

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

# Сравнительное исследование динамики лазерного пробоя воды и гексана с помощью интерференционной микроскопии

В.В.Кононенко, В.М.Гололобов, Т.В.Кононенко, Е.А.Гончаров, В.И.Конов

*Изменения оптических свойств воды и гексана при воздействии фемтосекундного излучения ( $Ti:Al_2O_3$ -лазер, длина волны 800 нм, интенсивность  $\sim 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>) исследованы в режиме кавитации (образования пузырьков) с помощью интерференционной микроскопии во временном промежутке  $\sim 1.5$  нс с момента воздействия. Проведено сравнение динамики индуцированных излучением процессов: сольватации избыточных электронов, парной рекомбинации и развития предкавитационных процессов. Получены оценки концентрации возбужденных носителей, не согласующиеся с количеством энергии, которую необходимо передать за импульс в жидкость для ее нагрева и последующей кавитации. Это несоответствие особенно ярко проявляется для гексана, где процесс ионизации практически не детектируется интерференционными измерениями. В результате проведенных экспериментов возникают новые вопросы о механизмах передачи энергии при интенсивном лазерном воздействии как на полярные, так и на неполярные жидкости.*

**Ключевые слова:** фемтосекундное лазерное излучение, лазерно-стимулированные процессы в жидкостях, интерференционная микроскопия.

### 1. Введение

На протяжении длительного времени интерференционные методы успешно применяются для исследования процессов, индуцированных при интенсивном лазерном воздействии на различные среды [1]. Развитые подходы обеспечивают бесконтактное измерение оптических свойств среды в зоне воздействия, а их сочетание с техникой зондовых измерений позволяет проследить динамику этих изменений. При этом на практике достигаются исключительно высокие разрешения: пространственное не превышает долей микрона, а временное определяется длительностью используемых оптических импульсов и в современных условиях составляет  $\sim 100$  фс.

В настоящее время с помощью интерферометрии получены важные результаты, описывающие механизмы поглощения излучения и его взаимодействия с возмущенной средой, механизмы термализации и рекомбинации носителей, механизмы обратимых и необратимых изменений структуры самой среды. Указанные исследования проводились преимущественно в газах и твердых телах [2–7]. Нужно отметить, что первые интерференционные исследования лазерно-индуцированных процессов в жидкостях проведены достаточно давно [8], и уже накоплен определенный экспериментальный материал [9, 10]. Однако исключительный и долговременный интерес к жидкостям требует новых и разносторонних экспериментальных методов, которые бы дополняли традиционные – оптическую спектроскопию [11–15], фотоэлектронную спектроскопию [16, 17] и т. д.

**В.В.Кононенко, В.М.Гололобов, Т.В.Кононенко, Е.А.Гончаров, В.И.Конов.** Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38;  
e-mail: vitali.kononenko@nsc.gpi.ru

Поступила в редакцию 24 сентября 2020 г., после доработки – 10 ноября 2020 г.

Этот интерес обусловлен рядом перспективных приложений в таких областях, как химия растворов, молекулярная инженерия новых материалов, воздействие на биосистемы на клеточном и молекулярном уровнях и т. п. [18–21]. Безусловно, основное внимание уделяется изучению воды, как самой распространенной жидкости, однако множество исследований посвящено и другим соединениям в жидком состоянии.

На сегодняшний день становится ясным, что в случае жидкостей взаимодействие с интенсивными импульсами – более сложный процесс, чем в случаях газов и твердых тел. Общим для всех прозрачных сред является нелинейное поглощение – ключевой механизм, который позволяет передавать энергию в несколько электронвольт в молекулярную связь, что приводит к ионизации молекулы. При высокой пиковой интенсивности сфокусированного фемтосекундного излучения (более  $10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>) такая ионизация становится доминирующей (по сравнению с резонансным возбуждением) и достаточно интенсивной (концентрация ионизированных атомов оказывается сравнимой с концентрацией всех атомов).

Основной фактор, усложняющий взаимодействие в случае как полярных, так и неполярных жидкостей, заключается в том, что возбуждение электронной подсистемы жидкости инициирует цепочку быстрых процессов, имеющих сольватационную и химико-реакционную природу. В результате возникает множество компонентов (сольватированные электроны, родительские ионы, радикалы и другие фрагменты многоатомных молекул, вторичные продукты и т. д. [22]), которые сильно влияют на оптические свойства и, следовательно, на механизмы взаимодействия с хвостовой частью импульса. Один из самых быстрых процессов – это трансформация оторвавшегося электрона в предсольватированное, а затем в сольватированное состояние. В воде на это требуется 0.05–0.5 пс [11–13]. При этом современные знания о взаимодействии сильного оптического поля с такой сложной системой, как заряд в сильном растворителе, чрезвычайно ограни-

чены. В связи с этим, по сравнению с твердыми телами и газами, лазерная ионизация жидкостей и, в частности, воды – все еще плохо прогнозируемый процесс.

Настоящая работа посвящена сравнительному исследованию динамики изменения оптических свойств воды и гексана при воздействии интенсивного фемтосекундного ИК излучения. Гексан ( $C_6H_{14}$ ), в отличие от воды, является неполярной жидкостью и представителем алканов – насыщенных углеводородов. Измерения проведены в режиме кавитации, т.е. при таких энергиях воздействия, при которых в зоне облучения происходит образование пузырьков, вызванное как нагревом жидкости (для воды  $\sim 150^\circ C$ ), так и развивающимся со временем отрицательным давлением в зоне пробоя [18, 23].

## 2. Эксперимент

В экспериментах использовалась деионизированная дважды дистиллированная вода (удельное сопротивление  $\sim 19$  МОм·м при комнатной температуре). Гексан производства Acros Organics (чистота 99%) был использован как есть, без дополнительной обработки. Схема экспериментальной установки представлена на рис.1. Наполненная жидкостью кювета из плавленого кварца ( $10 \times 10$  мм) облучалась импульсами Ti-сапфирового лазера (длина волны 800 нм, длительность импульса по полувысоте 135 фс). Лазерный пучок фокусировался асферической линзой с фокусным расстоянием 30 мм внутрь кюветы вблизи передней стенки (глубина фокусировки со-

ставляла  $\sim 0.3$  мм). Его энергия варьировалась в диапазоне 0.1–0.5 мкДж.

Широкий зондирующий пучок проходил через линзию задержки (от 0 фс до 1.5 нс), а затем сквозь кювету с жидкостью перпендикулярно пучку накачки. Локальное изменение показателей преломления ( $\Delta n$ ) и поглощения ( $\Delta A$ ), наведенное интенсивным излучением в зоне воздействия, приводило к модуляции амплитуды и фазы поля пробного пучка (рис.1, вставка I). Объектив ( $NA = 0.40$ ) и линза ( $f = 500$  мм), образующие телескоп, создавали изображение зоны воздействия на ПЗС-матрице. Сформированный телескопом параллельный пучок проходил через интерферометр Саньяка, зеркала которого настраивались на формирование широкополосной интерференционной картины. При этом разность фаз пучков в плечах устанавливалась равной  $\pi/2$ , т.к. в этом случае чувствительность интерференции к изменению фазы максимальна, а яркость интерференционной картины  $V = (B_{\max} + B_{\min})/2$ , где  $B_{\max}$  и  $B_{\min}$  – яркости при конструктивной и деструктивной интерференциях соответственно.

На вставке II к рис.1 схематически показаны два изображения возбужденной области, возникающие при поперечном смещении пучков в плечах интерферометра и фиксируемые ПЗС-матрицей. Фактически эти изображения являются результатом интерференции невозмущенной части волнового фронта одного пучка с возмущенной частью волнового фронта другого. Соответственно, как видно из схемы сложения оптических полей (рис.1), сдвиг фазы  $\Delta\phi$  зондирующего пучка, вызванный лазер-

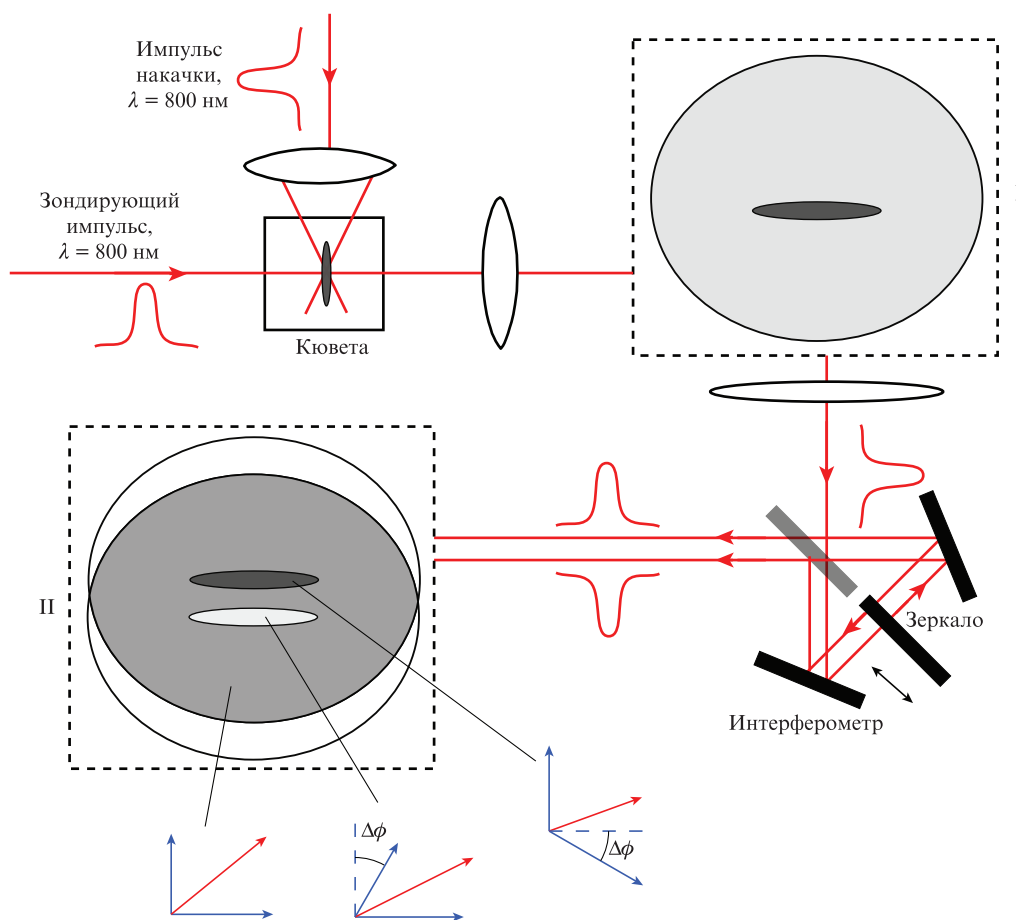


Рис.1. Установка для измерения динамики оптических свойств среды, возбужденной интенсивным фемтосекундным излучением (вверху), и схема, поясняющая сложение оптических полей в интерферометре (внизу).

ным возбуждением, проявлялся в изменении яркости обоих изображений, причем эти изменения были противоположными. При одном и том же изменении фазы одно изображение становилось темнее окружающего фона, а другое – светлее. Сдвиг фазы восстанавливался по измеренной яркости для каждого изображения независимо. Подробное описание алгоритма восстановления, включая формулы для  $\Delta\phi$ , можно найти в работе [24]. Пропускание  $T$  возбужденной воды, необходимое для расчета  $\Delta\phi$ , извлекалось из теневых изображений, которые формировались при введении в интерферометр двухстороннего зеркала (рис.1). Отметим, что при корректной фокусировке проекционного объектива, учете поглощения, точном измерении  $B$ ,  $B_{\max}$ ,  $B_{\min}$  и пр. рассчитанные фазы для двух изображений различались менее чем на 10% во всем диапазоне задержек пробного пучка.

Усредненное значение  $\Delta\phi$  использовалось для анализа динамики инициируемых излучением процессов. Следует отметить, что подобные интерференционные схемы не позволяют определить знак сдвига фаз в пробном пучке и, соответственно, знак изменения показателя преломления среды, наведенного в результате облучения. Знак  $\Delta\phi$  в приведенных ниже зависимостях выбирался исходя из физической интерпретации наблюдаемой динамики оптических свойств жидкостей после облучения.

### 3. Результаты и их обсуждение

На рис.2 показаны распределения  $\Delta\phi$  волнового фронта пробного пучка для ряда задержек при облучении воды импульсами с разными энергиями  $E$ . При  $E \lesssim 0.3$  мкДж

возмущение среды проявлялось только в случае прохождения импульса через каустику (рис.2,*a*). Плазма в зоне воздействия при этом не наблюдалась. Видимое белое облако, движущееся со скоростью света, является проявлением оптического эффекта Керра, который приводит к локальному увеличению показателя преломления. Поскольку последнее пропорционально интенсивности излучения, наблюдаемую гиперполяризуемость можно использовать для восстановления параметров волнового пакета при его прохождении через каустику. При используемой фокусировке пучок в воде сохранял гауссов профиль с радиусом  $r_g \approx 2$  мкм (на уровне  $1/e$ ) и длительностью импульса  $\tau_w \approx 160$  фс (по полувысоте).

Отчетливый плазменный след виден при распространении импульса с энергией 0.4 мкДж (рис.2,*б*), что при  $r_g \approx 2$  мкм соответствует плотности потока энергии излучения  $\sim 3$  Дж/см<sup>2</sup>. Приведенные изображения иллюстрируют ключевые моменты процессов лазерного возбуждения и последующей релаксации воды. Белые области соответствуют увеличению показателя преломления ( $+\Delta n$ ), а черные – его уменьшению ( $-\Delta n$ ).

Три верхние панели на рис.2 фиксируют моменты, когда лазерный импульс находится в перетяжке пучка, центр которой приблизительно соответствует центру наблюдаемой области. При сравнении интерференционных изображений для разных энергий импульса можно заметить, что в присутствии плазмы волновой пакет визуально распадается на две части: лидирующую (А) и хвостовую (В) (рис.2,*б*). При задержке 99 фс в поле зрения попадала только лидирующая часть импульса, которая благодаря оптическому эффекту Керра проявлялась в виде уве-

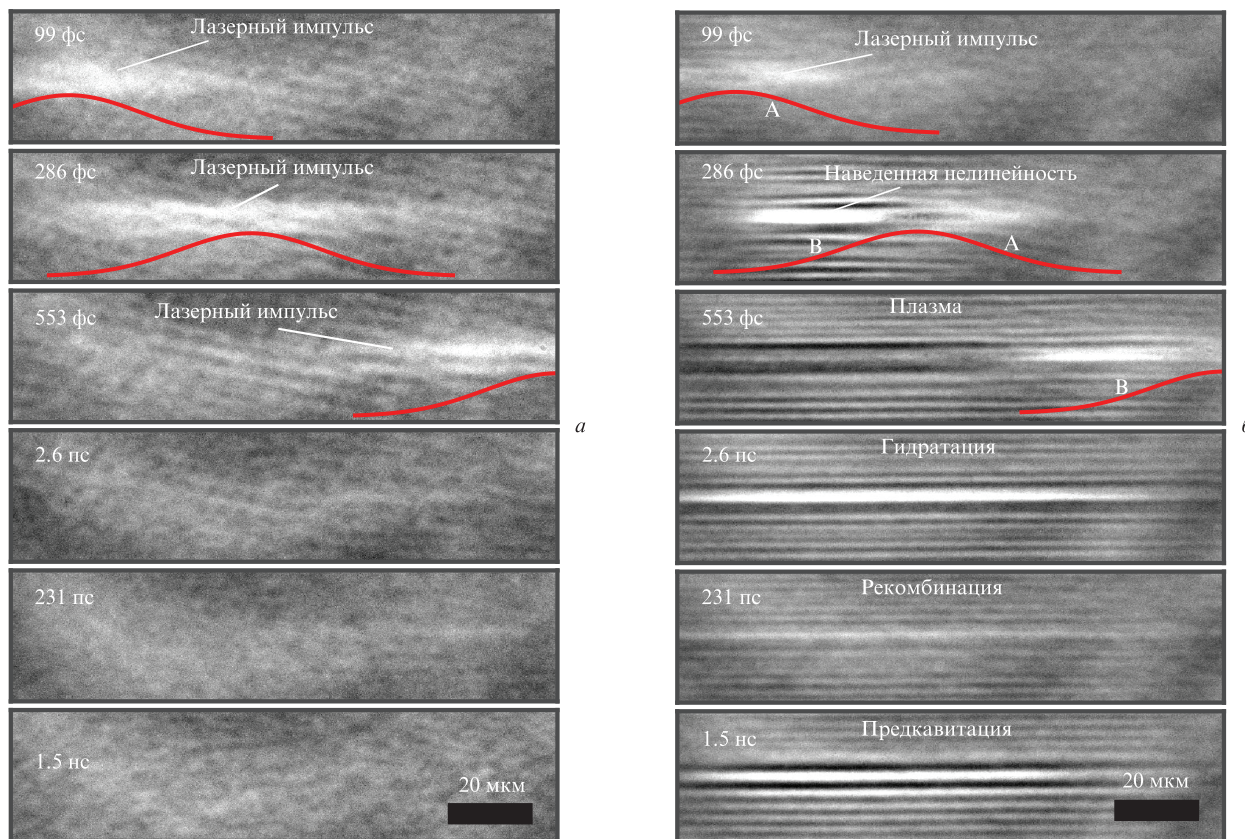


Рис.2. Фазовые изображения, демонстрирующие эволюцию области лазерного возбуждения в воде при энергиях импульса  $E = 0.26$  мкДж (*a*) и 0.4 мкДж (*б*), распространяющегося слева направо. Задержка зондирующего импульса приведена на каждом снимке. Положение импульса при данной задержке показано сплошными кривыми. Лидирующая часть импульса обозначена А, хвостовая – В.

личения поляризуемости среды ( $+\Delta n$ ). При задержке 286 фс импульс оказывался в центре каустики. При этом его максимум соответствовал отрицательному,  $-\Delta n$ , что было интерпретировано как результат ионизации воды и возникновения так называемых предварительно гидратированных электронов (wet electrons) [12]. Последние слабо локализованы, максимум их поглощения находится в ИК диапазоне [14], а поляризуемость, таким образом, при нормальной дисперсии на длине волны 800 нм должна быть отрицательной. Сильнее всего на интерференционных изображениях была выражена хвостовая часть импульса: в области пространства, которую она занимает, поляризуемость среды существенно превышала гиперполяризуемость Керра в неионизированной воде (в лидирующей части). Указанный скачок  $+\Delta n$  «мгновенно» исчезал при исчезновении лазерного поля. В результате яркая хвостовая часть импульса была хорошо локализована и двигалась по каустике (как и лидирующая часть) со скоростью света. Эта краткосрочная динамика (менее 1 пс) подробно описана в [25], где предполагается, что наблюдаемый рост поляризуемости в конце импульса связан с нелинейными оптическими свойствами возбужденных носителей.

При задержке 553 фс хвостовая часть импульса еще находилась в поле зрения. Видно, что после его прохождения величина  $\Delta n$  близка к нулю. Однако она быстро увеличивалась со временем и через  $\sim 2$  пс достигала локального максимума (рис.2, задержка 2.6 пс). Этот рост вызван сольватацией носителей, которая приводит к сдвигу полосы поглощения в область 720 нм и к соответствующему изменению знака поляризуемости. Затем, следуя неэкспоненциальной зависимости, поляризуемость воды постепенно уменьшалась. Через 100–200 пс величина  $\Delta n$  снова достигала минимума (рис.2, задержка 231 пс) и опять начинала расти.

Этот рост был линейным во времени и продолжался по крайней мере в течение 1.5 нс – максимальной задержки для экспериментальной установки (рис.2, задержка 1.5 нс). Формирование области с увеличенной поляризуемостью наблюдалось на наносекундной временной шкале каждый раз, когда обнаруживалась сольватированная плазма. При этом отмечена строгая корреляция: чем больше  $\Delta n$  на пикосекундном масштабе, тем больше и на наносекундном.

Появление газовых пузырьков детектировалось через 1 мс после воздействия следующим импульсом цуга при частоте следования 1 кГц. Соответствующие теневые фотографии представлены на рис.3.

Формирование пузырьков начиналось с определенной пороговой энергии ( $\sim 0.25$  мкДж при данных условиях облучения) и было ожидаемо локализовано в точке максимальной концентрации сформированной плазмы (ср. рис.3, б и г). При увеличении энергии воздействия происходило увеличение диаметров пузырьков, а затем их множественная генерация в одном импульсе.

Для гексана динамика наведенной оптической поляризуемости была существенно иной. Фазовые изображения, демонстрирующие изменения в гексане, приведены на рис.4. Задержки между пробным импульсом и накачкой на рис.2 и 4 практически идентичны. Видно, что оптические изменения, индуцированные возбуждаемой плазмой, существенно меньше, чем в воде. В моменты, когда волновой пакет находился в каустике, на фоне керровской гиперполяризуемости проявлялась зона с мини-

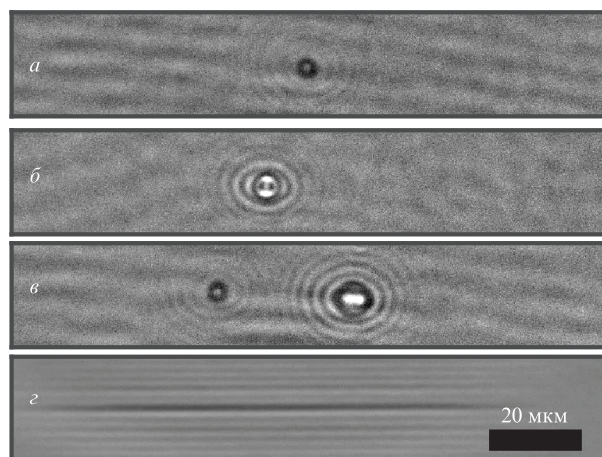


Рис.3. Теневые изображения, полученные через 1 мс после лазерного воздействия и демонстрирующие образование газовых пузырьков при энергиях импульса 0.29 (а), 0.38 (б) и 0.52 мкДж (в); г – теневая фотография плазмы, полученной при задержке 2 пс и энергии 0.38 мкДж (соответствует изображению б).

мальными изменениями показателя преломления (рис.4, задержки 99–533 фс). Величина  $\Delta\phi$  в этой зоне не превышала уровня шумов, в связи с чем достоверно определить знак изменения не удавалось.

После прохождения импульса через каустик указанная область не визуализировалась – изменения  $\Delta n$  и  $\Delta\phi$

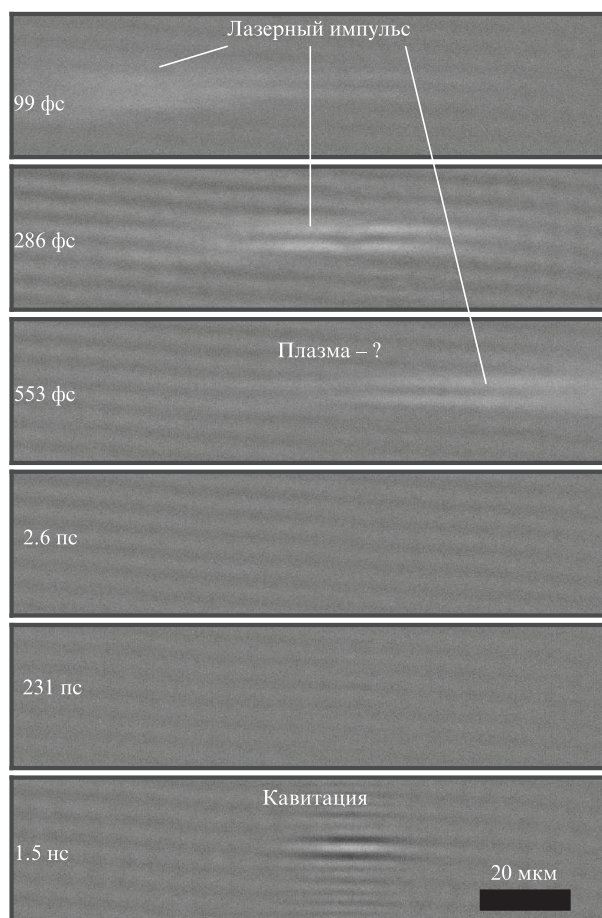


Рис.4. Фазовые изображения, демонстрирующие эволюцию области лазерного возбуждения в гексане при энергии импульса  $E = 0.2$  мкДж, распространявшегося слева направо. Задержка зондирующего импульса приведена на каждом снимке.

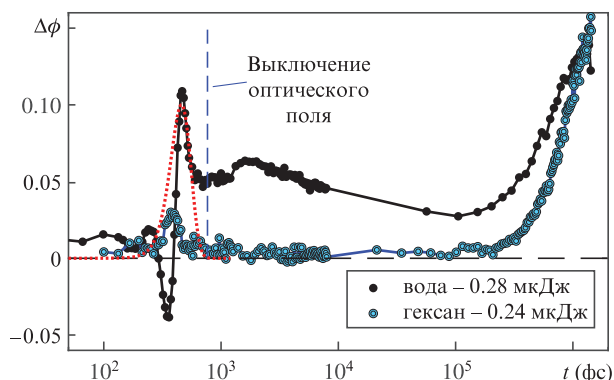


Рис.5. Динамика наведенных изменений поляризуемости в воде и в гексане. Фазовый сдвиг зондирующего пучка ( $\lambda = 800$  нм) измерен в центре зоны воздействия. Пунктирная линия соответствует автокорреляционной функции лазерного импульса 165 фс. Цветной вариант этого рисунка помещен на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

были близки к нулю (т.е. ниже порога чувствительности используемой системы). Таким образом, при облучении гексана ни формирование плазмы, ни ее сольватация, ни ее рекомбинация не наблюдались. При задержке  $\sim 200$  пс показатель преломления в гексане начинал расти, как и в воде. Как и в воде, этот рост длился по крайней мере 1.5 нс. При этом порог образования пузырьков в зоне воздействия составлял  $\sim 0.25$  мкДж для воды и  $\sim 0.1$  мкДж для гексана.

Динамики изменения оптических свойств исследуемых жидкостей представлены на рис.5. Постимпульсная эволюция оптических свойств воды подробно проанализирована в [26], где определены характерные времена сольватации носителей ( $\tau_{\text{sol}} \approx 1000$  фс) и электрон-ионной рекомбинации. Показано, что при возбуждении на длине волны 800 нм кинетика последней соответствует временной зависимости вида  $\sqrt{\tau_j/t}$ , которая возникает, если рассматривать процесс как слияние электрона с родительским катионом в результате их столкновения после серии диффузных скачков [27]. Из представленных данных для воды было извлечено время одиночного скачка в диффузном движении зарядов навстречу друг другу:  $\tau_j \approx 500$  фс. Здесь же нас больше интересуют механизмы диссипации световой энергии в воде и гексане.

Оценки концентрации возбужденных и сольватированных в воде носителей были получены из данных по динамике поглощения. Максимальная оптическая плотность в зоне лазерного воздействия  $A_w$  была зафиксирована через 1 пс после прохождения импульса и достигала  $\sim 0.05$ . Исходя из известного значения молярного коэффициента экстинкции ( $\epsilon_w = 22700 \text{ М}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$  [28]), концентрация сольватированных электронов составляла около  $5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Сопоставимые концентрации были получены в работах [9] ( $(1-2) \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) и [29] ( $3 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ). Отметим, что теоретические расчеты дают близкие значения в случае многофотонного механизма поглощения при ионизации. При этом учет ударной ионизации увеличивает концентрацию свободных носителей на два порядка [30].

Получить аналогичные оценки для гексана сложнее, поскольку отсутствуют надежные данные по оптическому поглощению возбужденных носителей. Согласно прямым оценкам, полученным из калометрических и спектральных измерений ряда других алканов, молярная

экстинкция  $\epsilon_a \approx 800-1800 \text{ М} \cdot \text{л} \cdot \text{см}^{-1}$  [31]. Исходя из этого можно получить оценку сверху концентрации лазерно-индуцированных носителей в проведенных экспериментах. Поскольку при воздействии на гексан оптическая плотность  $A_h$  не превышала  $\sim 0.001$  (уровень шума), концентрация носителей в нем была меньше  $(1.5-3.0) \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , т.е. концентрация возбужденных излучением носителей в воде и гексане, по-видимому, одного порядка. Наблюдаемые интенсивности кавитации в этих условиях ожидаемо близки. Однако в обоих случаях полученная концентрация носителей слишком мала для того, чтобы инициировать нагрев, достаточный для развития кавитационного процесса.

Кавитация как явление, при котором фазовые переходы возникают в результате быстрого и локального нагрева жидкости, начинается после рекомбинации индуцированной плазмы, когда энергия электронной подсистемы трансформируется в тепловое движение молекул жидкости. Наблюдаемая динамика (рис.5) подтверждает эту точку зрения, однако возникает ряд существенных вопросов.

Простые оценки показывают, что при наблюдаемой концентрации плазмы  $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$  диссипация энергии каждого электрона ( $\sim 6.5$  эВ для воды) обеспечивает нагрев не более  $\sim 3$  К. Для инициации же кавитационного процесса, как считается, требуется увеличение температуры на  $\sim 150$  К [18]. Можно предположить, что нелинейное поглощение обеспечивает лишь относительно малое количество затравочных локализованных носителей, а основной канал передачи энергии излучения жидкости связан с линейным поглощением света этими предсольватированными электронами. В этом случае либо развивается электронная лавина, либо концентрация носителей остается ограниченной, но их температура должна стать достаточно высокой (много больше 10 эВ). Отметим, что в рамках такого предположения проведены расчеты цепочки процессов в жидкостях от поглощения излучения до кавитации, которые показывают, что кавитация может развиваться при энергиях воздействия, используемых в экспериментах [18, 32]. При этом, однако, остается непонятным, почему, если реализуется лавинное размножение носителей, формирующаяся плазма не видна на интерференционных и теневых изображениях. Если же «горячие» носители не размножаются в ИК поле, нагреваясь до высоких температур, неясно, почему наблюдаемая рекомбинация соответствует случаю «холодных» электронов, энергия которых слишком низка для того, чтобы преодолеть сферу Онзагера [33] и покинуть окрестность родительского иона. По нашему мнению, представленное противоречие может быть разрешено только в случае привлечения механизмов передачи энергии носителей в колебания молекул жидкости за времена, сравнимые с длительностью импульса (100 фс и менее). Подобные механизмы и их вклад в диссипационные процессы в настоящее время изучаются [17].

#### 4. Выводы

Проведенные исследования позволили проследить динамику оптических свойств чистой воды и гексана в зоне воздействия сфокусированными фемтосекундными импульсами с интенсивностью  $\sim 10^{13} \text{ Вт/см}^2$ . Продемонстрировано, что в обоих случаях рекомбинация сольватированной плазмы и кавитация являются независимыми процессами, которые развиваются последовательно на

пико- и наносекундном временных масштабах. Времена сольватации и рекомбинации хорошо согласуются с полученными в других работах данными [15, 17, 27].

Обнаружено, что концентрация носителей, возбуждаемых фемтосекундным импульсом в режиме кавитации, составляет менее  $10^{19}$  см<sup>-3</sup>. При этом электрон-ионная рекомбинация протекает по диффузионному геминальному механизму, когда делокализованный электрон не может покинуть родительский катион. Температура плазмы в этих условиях должна быть относительно низкой. С другой стороны, описываемые измерения проведены в режимах кавитации, т.е. лазерно-индуцированная плазма с относительно низкой концентрацией вызывает значительное повышение температуры внутри затронутого микрообъема жидкости. Таким образом, проведенные эксперименты поднимают новые вопросы о механизмах передачи энергии при интенсивном лазерном воздействии как на полярные, так и на неполярные жидкости. Для снятия наблюдаемых противоречий необходимо более глубокое изучение процессов трансформации энергии возбужденных носителей в энергию колебаний молекул жидкости.

Работа поддержана Российским научным фондом (грант №19-12-00255).

- Halbout J.M., Tang C. *Appl. Phys. Lett.*, **40**, 765 (1982).
- Siders C., Le Blanc S., Fisher D., Tajima T., Downer M., Babine A., Stepanov A., Sergeev A. *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 3570 (1996).
- Guizard S., D'Oliveira P., Daguzan P., Martin P. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. Sec. B*, **116**, 43 (1996).
- Schmidt V., Husinsky W., Betz G. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 3516 (2000).
- Chien C., La Fontaine B., Desparois A., Jiang Z., Johnston T., Kieffer J., Pépin H., Vidal F., Mercure H. *Opt. Lett.*, **25**, 578 (2000).
- Temnov V.V., Sokolowski-Tinten K., Zhou P., von der Linde D. *Appl. Phys. A*, **78**, 483 (2004).
- Guizard S., Klimentov S., Mouskeftaras A., Fedorov N., Geoffroy G., Vilmart G. *Appl. Surf. Sci.*, **336**, 206 (2014).
- Тесленко В. *Квантовая электроника* **2**, 1248 (1975) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **5**, 676 (1975)].
- Sarpe C., Köhler J., Winkler T., Wollenhaupt M., Baumert T. *New J. Phys.*, **14**, 075021 (2012).
- Palianov P., Quéré F., Pommeret S. *J. Experiment.Theoret. Phys.*, **118**, 489 (2014).
- Migus A., Gauduel Y., Martin J.L., Antonetti A. *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 1559 (1987).
- Long F.H., Lu H., Eisenthal K.B. *Phys. Rev. Lett.*, **64**, 1469 (1990).
- Silva C., Walhout P.K., Yokoyama K., Barbara P.F. *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 1086 (1998).
- Laenen R., Roth T., Laubereau A. *Phys. Rev. Lett.*, **85**, 50 (2000).
- Pshenichnikov M.S., Baltuška A., Wiersma D.A. *Chem. Phys. Lett.*, **389**, 171 (2004).
- Zho C., Schwartz B.J. *J. Phys. Chem. B*, **120**, 12604 (2016).
- Karashima S., Yamamoto Y., Suzuki T. *J. Phys. Chem. Lett.*, **10**, 4499 (2019).
- Vogel A., Noack J., Hüttman G., Paltauf G. *Appl. Phys. B*, **81**, 1015 (2005).
- Wesolowski M.J., Kuzmin S., Moores B., Wales B., Karimi R., Zaidi A.A., Leonenko Z., Sanderson J.H., Duley W.W. *Carbon*, **49**, 625 (2011).
- Kanjana K., Courtin B., MacConnell A., Bartels D.M. *J. Phys. Chem. A*, **119**, 11094 (2015).
- Gruzdev V., Korkin D., Mooney B.P., Havelund J. F., Müller I.M., Thelen J. *J. Sci. Rep.*, **7**, 5550 (2017).
- Stein G. *Discuss. Faraday Soc.*, **12**, 227 (1952).
- Schaffer C., Nishimura N., Glezer E., Kim A., Mazur E. *Opt. Express*, **10**, 196 (2002).
- Zavedeev E.V., Kononenko V.V., Konov V.I. *Appl. Phys. A*, **123**, 499 (2017).
- Kononenko V.V., Gololobov V.M., Konov V.I. *Opt. Lett.*, **45**, 256 (2020).
- Kononenko V.V., Gololobov V.M., Zavedeev E.V., Konov V.I. *JOSA B*, **37**, 2615 (2020).
- Shank C., Yen R., Fork R., Orenstein J., Baker G. *Phys. Rev. Lett.*, **49**, 1660 (1982).
- Hare P.M., Price E.A., Bartels D.M. *J. Phys. Chem. A*, **112**, 6800 (2008).
- Minardi S., Milián C., Majus D., Gopal A., Tamošauskas G., Couairon A., Pertsch T., Dubietis A. *Appl. Phys. Lett.*, **105**, 224104 (2014).
- Linz N., Freidank S., Liang X., Vogel A. *Phys. Rev. B*, **94**, 024113 (2016).
- Morais J. Zimmt M.B. *J. Phys. Chem.*, **99**, 8863 (1995).
- Linz N., Freidank S., Liang X., Vogelmann H., Trickl T., Vogel A. *Phys. Rev. B*, **91**, 134114 (2015).
- Lu H., Long F.H., Eisenthal K. *JOSA B*, **7**, 1511 (1990).