открытой апертуры“ более чем в 5 раз. Все оптические измерения в линейном и нелинейном режимах проводились при комнатной температуре.

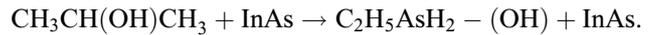
## Результаты и обсуждение

Основной переход в ННК InAs с диаметрами, превышающими боровский радиус экситона, приблизительно равен 0.34 eV [16], что соответствует длине волны 2.7 μm. При этом спектры поглощения ННК InAs практически не представлены в литературе. Нами были измерены спектры поглощения суспензий в изопропанол синтезированных ННК InAs с диаметрами 10 nm (образец № 1) и 20 nm (образец № 2) (рис. 2). На рис. 2 видно, что пик поглощения в УФ на 235 nm присутствует в обеих суспензиях. По энергетической шкале этой длине волны соответствует переход 5.25 eV. При комнатной температуре синтезированные образцы имели слабую полосу люминесценции в области 350–370 nm.

Существует несколько факторов, влияющих на смещение основной полосы поглощения ННК по отношению к объёмным материалам: квантовый конфайнмент, поверхностные или дефектные состояния и сложный состав кристаллической структуры [17]. В работе [18] авторы сообщают о возможности поглощения ННК InAs в видимом диапазоне. Ими были исследованы массивы из вертикальных упорядоченных ННК InAs с диаметрами менее боровского экситона (15–45 nm), выращенные на подложках InAs. Авторы приводят спектры поглощения, полученные после преобразования измеренных спектров отражения как для вюрцитной кристаллической структуры, так и для структуры типа сфалерита. Полосы погло-

щения ННК InAs приходились на область 400–800 nm и сдвигались с уменьшением диаметров ННК в синюю область, достигая 430 nm для минимальных диаметров. Авторы [18] отнесли данный сдвиг к проявлению квантово-размерного эффекта.

Свои особенности может внести и фазовое состояние исследуемой системы. При попадании ННК в изопропанол на их поверхности протекают обменные реакции с частичным замещением гидроксильной группы углерода атомами мышьяка:



При этом молекула спирта, имея две полярных связи С–О и О–Н, обладает дипольным моментом (~ 5.3–6.0 · 10<sup>-30</sup> С · м) [19]. Поэтому, задаваясь вопросом о природе зарегистрированной в УФ полосы, нельзя отбрасывать влияния процессов окисления на фотофизические свойства нитевидных нанокристаллов. Например, авторами в работе [17] отмечается, что для (110)-поверхности полупроводниковых ННК состава III–As окисление атомов элементов III группы происходит быстрее окисления мышьяка. Это приводит к образованию поверхностного слоя оксида III–O<sub>x</sub>, а также приповерхностного слоя мышьяка, который способствует закреплению уровня Ферми на уровне 4.9 ± 0.1 eV от уровня вакуума. Поверхностные состояния, ответственные за закрепление уровня Ферми (для InAs находится в зоне проводимости), считаются связанными в основном с собственными дефектами поверхности. При этом поверхностный мышьяк может иметь толщину в несколько монослоёв [17] и уверенно детектируется методом спектроскопии КРС. Для учёта возможного проявления окислительных процессов (после проведения нелинейно-оптических измерений (см. ниже)) ННК из суспензий были исследованы на наличие полос оксида мышьяка. Спектры КРС осажденных ННК InAs 1 и 2 представлены на рис. 3. Измерения проводились при комнатной температуре. Для того чтобы избежать окисления ННК в процессе измерений, уровень накачки был минимальным, что потребовало длительного накопления сигнала. В итоге, следов мышьяка (линий на 200 и 250 см<sup>-1</sup> [20]) на поверхности ННК из раствора обнаружено не было.

Известно, что сложный состав кристаллографических фаз полупроводниковых наноструктур влияет на поглощение излучения. Так, ННК в вюрцитной фазе могут поглощать вдвое сильнее, чем ННК в фазе сфалерита. Это обусловлено большим различием между показателями преломления двух кристаллографических фаз [18]. В нашем случае проявление коротковолнового поглощения, вероятнее всего, относится к поглощению поверхностными дефектами ННК InAs, которых, как отмечается во многих работах, в таких ННК большое количество.

На рис. 4 представлены результаты исследований пропускания лазерного излучения при увеличивающейся

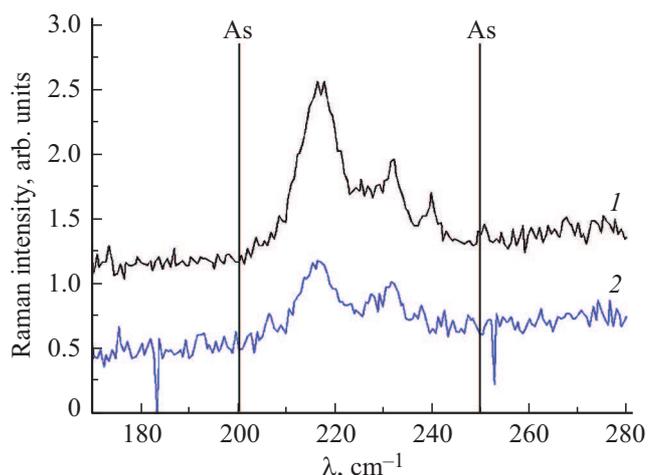


Рис. 3. Спектры КРС InAs ННК: 1 — диаметром  $\sim 10$  nm, 2 — диаметром  $\sim 20$  nm.

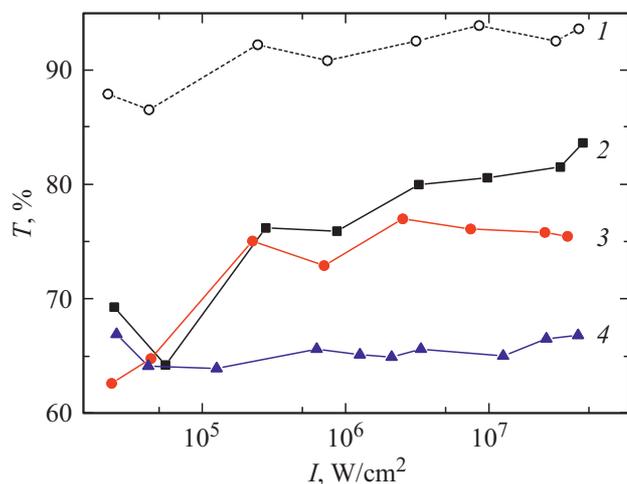


Рис. 4. Зависимости нелинейного пропускания ( $T$ ) от интенсивности входного излучения ( $I$ ) на длине волны 468 nm суспензий: 1 — чистый изопропанол; 2 — ННК InAs № 1 в спирте; 3 — ННК InAs № 2 в спирте; 4 — ННК InAs № 1 в спирте на длине волны 770 nm. Точками показаны экспериментальные значения, полученные в результате усреднения по 3–5 импульсам для каждого значения интенсивности. Линии носят иллюстративный характер.

плотности накачки суспензий синтезированных ННК в видимом диапазоне. Длина волны двухфотонного возбуждения (468–470 nm) подбиралась в соответствии с зарегистрированным спектром поглощения (рис. 2). Из рисунка видно, что при увеличении плотности входной энергии наблюдалось увеличение пропускания суспензий с InAs на 25% (просветление).

Так как изопропанол также имеет полосы поглощения в УФ области, растворитель был исследован отдельно (данные 1 на рис. 4). Сравнение результатов показало, что эффект просветления в суспензиях, содержащих ННК, сильнее более чем в два раза (25% к 8%).

Следовательно, 15% просветления — это чистый вклад ННК. Чтобы установить природу зарегистрированного просветления и определить механизмы, отвечающие за него, были проведены измерения пропускания лазерного излучения по методу Z-сканирования.

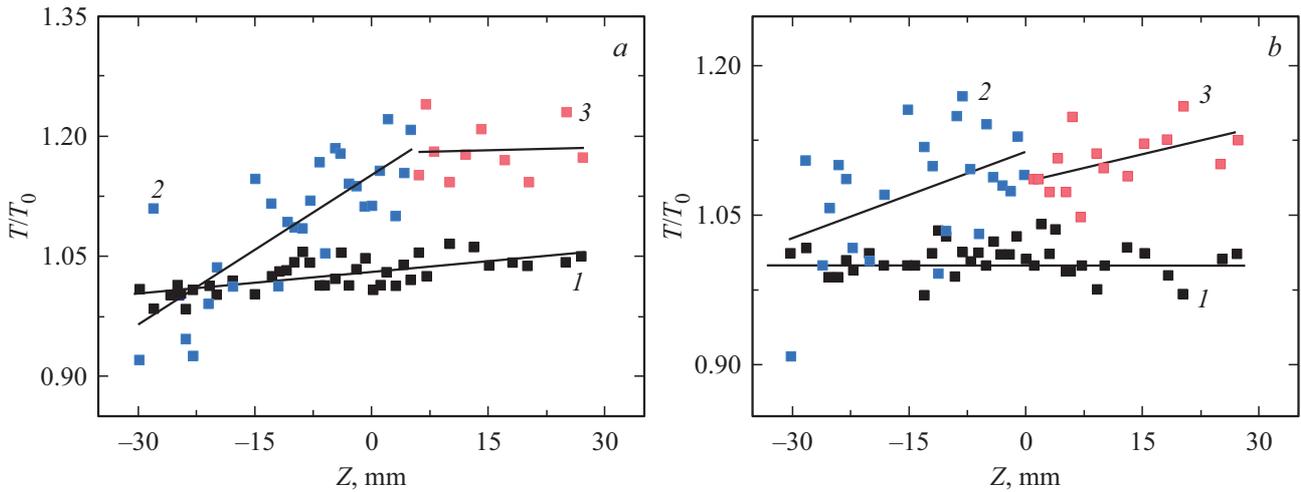
Первое, что мы отмечаем — несимметричность полученных кривых Z-сканирования (рис. 5). Как при закрытой апертуре, так и при открытой наблюдался накопительный эффект просветления. Видно, что при закрытой апертуре амплитуда просветления больше, чем в случае с открытой. Так как при ограничении „угла зрения“ выходного детектора количество зарегистрированной энергии увеличивалось, следовательно, в зоне фокусировки образовывался „канал прозрачности“, причём с длительным временем релаксации. По отсутствию провала при двухфотонном возбуждении в режиме открытой апертуры исключаются механизмы нелинейного поглощения и рассеяния. Причинами зарегистрированного просветления могут быть следующие процессы:

- „уход“ ННК из фокуса воздействия, как, например, в случае двухфотонного возбуждения суспензий углеродных нанотрубок [21];
- изменение показателя преломления среды (в фокусе облучения) вследствие переориентационного эффекта Керра;
- динамический эффект Штарка.

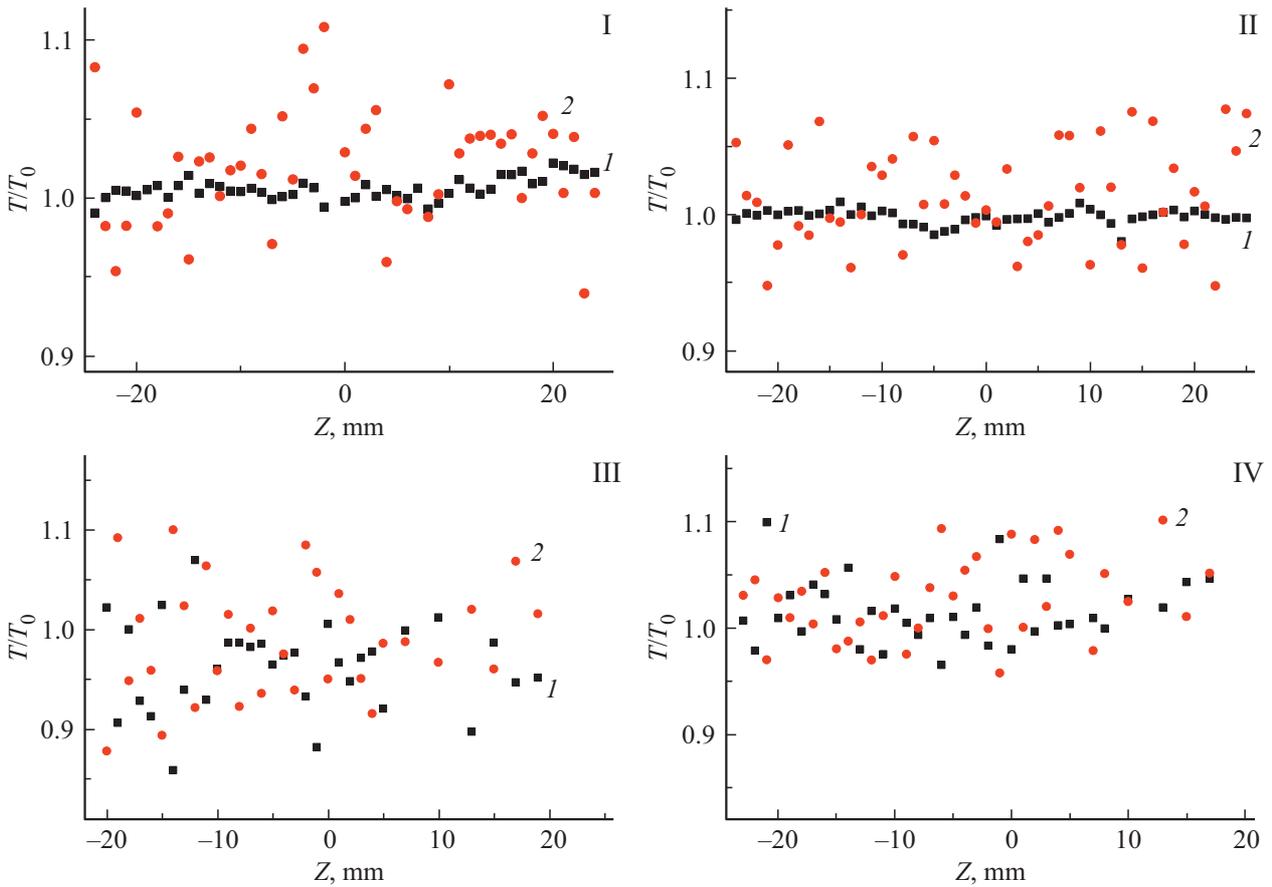
Для установления природы нелинейного просветления нами были проведены измерения Z-сканирования на длинах волн, не кратных полосе поглощения 235 nm, но также соответствующих области прозрачности суспензий.

Как видно из рис. 6, в случае некротных длин волн просветление отсутствовало, что означает ошибочность предположения о физическом уходе ННК из зоны фокусировки, вызванного образованием термических неоднородностей на границах ННК-изопропанол. На рис. 6 не просматривается также какой-либо закономерности в изменении показателя преломления исследуемой суспензии.

Обычно двухфотонное поглощение сопровождается снижением начального пропускания материала, чего не происходило в нашем случае. Однако сравнение экспериментов, представленных на рис. 5 и 6, свидетельствует о том, что поглощение двух фотонов определённо оказывает влияние на динамику нелинейного пропускания ННК InAs. Мы полагаем, что воздействие на синтезированные ННК излучением 470 nm увеличило плотность двухфотонных переходов, соответствующих дефектным состояниям. Таким образом, наведенное поле привело к фотоиндуцированному смещению электронных уровней в ННК или динамическому эффекту Штарка. В этом случае смещаются уровни энергии и соответственно изменяются условия поглощения. Известно, что для реализации этого механизма ННК должны обладать спонтанной поляризацией. В работах [1,5,22] показано, что в одиночном нанокристалле InAs присутствует внутренний постоянный дипольный момент. Было обнаруже-



**Рис. 5.** Результаты Z-сканирования суспензий ННК InAs № 1 (а) и ННК InAs № 2 (b) при  $\lambda = 468 \text{ nm}$ ,  $\tau = 3 \text{ ns}$ . Начальное пропускание суспензий  $T_0 \approx 70\%$ . Линии представляют собой аппроксимации линейной зависимостью разных участков экспериментальных данных: 1 — измерения при открытой апертуре, 2 — измерения при закрытой апертуре на участке отрицательных Z, 3 — измерения при закрытой апертуре на участке положительных Z.



**Рис. 6.** Результаты Z-сканирования на длине волны  $\lambda_{\text{ex}} = 532 \text{ nm}$ : I — InAs ННК № 1, II — InAs ННК № 2. На длине волны  $\lambda_{\text{ex}} = 770 \text{ nm}$ : III — InAs ННК № 1, IV — InAs ННК № 2. Цифрами 1 и 2 на всех рисунках обозначены серии измерений, полученные при открытой апертуре и закрытой соответственно. Основной вклад в разброс значений при измерениях при закрытой апертуре вносила пространственная нестабильность пучка на выходе из лазера.

но, что накопленный поверхностный заряд находится в диапазоне  $0.5-1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  [3,23]. Заметим, что внешнее электрическое поле приводит не только к динамическому сдвигу фундаментального оптического перехода в ННК, но и к уменьшению скорости излучательной рекомбинации [24]. После фотовозбуждения с энергией фотона значительно выше запрещенной зоны свободные носители в ННК могут быть заброшены (менее чем за 1 ns) в надзонные зарядовые ловушечные состояния [5]. Поэтому другим механизмом просветления могут являться процессы быстрого захвата электрона на высокоэнергетические ловушки, в результате которых обедняется основное состояние. Известно, что скорость захвата горячих электронов на поверхности ННК InAs при фотовозбуждении обратно пропорциональна диаметру нанокристалла [5]. При комнатной температуре захват горячего электрона может вызвать значительное истощение подвижных носителей, препятствуя эффективным двухфотонным переходам и обуславливая, таким образом, наблюдаемый нами эффект накопительного просветления, длящийся десятки секунд.

## Выводы

Из вышеизложенного следует, что природа нелинейного просветления связана с двухфотонным заполнением перехода 5.25 eV, в результате которого поверхностными дефектами ННК захватывались возбужденные горячие носители, создавая наведенный дипольный момент. С определённой величины поляризационного момента мы наблюдали проявление динамического эффекта Штарка, чего не происходило при возбуждении некротными длинами волн. Время релаксации наведенного поля и/или распада высокоэнергетических ловушек значительно превышало длительность лазерного импульса и, по всей видимости, составляло десятки секунд, что определяло накопительный эффект просветления.

## Финансирование работы

Работа выполнялась при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (в рамках выполнения госзадания № 16.9791.2017/8.9). Ростовские эксперименты были выполнены при поддержке гранта РФ 19-72-30004.

## Конфликт интересов.

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

[1] Dayeh S.A., Aplin D.P.R., Zhou X., Yu P.K.L., Yu E.T., Wang D. // *Small*. 2007. V. 3. N 2. P. 326. doi 10.1002/sml.200600379

- [2] Das A., Ronen Yu., Most Yo., Oreg Yu., Heiblum M., Shtrikman H. // *Nature Physics*. 2012. V. 8. P. 887.
- [3] Olsson L., Andersson C., Hakansson M., Kanski J., Ilver L., Karlsson U. // *Phys. Rev. Lett.* 1996. V. 76. N 19. P. 3626.
- [4] Suyatin D.B., Thelander C., Björk M.T., Maximov I., Samuelson L. // *Nanotechnology*. 2007. V. 18. N 10. P. 105307.
- [5] Alexander-Webber J.A., Grochner C.K., Sagade A.A., Tainter G., Gonzalez-Zalba M.F., Di Pietro R., Wong-Leung J., Tan H.H., Jagadish C., Hofmann S., Joyce H.J. // *ACS Appl. Mater. Interfaces*. 2017. V. 9. N 50. P. 43993.
- [6] Guo N., Hu W., Liao L., Yip S., Ho J.C., Miao J., Zhang Z., Zou J., Jiang T., Wu S., Chen X., Lu W. // *Adv. Mater.* 2014. V. 26. N 48. P. 8203.
- [7] Li J., Yan X., Sun F., Zhang X., Ren X. // *Appl. Phys. Lett.* 2015. V. 107. N 26. P. 263103.
- [8] Yang Y., Peng X., Kim H.S., Kim T., Jeon S., Kang H.K., Choi W., Song J., Doh Y.J., Yu D. // *Nano Lett.* 2015. V. 15. N 9. P. 5875.
- [9] Han Y., Zheng X., Fu M., Pan D., Li X., Guo Y., Zhao J., Chen Q. // *Phys. Chem. Phys.* 2016. V. 18. N 2. P. 818.
- [10] Fang H., Hu W., Wang P., Guo N., Luo W., Zheng D., Gong F., Luo M., Tian H., Zhang X., Luo C., Wu X., Chen P., Liao L., Pan A., Chen X., Lu W. // *Nano Lett.* 2016. V. 16. N 10. P. 6416.
- [11] Danilov V.V., Kulagina A.S., Sibirev N.V. // *Appl. Opt.* 2018. V. 57. N 28. doi 10.1364/AO.57.008166
- [12] Danilov V.V., Khrebtov A.I., Panfutova A.S., Cirlin G.E., Bouravlev A.D., Dhaka V., Lipsanen H. // *Tech. Phys. Lett.* 2015. V. 41. N 2. P. 120.
- [13] Krishnamurthy S., Yu Z.G., Gonzalez L.P., Guha S. // *J. Appl. Phys.* 2007. V. 101. P. 113104.
- [14] Koryakin A.A., Kukushkin S.A., Kotlyar K.P., Ubyivovk E.D., Reznik R.R., Cirlin G.E. // *CrystEngComm*. 2019. V. 21. P. 4707.
- [15] Fomin V.M., Gladilin V.N., Klimin S.N., Devreese J.T., Koenraad P.M., Wolter J.H. // *Phys. Rev.* 2000. B. V. 61. N 4. P. 2436.
- [16] Sun M.H., Leong E.S.P., Chin A.H., Ning C.Z., Cirlin G.E., Samsonenko Yu.B., Dubrovskii V.G., Chuang L., Chang-Hasnain C. // *Nanotechnology*. 2010. V. 21. P. 335705.
- [17] Alekseev P.A., Dunaevskiy M.S., Cirlin G.E., Reznik R.R., Smirnov A.N., Kirilenko D.A., Davydov V.Yu., Berkovits V.L. // *Nanotechnology*. 2018. V. 29. N 31. P. 314003.
- [18] Anttu N., Lehmann S., Storm K., Dick K.A., Samuelson L., Wu P.M., Pistol M.-E. // *Nano Lett.* 2014. V. 14. N 10. P. 5650.
- [19] Гурвич Л.В. Энергии разрыва химических связей. Потенциалы ионизации и сродство к электрону. М.: Наука, 1974. 351 с.
- [20] Tanta R., Kanne T., Amaduzzi F., Liao Z., Madsen M.H., Alarcón-Lladó E., Krogstrup P., Johnson E., Fontcuberta i Morral A., Vosch T., Nygård J., Jepsen T.S. // *Nanotechnology*. 2016. V. 27. P. 305704.
- [21] Belousova I.M., Videnichev D.A., Kislyakov I.M., Ryzhov A.A., Danilov O.B., Volynkin V.M., Vedenyapina Z.B., Muranova G.A., Muravéva T.D. // *J. Optical Technology*. 2013. V. 80. N 1. P. 18.
- [22] Müller M., de Lima Jr. M.M., Cantarero A., Dacal L.C.O., Madureira J.R., Iikawa F., Chiaramonte T., Cotta M.A. // *Phys. Rev. B*. 2011. V. 84. N 8. P. 085318.
- [23] Noguchi M., Hirakawa K., Ikoma T. // *Phys. Rev. Lett.* 2001. V. 66. N 17. P. 2243.
- [24] Gurioli M., Sanguinetti S., Henini M. // *Appl. Phys. Lett.* 2001. V. 78. N 7. P. 931.