ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЕЩЕСТВО

Исследование рассеяния интенсивного фемтосекундного излучения при оптическом пробое воды

В.В.Кононенко, М.А.Дежкина, Т.В.Кононенко, В.И.Конов

Исследовано рассеяние излучения в зоне лазерного пробоя, инициированного в дистиллированной воде при воздействии последовательности интенсивных фемтосекундных импульсов ($Ti:Al_2O_3$-лазер, длина волны 800 нм, частота следования 1 кГц). Энергия импульсов варьировалась от 1 мкДж до 1 мДж, при этом во всем указанном диапазоне поддерживался процесс образования пузырьков (режим кавитации жидкости). Каждый импульс представлял собой цуг с периодом ~10 нс и кроме основного импульса (~150 фс) содержал несколько предымпульсов и постимпульсов с контрастом ~70. Изучена зависимость формы и размеров зоны пробоя при различных уровнях энергии воздействия. Получены спектры рассеянного излучения и зависимости его интенсивности от лазерной энергии как для основного импульса, так и для сопутствующих. Проанализированы особенности диссипации энергии излучения в воде при сверхвысоких интенсивностях лазерного излучения и вклад сопутствующих импульсов в этот процесс.

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

1. Введение

Многолетний интерес к процессам, стимулированным в жидкостях интенсивным лазерным излучением, обусловлен рядом перспективных приложений при получении новых материалов и структур, в задачах манипуляции и контроля различных объектов в медицине, биологии и т.д. [1–5]. Основное внимание привлекают такие аспекты лазерного воздействия, как формирование в жидкости локализованного плазменного облака и возможность его нагрева с последующим развитием кавитации. Например, при воздействии на биологические системы на молекулярном уровне решающее значение имеет реакционная способность плазмы, а при воздействии на те же системы на клеточном уровне – механическое воздействие, вызываемое кавитационными пузырьками [1]. При этом основное внимание уделяется изучению воды как самой распространенной жидкости, однако множество исследований посвящено и другим соединениям и растворам в жидком состоянии.

При использовании подавляющего числа лазерных источников, излучение которых лежит в области прозрачности многих жидкостей, в частности воды, ключевую роль играет нелинейное поглощение света. Этот процесс является механизмом передачи оптической энергии молекулярным связям, что приводит к ионизации среды и в конечном итоге к ее нагреву и изменению структуры, формируемой этими связями. При высокой пиковой интенсивности сфокусированного излучения современных фемтосекундных лазеров (более 10^{12} Вт/см^2) ионизация оказывается достаточно интенсивной – количество ионизированных атомов оказывается сравнимо с количеством всех атомов. Хотя исследованиям лазерно-индуцированных процессов в воде посвящено множество работ, инициируемые нелинейным поглощением ионизационные и тепловые эффекты до сих пор недостаточно изучены.

Первый фактор, усложняющий понимание механизма взаимодействия воды с излучением и его исследования, состоит в том, что возбуждение электронной подсистемы инициирует сложную цепочку процессов. В результате поглощения света возникают различные заряженные частицы (сольватированные электроны, ионы, продукты фотодиссоциации и вторичных реакций и пр. [6]). Формирующаяся многокомпонентная плазма сильно влияет на оптические свойства воды и, следовательно, на механизмы взаимодействия с хвостовой частью импульса. Подчеркнем, что трансформации состояния носителей происходят очень быстро – например, переход электрона в предсольватированное, а затем в сольватированное состояние занимает около 0.05–0.5 пс [7–9].

Такая высокая скорость релаксации заряда в растворителе является результатом сильного взаимодействия ионизированных электронов с молекулами воды и приводит к второй особенности, усложняющей взаимодействие излучения с жидкостью, а именно к высокой скорости передачи энергии в фононную подсистему. В результате разогреть аквaплазму за счет обратного тормозного поглощения становится сложно – свободные носители в эксперименте либо не наблюдаются [10], либо наблюдаются в относительно небольшом количестве при максимальных интенсивностях [10].

В последнем случае (при энергиях лазерного импульса более 10 мкДж) экспериментальное изучение плазмы в воде становится особенно сложной задачей – ни теневые (измерение поглощения), ни интерференционные (измерение показателя преломления) методы не работают, поскольку плазма становится сильно поглощающим и сильно рассеивающим объектом с филаментоподобной микроструктурой. При этом понимание свойств плазмы,

В.В.Кононенко, М.А.Дежкина, Т.В.Кононенко, 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 9 ноября 2022 г., после доработки – 14 февраля 2023 г.

формирующейся при высоких энергиях фемтосекундных лазерных импульсов (~1 мДж), критически важно в целом ряде задач, например при изучении плазмостимулированных реакций в растворах [11, 12].

Настоящая работа посвящена исследованию оптических свойств воды при воздействии фемтосекундных импульсов с высокой энергией. Энергия импульсов варьировалась примерно от 1 мкДж до 1 мДж, при этом во всем указанном диапазоне поддерживался процесс кавитации – образование пузырьков, вызванное быстрым нагревом жидкости и развивающимся отрицательным давлением в зоне оптического пробоя [1, 13]. В экспериментах с субнаносекундным разрешением измерялась интенсивность лазерного излучения, рассеянного на плазме и кавитационных пузырьках.

2. Эксперимент

В экспериментах использовалась деионизированная дважды дистиллированная вода (удельное сопротивление ~19 МОм·см при комнатной температуре). Принципиальная схема экспериментальной установки представлена на рис.1. Наполненная жидкостью прозрачная кювета (10 × 10 мм) облучалась импульсами Ti : Al_2O_3-лазера с регенеративным усилителем (Spectra Physics, длина волны 800 нм). Длительность импульса, измеренная с помощью автокоррелятора, составила по полувысоте 135 фс. Лазерный пучок фокусировался асферической линзой с фокусным расстоянием 30 мм внутрь кюветы. Перед линзой пучок расширялся с помощью телескопа для минимизации филаментации излучения при высоких энергиях. Итоговая апертура фокусировки NA = 0.3. Поскольку при высоких энергиях длина области пробоя составляла ~1 мм, глубина фокусировки была относительно большой, ~4 мм.

Часть лазерного излучения, рассеянного под углом 90°, собиралась с помощью телескопической системы, состоящей из асферической кварцевой линзы и параболического алюминиевого зеркала. Числовая апертура телескопа (NA = 0.15) была согласована с апертурой монохроматора (SOL Instruments, относительное отверстие 1/3.6, плотность штрихов решетки 400 мм$^{-1}$, спектральное разрешение 0.5 нм), щель которого освещалась собранным излучением (рис.1). За выходной щелью монохроматора размещался лавинный фотодиод, работающий в режиме счета фотонов (MPD, размер детектора 50 мкм, темновой ток менее 25 отсчетов в секунду). Отметим, что указанный размер чувствительной площадки был существенно меньше, чем изображение рассеивающей зоны; при этом для каждого значения лазерной энергии положение изображения подстраивалось так, чтобы сигнал был максимальным. В результате измеряемый сигнал характеризовал не всю рассеиваемую мощность, а произведение падающей энергии и максимального коэффициента рассеяния в области оптического пробоя.

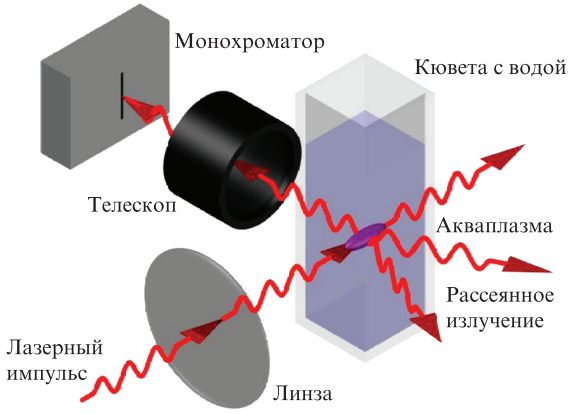

Рис.1. Схема спектральных измерений лазерного излучения, рассеянного на плазме в области оптического пробоя в жидкости.

Импульсы счетчика регистрировались с помощью системы счета одиночных фотонов (Pico Quant), которая фиксировала момент измерения каждого фотона с временным разрешением 0.25 нс. Чтобы «накопить» сигнал за разумное время использовалась максимальная частота воздействия 1 кГц.

На рис.2 показаны спектр излучения основной гармоники и временной профиль импульса, измеренные при прямом освещении щели монохроматора ослабленным пучком Ti : Al_2O_3-лазера. Приведенный спектр генерации достаточно типичен для фемтосекундного импульса и характеризуется шириной ~20 нм по полувысоте. Полученная временная гистограмма демонстрирует, что кроме основного импульса усилитель генерирует последовательность более слабых пичков, которые тем не менее содержат часть энергии излучения (рис.2,*б*). Наблюдаемые пред- и постимпульсы следуют с задержкой около 10 нс и являются результатом неидеального функционирования ячеек Поккельса в резонаторе усилителя. Контраст, т.е. отношение амплитуды основного импульса к самому сильному из спутников, составил около 70. Эта величина не является очень высокой для регенеративного усилителя, однако в данном случае мы не стремились улучшить контраст, поскольку одной из целей эксперимента было исследование роли предымпульсов в процессе плазмо-

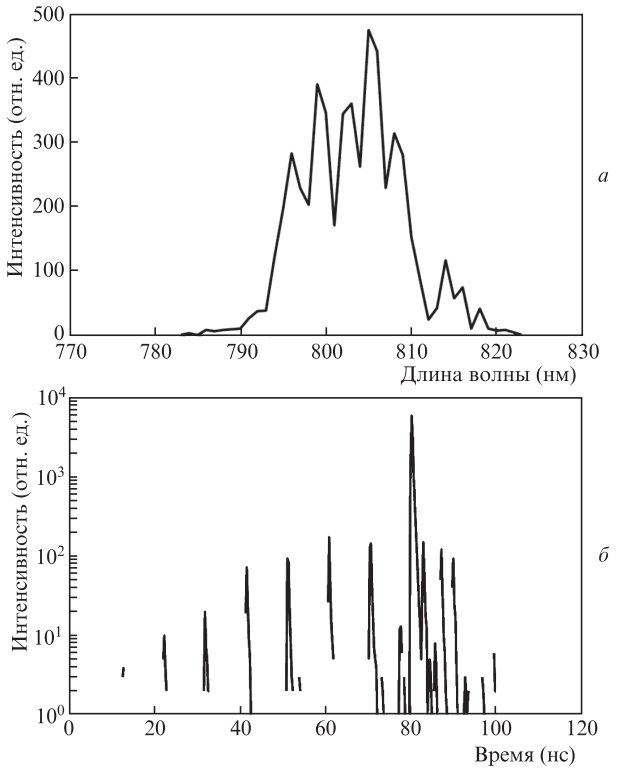

Рис.2. Спектр излучения первой гармоники излучения используемого Ti : Al_2O_3-лазера с регенеративным усилителем (*а*), а также временной профиль импульса, измеренный с разрешением 0.25 нс (*б*).

образования. Кроме того, важно было проследить интенсивность рассеяния как основного, так и слабоинтенсивных импульсов, которые не должны вносить собственного вклада в ионизацию среды.

Для облегчения интерпретации экспериментальных результатов использовалась теневая микроскопия, которая позволяла сопоставлять уровень рассеяния в зоне воздействия с визуальными особенностями плазменного облака. Применялись две конфигурации, отличающиеся частотой следования лазерных импульсов и наличием синхронизации момента экспозиции с лазерным импульсом. Первая конфигурация использовалась для наблюдения собственно плазменного облака и являлась вариацией оптической зондовой методики. Данная схема в интерференционно-теневом варианте подробно описана в [14, 15]. Зондовая часть пучка проходила через линию задержки и кювету с водой перпендикулярно пучку накачки. Объектив (NA = 0.40) создавал изображение плазмы на ПЗС-матрице. Облучение осуществлялось с частотой около 1 Гц, что позволяло исключить появление на снимках кавитационных пузырьков. (Зондовый импульс освещал зону воздействия в момент времени задолго до формирования пузырька текущим импульсом, а остаточные пузырьки от предыдущего импульса за время ~1 с заведомо покидали околоплазменную область.)

Во второй конфигурации осуществлялась визуализация процессов в воде при частоте облучения 1 кГц. В этом режиме основной причиной оптической неоднородности, определяющей величину рассеяния, являлась кавитация, вызванная предыдущими импульсами. Таким образом, синхронизация с текущим импульсом теряла смысл. По существу, в данной конфигурации проводилась микросъемка кавитационных пузырьков в рассеянном свете с экспозицией порядка времени между соседними импульсами (1 мс), чтобы захватить результат воздействия одного-двух последних импульсов.

3. Результаты и их обсуждение

На рис.3 показаны теневые изображения плазменного облака, формирующегося в воде при облучении импульсами разной энергии и задержке пробного импульса около 2 пс, в момент максимальной сольватации возбужденных электронов и, соответственно, максимального оптического поглощения [7, 16]. При энергиях менее 1 мкДж (на рисунке не показано) облако было локализовано в точке фокусирования, его ширина не превышала нескольких мкм при длине ~50 мкм. В этом режиме пиковая мощность была ниже критической (P_{cr} ~ 4 МВт), и распространение излучения можно считать линейным. При превышении мощности самофокусировки (энергия импульса достигала единиц мкДж) характерная форма зоны пробоя в виде узкого канала сохранялась, однако его длина резко росла и достигала 100–200 мкм (рис.3,*а*). По сравнению с низкоэнергетическим режимом плазменные облака, образующиеся при энергиях ~10 мкДж и выше, были еще более сильно вытянуты, а их форма становилась близка к конической форме сфокусированного пучка (рис.3,*б* и *в*). При этом в коническом «хвосте» импульса становилась заметной множественная филаментация излучения.

Однако наиболее важным наблюдением было появление на микроскопических изображениях в этом диапазоне энергий ярких пятен, которые становились еще ярче с увеличением энергии лазерного импульса. Положение этих светящихся микрообластей несколько варьировалось от импульса к импульсу, но в целом всегда было близко к геометрическому фокусу. Хотя уверенно выделить описанное свечение и получить его спектр без вклада кавитационного рассеяния пока не удалось, оно было интерпретировано как 90-градусное рэлеевское рассеяние излучения накачки на микроплазме, точнее на ее микронеоднородностях.

Зависимости размеров зоны пробоя от энергии лазерного воздействия приведены на рис.4. Продольный размер (L) определялся как длина плазменного канала при малых энергиях или высота плазменного конуса при больших, поперечный размер (D) – как диаметр плазменного канала или диаметр основания плазменного конуса соответственно. Полученные данные показывают, что

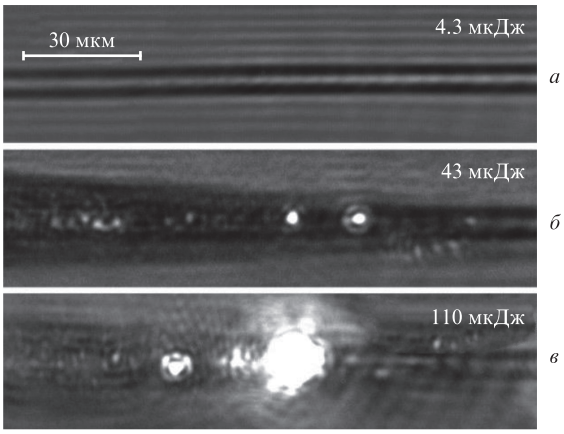

Рис.3. Теневые изображения лазерной плазмы в воде при различных энергиях импульса. Частота следования импульсов ~1 Гц; изображения получены с использованием зондового импульса, следующего с задержкой ~2 пс относительно возбуждающего импульса (импульс распространялся слева направо).

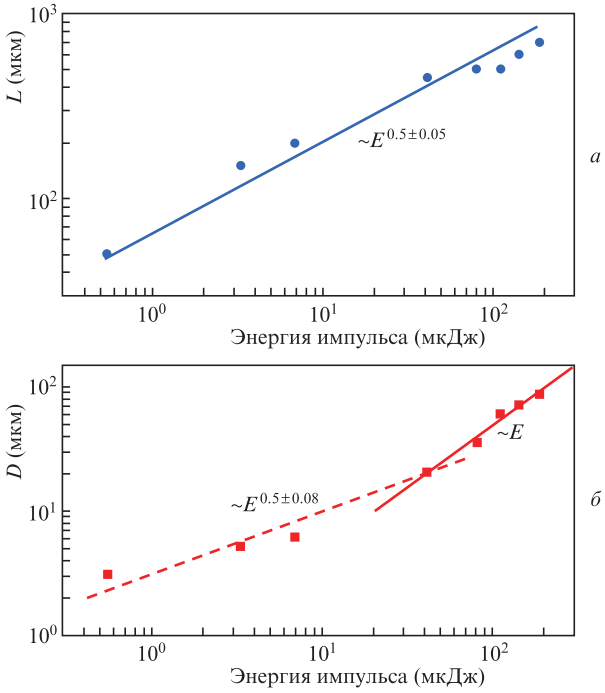

Рис.4. Длина области оптического пробоя (*а*) и диаметр основания плазменного конуса (*б*) в зависимости от энергии излучения.

длина области пробоя растет с ростом энергии воздействия как $L \sim \sqrt{E}$ (рис.4,*а*), в то время как зависимость $D(E)$ в исследованном диапазоне энергий распадается на два участка. При относительно низких энергиях ($E <$ 30 мкДж) диаметр области пробоя также пропорционален квадратному корню из E, однако при увеличении энергии ($E >$ 30 мкДж) наблюдаемая зависимость оказывается близкой к линейной (рис.4,*б*).

В диапазоне низких энергий описанные зависимости следуют простейшим теоретическим соображениям при условии, что на границе области пробоя поглощение линейно, а ионизация воды – пороговый процесс. Оба эти условия не выполняются, тем не менее изоэнергетические поверхности в сфокусированном пучке линейным образом определяют область пробоя. Дело в том, что, хотя поглощение в воде имеет многофотонный характер (пятифотонный при облучении импульсами на длине волны 800 нм), соответствующая степенная зависимость концентрации возбужденных носителей от энергии импульса полностью насыщается на относительно низком уровне, $N_{sat} \sim 10^{18}-10^{19}$ см$^{-3}$, и далее при увеличении энергии импульса не растет [10]. Этот эффект обычно описывается термином «самоограничение интенсивности» (intensity clamping) [17, 18], который подразумевает, что плазменная дефокусировка препятствует фокусировке и самофокусировке излучения и увеличению плотности лазерной энергии выше определенной величины. Именно уровень N_{sat} визуализируется при теневой съемке и определяет очертания плазменного облака.

В этих условиях, рассматривая распространение сфокусированного гауссова пучка, которому ничто не препятствует, легко обнаружить, что $L \sim D \sim \sqrt{E}$ (см., напр., [11]). Отклонение от этих зависимостей, наблюдаемое при высоких энергиях для диаметра плазмы, имеет существенное значение с точки зрения эффективности накачивания аквараствoров энергией оптического поля. А наиболее вероятной причиной описанного эффекта является еще более сильное взаимодействие плазмы и излучения, в результате которого происходит не просто самоограничение интенсивности, а заметное искажение распространения лазерного пучка и перераспределение поля, обычно описываемое термином «делокализация излучения» [19]. В этом режиме плазма, созданная лидирующей частью импульса, практически полностью рассеивает излучение хвостовой части импульса; при этом интенсивность рассеянного излучения достаточно высока, чтобы ионизировать прилегающую к плазме среду.

Дальнейшие эксперименты, связанные с исследованием локальной рассеивающей способности области пробоя, были также направлены на изучение эффективности передачи оптической энергии в воду. Теневые фотографии, демонстрирующие появление газовых пузырьков при воздействии цуга импульсов (частота следования 1 кГц), представлены на рис.5,*а*. Заметная кавитация начиналась с определенной пороговой энергии (около 0.4–0.5 мкДж при данных условиях облучения). Возникновение пузырьков было ожидаемо локализовано в точке максимальной плотности сформированной плазмы (рис.5,*а*, вверху). При увеличении энергии воздействия происходило увеличение диаметра пузырьков, а затем – их множественная генерация в одном импульсе (рис.5,*а*, внизу).

Спектр рассеянного излучения уширялся по мере увеличения энергии воздействия (рис.5,*б*). Как хорошо известно, подобное уширение служит признаком филаментации пучка и является следствием сильной трансформации формы импульса, связанной с целым рядом нелинейных эффектов, таких как фазовая самомодуляция и др. [20]. Отметим, что при менее острой фокусировке (без расширения лазерного пучка) уширение спектра происходило гораздо эффективнее – высокочастотное крыло спектра достигало ~600 нм.

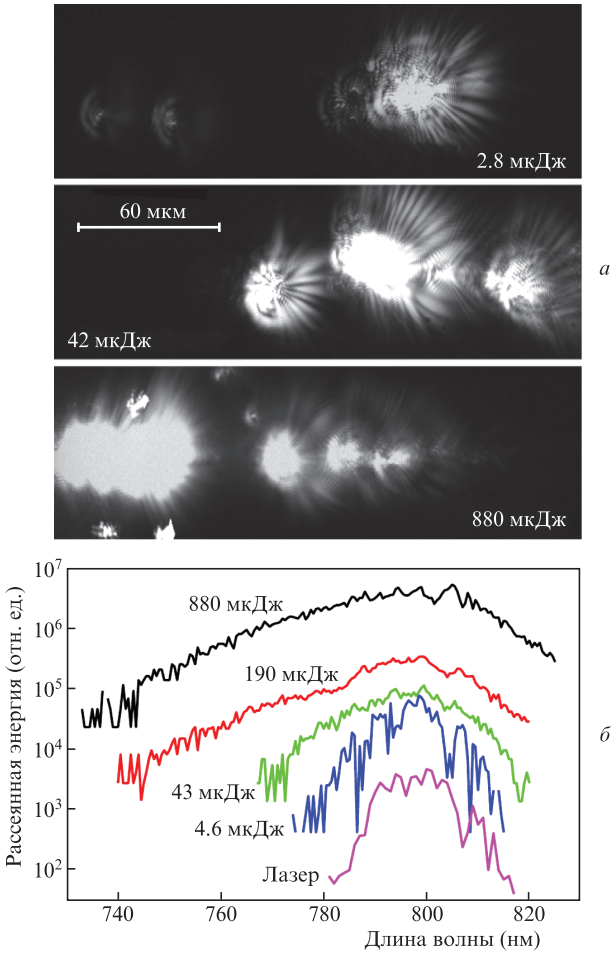

Рис.5. Теневые изображения зоны рассеяния лазерного излучения в воде при разных энергиях импульса (частота следования импульсов 1 кГц; изображения получены без зондового излучения, импульс распространялся слева направо) (*а*), а также спектры рассеянного излучения, полученные при различных энергиях импульса, в сравнении со спектром исходного импульса (*б*).

На рис.6 приведены зависимости энергии рассеяния лазерного излучения от энергии импульсов. Подчеркнем еще раз, что измеряемый сигнал характеризовал не всю рассеиваемую мощность, а произведение падающей энергии и максимального коэффициента рассеяния области оптического пробоя. Коэффициент рассеяния, в свою очередь, характеризовал размер и количество кавитационных пузырьков, т. е. локальную плотность вложенной в область пробоя энергии. Приведенные данные описывают ключевые моменты процессов лазерной ионизации воды. Видно, что в первом приближении рассеяние основного и сопутствующих импульсов следует одному и тому же относительно монотонному тренду. Отметим, что характер наблюдаемых зависимостей был одинаков для всех сателлитных импульсов – на рис.6 приведены данные для максимального предымпульса (положение пика око-

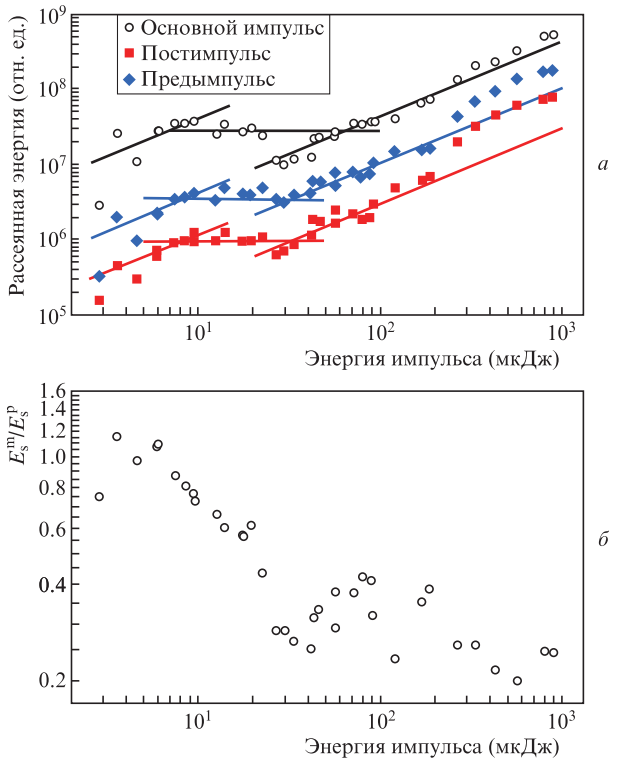

Рис.6. Интенсивность рассеяния основного и сопутствующих импульсов в зависимости от энергии излучения (*а*), а также отношение рассеянной энергии основного импульса к рассеянной энергии предымпульса (*б*).

ло 61 нс, см. рис.2,*б*) и постимпульса, следующего за основным с задержкой ~10 нс (положение пика около 80 нс).

При низких энергиях импульса (в области 3 – 4 мкДж) наблюдался резкий рост сигнала, связанный с удлинением плазменного канала и началом множественной кавитации – несколько пузырьков появлялось одновременно вдоль линии оптического пробоя. При энергиях от 4 до 8 мкДж энергия рассеянного излучения росла пропорционально росту энергии импульса. Фактически, это означает, что коэффициент рассеяния был константой – эффект самоограничения интенсивности излучения блокировал увеличение локальной плотности плазмы и температуры среды. При дальнейшем увеличении энергии падающего излучения в диапазоне 8 – 30 мкДж сигнал стабилизировался на постоянном уровне. В указанном диапазоне энергий в предфокальной зоне возникал описанный выше конический хвост плазменного облака, который за счет своей ширины, по-видимому, полностью блокировал проникновение излучения в область каустики. В этих условиях плотность плазмы и тепловыделение в каустике определяются ионизацией, инициированной лидирующей частью импульса. Поскольку энергия хвостовой части импульса блокируется, имеет смысл говорить уже не о самоограничении интенсивности, а о самоограничении энергии.

Наконец, когда энергия воздействующих импульсов превышала 30 мкДж, линейный рост энергии локального рассеивания возобновлялся (рис.6,*а*). Этот процесс совпадал с появлением локализованных в каустике ярких светящихся областей (см. рис.3,*в*). Их формирование является результатом процессов, инициируемых в воде цугом предымпульсов (рис.2,*б*). Действительно, при полной энергии ~30 мкДж и контрасте 70 энергия последнего предымпульса составляет около 0.5 мкДж, и этого вполне достаточно, чтобы создать плазму с концентрацией носителей около 10^{17} – 10^{18} см$^{-3}$ [12]. До прибытия основного импульса (~10 нс) эти носители проходят всю эволюцию, свойственную ионизированным в воде носителям, т. е. сольватацию, остывание, рекомбинацию, запускают кавитационные процессы. И хотя оптические свойства зоны оптического пробоя на наносекундном временном масштабе изучены недостаточно, естественно предположить, что именно предымпульсный микропробой служит затравкой для усиленного оптического пробоя, создаваемого основным импульсом. Особенности взаимодействия предионизованной воды с лазерным излучением должны объяснять развитие в этой зоне электронной лавины [12] и вышеописанного линейного уширения диаметра зоны пробоя.

Интересно также проанализировать относительную эффективность рассеяния основного и сопутствующих импульсов. На рис.6,*б* показаны рассчитанные отношения сигналов рассеяния, которые были нормированы на интенсивность соответствующего импульса (рис.2,*б*). Фактически, приведенные данные показывают соотношение эффективностей рассеяния разных импульсов. Видно, что при малых энергиях рассеивается одна и та же часть основного импульса и предымпульса (отношение нормированных сигналов близко к единице). Это результат минимального влияния самоограничения интенсивности и энергии на основной импульс. При увеличении энергии воздействия и развития эффектов самоограничения доля энергии, рассеянной в основном импульсе, падает – отношение нормированных сигналов уменьшается примерно до 0.4. Однако, когда предымпульс сам начинает ионизировать воду, отношение сигналов выходит на постоянный уровень, поскольку основной импульс и предымпульс находятся в схожих условиях с точки зрения взаимодействия с плазмой.

4. Заключение

Проведенные исследования позволили проследить эволюцию формы, размера и рассеивающей способности зоны лазерного пробоя в дистиллированной воде при воздействии интенсивного фемтосекундного излучения (частота следования импульсов 1 кГц). Динамический диапазон изменения энергии импульсного воздействия превышал три порядка: от «порога» пробоя ~1 мкДж до энергий ~1 мДж, обуславливающих режим распространения излучения, который имеет признаки филаментации. В зависимости от энергии воздействия E прослежены три режима фемтосекундного оптического пробоя, существенно меняющие эффективность передачи лазерной энергии в фононную подсистему жидкости и определяющие ее нагрев и интенсивность кавитации.

1. Для малых энергий, близких к «порогу» ионизации, характерны резкий рост длины зоны пробоя до ~100 мкм и связанное с этим ростом развитие множественной кавитации.

2. При росте энергии воздействия плотность переданной в жидкость энергии фактически не увеличивается, будучи зафиксирована эффектами самоограничения интенсивности и энергии воздействующего импульса. В предфокальной зоне возникает и растет навстречу пучку конический плазменный хвост, объем которого пропор-

ционален $\sqrt{E}$. Общее количество энергии, переданной в аквасреду, увеличивается при этом пропорционально растущему объему зоны пробоя.

3. Обнаружен новый эффект в развитии оптического пробоя в жидкости, обусловленный сложной формой ультракороткого лазерного импульса – наличием предымпульсов, даже существенно менее интенсивных (на два порядка), чем основной фемтосекундный импульс. Когда энергия лазерного импульса превышает определенный порог, такие фемтосекундные предымпульсы инициируют собственные микропробои в воде, развивающиеся за времена ~10 нс до прихода основного импульса. Хотя энергия, выделенная в таких «предпробоях», относительно невысока, они служат «спичкой», которая инициирует и усиливает процесс плазмообразования основным импульсом. В частности, в зоне микропробоев может развиться электронная лавина. Эффективный поперечный размер основного пробоя при этом значительно увеличивает долю лазерной энергии, передаваемой в жидкость.

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

1. Vogel A., Noack J., Hüttman G., Paltauf G. *Appl. Phys. B*, **81**, 1015 (2005).
2. 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).
3. Kanjana K., Courtin B., MacConnell A., Bartels D.M. *J. Phys. Chem. A*, **119**, 11094 (2015).
4. Gruzdev V., Korkin D., Mooney B.P., Havelund J.F., Møller I.M., Thelen J.J. *Sci. Rep.*, **7**, 5550 (2017).
5. Кононенко В.В., Гололобов В.М., Кононенко Т.В., Гончаров Е.А., Конов В.И. *Квантовая электроника*, **51**, 169 (2021) [*Quantum Electron.*, **51**, 169 (2021)].
6. Stein G. *Discuss. Faraday Soc.*, **12**, 227 (1952).
7. Migus A., Gauduel Y., Martin J.L., Antonetti A. *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 1559 (1987).
8. Long F.H., Lu H., Eisenthal K.B. *Phys. Rev. Lett.*, **64**, 1469 (1990).
9. Silva C., Walhout P.K., Yokoyama K., Barbara P.F. *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 1086 (1998).
10. Kononenko V.V., Gololobov V.M., Konov V.I. *Opt. Lett.*, **45**, 256 (2020).
11. Meader V.K., John M.G., Rodrigues C.J., Tibbetts K.M. *J. Phys. Chem. A*, **121**, 6742 (2017).
12. Kononenko V., Ashikkalieva K., Arutyunyan N., Romshin A., Kononenko T., Konov V. *J. Photochem. Photobiol. A: Chemistry*, **426**, 113709 (2022).
13. Schaffer C., Nishimura N., Glezer E., Kim A., Mazur E. *Opt. Express*, **10**, 196 (2002).
14. Gololobov V., Kononenko V., Kononenko T., Konov V. *Laser Phys. Lett.*, **18**, 016001 (2021).
15. Заведеев Е.В., Кононенко В.В., Гололобов В.М., Конов В.И. *Квантовая электроника*, **50**, 175 (2020) [*Quantum Electron.*, **50**, 175 (2020)].
16. Kononenko V.V., Gololobov V.M., Zavedeev E.V., Konov V.I. *J. Opt. Soc. Am. B*, **37**, 2615 (2020).
17. Becker A., Aközbek N., Vijayalakshmi K., Oral E., Bowden C., Chin S. *Appl. Phys. B*, **73**, 287 (2001).
18. Liu W., Petit S., Becker A., Aközbek N., Bowden C., Chin S. *Opt. Commun.*, **202**, 189 (2002).
19. Kononenko V.V., Konov V.V., Dianov E.M. *Opt. Lett.*, **37**, 3369 (2012).
20. Couairon A., Mysyrowicz A. *Phys. Rep.*, **441**, 47 (2007).