

## ГЕНЕРАЦИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН НЕПРЕРЫВНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ НА ТОРЦЕ ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА В ВОДЕ

© 2016 г. В. И. Юсупов<sup>\*,\*\*</sup>, А. Н. Коновалов<sup>\*\*</sup>, В. А. Ульянов<sup>\*\*</sup>, В. Н. Баграташвили<sup>\*\*</sup>

<sup>\*</sup>Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН,  
690041 Владивосток, ул. Балтийская 43

<sup>\*\*</sup>Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН,  
142190 Троицк, ул. Пионерская 2

E-mail: iouss@yandex.ru

Поступила в редакцию 15.09.2015 г.

Изучены особенности акустических сигналов, генерируемых в воде под действием выходящего из оптического волокна непрерывного лазерного излучения мощностью 3 Вт с длинами волн 0.97, 1.56 и 1.9 мкм. Установлено, что при использовании торца волокна без поглощающего покрытия происходит генерация квазипериодических импульсных сигналов по механизму термокавитации из-за образования и схлопывания парогазовых пузырьков миллиметровых размеров. При этом максимальная энергия широкополосного (до 10 МГц) акустического сигнала, который генерируется только при длинах волн 1.56 и 1.9 мкм, сосредоточена в области 4–20 кГц. Показано, что в случае без поглощающего покрытия увеличение коэффициента поглощения лазерного излучения в воде приводит к возрастанию частоты генерации акустических импульсов, а максимальные амплитуды давления в них практически не меняются. При наличии на торце лазерного волокна поглощающего покрытия при всех используемых длинах волн лазерного излучения происходит генерация большого количества мелких парогазовых пузырьков. Это приводит к возникновению непрерывного амплитудно-модулированного акустического сигнала, основная энергия которого сосредоточена в диапазоне 8–15 кГц. Показано, что в этом случае увеличение коэффициента поглощения лазерного излучения в воде приводит к увеличению мощности сигнала акустической эмиссии. Полученные результаты могут быть использованы для объяснения высокой терапевтической эффективности лазерных волоконных аппаратов умеренной мощности.

*Ключевые слова:* непрерывное лазерное излучение, акустические импульсы, оптическое волокно, умеренная мощность.

DOI: 10.7868/S0320791916050191

### ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что при воздействии оптического излучения на вещество происходит возмущение среды, сопровождающееся генерацией акустических волн [1]. Систематизацией научных знаний, охватывающих эффекты возбуждения акустических волн оптическим излучением, занимается оптоакустика. Один из механизмов оптической генерации акустических волн, рассматриваемых оптоакустикой, заключается в том, что внешнее импульсное или модулированное оптическое излучение, поглощаясь в среде, которая может быть газообразной, жидкой или твердой, из-за теплового расширения возбуждает в ней упругие возмущения. Эффекты оптоакустики широко используются, поскольку анализ этих возмущений позволяет восстанавливать разнообразные физические параметры исследуемой среды и их распределения [2–9]. Другой способ возбуждения звука с помощью оптического излучения, применимый для

жидких, например, водосодержащих, в том числе биологических сред, заключается в генерации парогазовых пузырьков [10, 11]. Для этого используется сфокусированное импульсное лазерное излучение, способное создавать в среде достаточно высокие значения плотности энергии [11, 12]. В момент прихода лазерного импульса из-за сильного нагрева, вызванного поглощением лазерного излучения, и взрывного кипения жидкости в области фокусировки образуется и быстро увеличивается в размерах парогазовый пузырек, который, достигнув своего максимального радиуса, быстро схлопывается. Регистрируемый акустический сигнал в этом случае состоит из серии коротких импульсов, за которыми следуют затухающие осцилляции. Первый импульс соответствует приходу ударной волны от быстрого лазерного нагрева и взрывного кипения воды, а второй и последующие — приходу ударных волн от кавитационного схлопывания образовавшегося паро-

газового пузырька [1]. При дальнейшем росте плотности энергии импульсного лазерного излучения развиваются более сложные процессы генерации звука, связанные с оптическим пробоем [1].

Генерация звука может происходить и при воздействии на вещество непрерывного лазерного излучения. Этот механизм оптической генерации акустических волн в жидкости, впервые рассмотренный в [13] и названный термокавитацией, заключается в формировании с помощью сфокусированного лазерного излучения в фокальном пятне перегретой области, после чего из-за флуктуаций происходит взрывное кипение жидкости с образованием быстро расширяющегося парогазового пузырька [13, 14]. При такой термокавитации образования плазмы не происходит из-за достаточно низкой интенсивности лазерного излучения. В отличие от плазмы, температура которой может достигать десятка тысяч градусов, при термокавитации температура нагрева, например, воды, определяемая спинодалью, составляет  $\sim 300^\circ\text{C}$ . Регистрируемый акустический сигнал при единичном акте термокавитации является таким же, как и в случае генерации пузырьков импульсным лазерным излучением, и состоит из серии коротких импульсов, за которыми следуют затухающие осцилляции. Как показано в [13], термокавитация — не единичный, а квазипериодический процесс. При этом периодичность и амплитуды ударных волн сильно зависят от расстояния от стенки кюветы до точки фокусировки в жидкости непрерывного лазерного излучения: при фокусировке на стенку частота максимальна, а амплитуда импульсов минимальна.

В последнее десятилетие в экспериментальных исследованиях и прикладных приложениях, в том числе и в медицине, широко применяются лазерные аппараты умеренной мощности (1–10 Вт) с волоконным выходом [15–17]. В ряде работ [18–21] показано, что в воде и в водонасыщенных тканях вблизи рабочего торца лазерного волокна под действием непрерывного лазерного излучения развиваются активные гидродинамические процессы, сопровождающиеся образованием и схлопыванием парогазовых пузырьков, возникновением пузырьков микроструй, циркулирующих потоков жидкости и генерацией акустических сигналов в широком диапазоне частот от долей герц до десяти и более мегагерц. Характеристики этих процессов и обусловленных ими сигналов акустической эмиссии должны существенным образом зависеть от коэффициента поглощения лазерного излучения и наличия поглощающего покрытия на торце лазерного волокна [18–21], которое превращает торец, по сути, в “точечный” источник тепла. Знание механизма генерации и характерных особенностей возникающих при непрерывном лазерном излучении акустических колебаний необходимо, в том числе, для понимания механизма высокой терапевтической эффективности лазерных аппара-

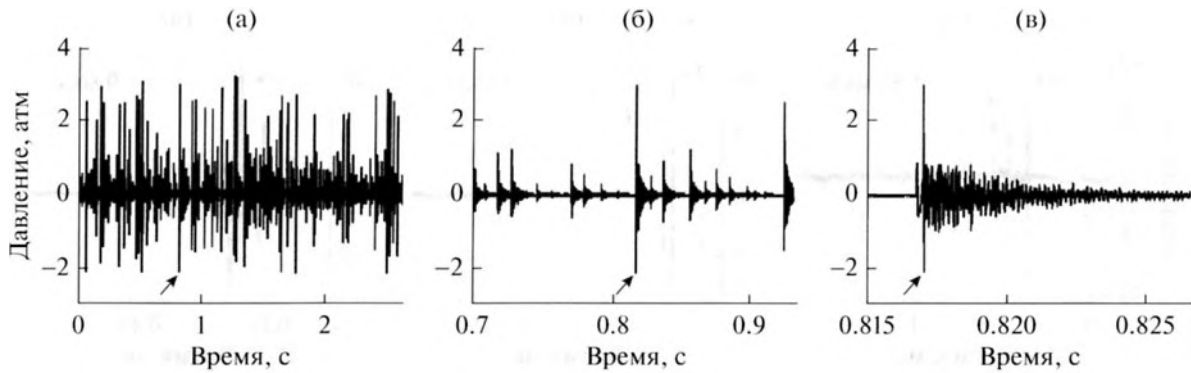
тов умеренной мощности [16, 17, 21]. Так, в ряде исследований показано, что акустические сигналы, генерируемые вблизи торца лазерного волокна в биоткани в результате лазероиндуцированных гидродинамических процессов, вносят значительный вклад в механизм терапевтического действия лазерного излучения умеренной мощности [22, 23].

Целью данной работы является изучение особенностей акустических сигналов, генерирующихся в воде под действием выходящего из оптического волокна непрерывного лазерного излучения умеренной мощности при существенно различных коэффициентах оптического поглощения.

## МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

В качестве источников лазерного излучения использовались лазеры умеренной мощности ЛС-0,97-ИРЭ-Полус с длиной волны 0,97 мкм (с мощностью до 10 Вт), ЛС-1,56-ИРЭ-Полус с длиной волны 1,56 мкм (до 5 Вт) и ЛС-1,9-ИРЭ-Полус с длиной волны 1,9 мкм (до 3 Вт) с кварцевым волокном диаметром 400 мкм. Оптическая генерация на указанных длинах волн осуществлялась с использованием полупроводниковых лазерных диодов (0,97 мкм), а также волокон, активированных эрбием (1,56 мкм) и тулием (1,94 мкм). Во всех экспериментах мощность лазерного излучения на выходе волокна составляла 3 Вт, при этом кратковременные отклонения мощности от среднего значения не превышали 4%. Для выбранных длин волн лазерного излучения коэффициенты поглощения в воде существенно различаются и составляют для 0,97 мкм —  $0,47\text{ см}^{-1}$ , для 1,56 мкм —  $10\text{ см}^{-1}$ , а для 1,9 мкм —  $92\text{ см}^{-1}$  [24]. При исследовании использовались два основных режима лазерного воздействия: 1) торец волокна без поглощающего покрытия и 2) торец волокна с поглощающим покрытием. Нанесение поглощающего покрытия на рабочий торец кварцевого волокна осуществлялось путем кратковременного (около 1 с) его контакта с деревянным бруском при мощности лазерного излучения около 3 Вт, который приводил к стабильному покрытию торца волокна слоем аморфного углерода [19–21].

Для регистрации широкополосных акустических сигналов рабочий торец лазерного волокна помещался в заполненную водой емкость размером  $24 \times 40 \times 24\text{ см}$ . На расстоянии  $\sim 1\text{ см}$  от торца перпендикулярно оптической оси лазерного волокна устанавливались широкополосный гидрофон 8103 фирмы “Брюль и Кьер” (Дания) с полосой 0,1 Гц–180 кГц (чувствительность 211 дБ отн. 1 В/мкПа) и игольчатый гидрофон (Precision Acoustics, UK) диаметром 1 мм с преусилителем с широкой полосой 10 кГц–50 МГц (чувствительность 241 дБ отн. 1 В/мкПа). Запись акустических сиг-



**Рис. 1.** Фрагменты акустического сигнала, зарегистрированного широкополосным гидрофоном 8103, для торца без покрытия при длине волны лазерного излучения 1.9 мкм в различных временных масштабах. Давление пересчитано для расстояния 1 мм. Стрелкой отмечен импульс давления, который присутствует на всех трех масштабах.

налов с гидрофонов производилась на четырехканальный цифровой запоминающий осциллограф GDS 72304 (GW Instek, Тайвань) с полосой пропускания 300 МГц. Энергия сигнала акустической эмиссии оценивалась в предположении сферичности акустической волны с помощью выражения [25]

$$E = \frac{4\pi r^2}{\rho c} \int p^2 dt, \quad (1)$$

где  $r$  – расстояние от центра эмиссии до гидрофона,  $\rho$  – плотность воды,  $c$  – скорость звука в воде,  $p$  – амплитуда давления,  $t$  – время.

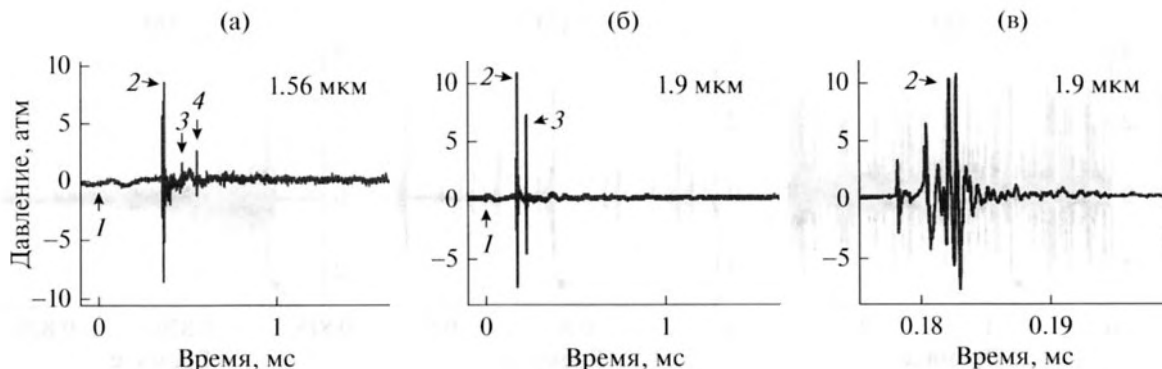
Оптическая регистрация лазероиндуцированных гидродинамических процессов, происходящих вблизи торца волокна в воде, производилась с помощью высокоскоростной камеры Fastcam SA-3 (Photron, Япония) на скорости 10000 кадров в секунду. Для контроля спектрального состава и мощности оптических излучений использовались совмещенный с ПК оптоволоконный анализатор спектра USB4000 (Ocean Optics, США) с разрешением  $\sim 1.5$  нм (диапазон от 200 до 1100 нм) и измеритель мощности FieldMaster с измерительной головкой LM-10HTD (Coherent, США).

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

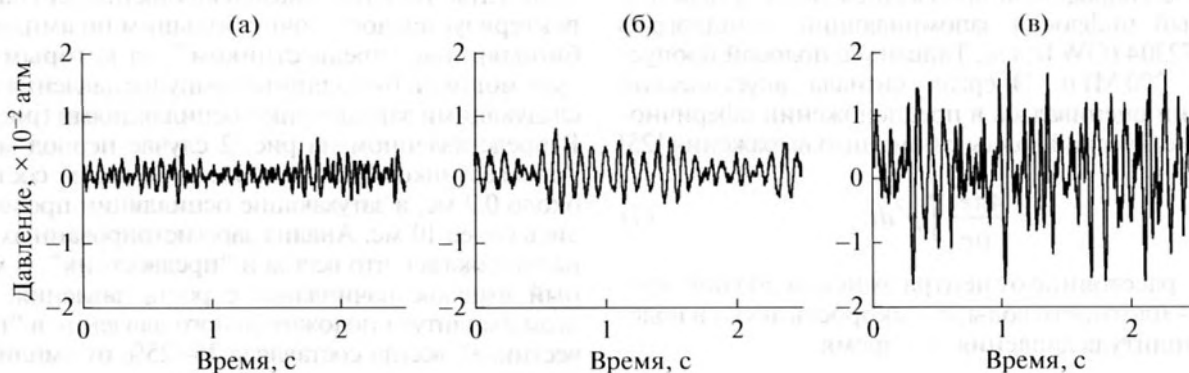
Для помещенного в воду торца волокна без покрытия при мощности непрерывного лазерного излучения 3 Вт сигналы акустической эмиссии регистрировались только при длинах волн 1.56 и 1.9 мкм. На рис. 1 в различных временных масштабах представлены фрагменты акустического сигнала, зарегистрированного широкополосным гидрофоном, при длине волны лазерного излучения 1.9 мкм. Видно, что в этом случае вблизи торца лазерного волокна происходит генерация квазипериодических (с частотой в диапазоне 60–100 импульсов в секунду) импульсных сигналов, максимальные амплитуды давления в которых дости-

гают 3 атм. Каждый такой импульсный сигнал характеризуется достаточно большим по амплитуде биполярным “предвестником”, за которым следует мощный биполярный импульс давления с последующими затухающими осцилляциями (рис. 1в). В представленном на рис. 2 случае период между “предвестником” и мощным импульсом составил около 0.2 мс, а затухающие осцилляции продолжались более 10 мс. Анализ зарегистрированных сигналов показал, что всегда и “предвестник”, и мощный импульс начинались с роста давления. При этом амплитуда положительного давления в “предвестнике” всегда составляла 15–25% от амплитуды последующего мощного импульса, а период между “предвестником” и мощным импульсом в среднем уменьшался с уменьшением амплитуды импульса давления. Что касается сигнала акустической эмиссии, зарегистрированного широкополосным гидрофоном при длине волны лазерного излучения 1.56 мкм, то он также представляет собой квазипериодическую последовательность импульсных сигналов, по форме практически не отличающихся от описанных выше для длины волны 1.9 мкм. При этом амплитуды импульсов лежат в тех же диапазонах, а основное отличие заключается в том, что по сравнению с длиной волны 1.9 мкм импульсы генерируются существенно реже – с частотой 5–15 импульсов в секунду.

Более подробно начальную сложную форму возникающих вблизи торца волокна при лазерном воздействии акустических сигналов можно рассмотреть по сигналам, зарегистрированным игольчатым гидрофоном. На рис. 2 представлены типичные фрагменты импульсных акустических сигналов для длин волн лазерного излучения 1.56 и 1.9 мкм. Видно, что для обеих длин волн формы импульсов давления достаточно схожи. Первоначально регистрируется биполярный “предвестник”, за которым следуют несколько мощных (амплитуды на расстоянии 1 мм  $\sim 10$  атм.) биполярных импульсов давления с последующими затухающи-



**Рис. 2.** Фрагменты акустических сигналов, зарегистрированного игольчатым гидрофоном, для торца без покрытия при длинах волн лазерного излучения 1.56 и 1.9 мкм в различных временных масштабах. Давление пересчитано для расстояния 1 мм. Стрелками показаны: 1 – начало “предвестника”, 2 – самый мощный импульс давления, 3, 4 – последующие импульсы давления.



**Рис. 3.** Фрагменты акустических сигналов, зарегистрированных широкополосным гидрофоном 8103, для торца с поглощающим покрытием при длинах волн (а) 0.97, (б) 1.56 и (в) 1.9 мкм. Давление пересчитано для расстояния 1 мм.

ми осцилляциями. Временные интервалы между началом предвестника 1 и первым, самым мощным импульсом 2 (рис. 2а, 2б) составили: для длины волны 1.56 мкм  $\sim 0.36$  мс, для 1.9 мкм  $\sim 0.2$  мс. За первым мощным импульсом 2 (рис. 2а, 2б) при длине волны 1.56 мкм следуют два импульса (3 и 4 на рис. 2а), а при длине волны 1.9 мкм – один импульс (3 на рис. 2б). При более детальном рассмотрении (рис. 2в) видно, что мощный импульс (2 на рис. 2б) распадается на целую серию расположенных на интервале  $\sim 10$  мкс коротких биполярных импульсов (с толщинами на полувысоте в интервале 0.06–0.2 мкс).

В случае торца волокна с поглощающим покрытием сигналы акустической эмиссии регистрировались при всех использованных длинах волн. На рис. 3 представлены некоторые типичные фрагменты акустических сигналов, зарегистрированных широкополосным гидрофоном. Видно, что в случае наличия на торце лазерного волокна поглощающего покрытия для всех использованных длин волн генерируется непрерыв-

ный амплитудно-модулированный акустический сигнал. При этом характерные частоты этих сигналов различаются незначительно (лежат в диапазоне 8–15 кГц), а средняя амплитуда сигнала постепенно нарастает с увеличением длины волны лазерного излучения.

На рис. 4 показаны характерные спектры сигналов, зарегистрированных широкополосным гидрофоном 8103, для торца без покрытия и с поглощающим покрытием при различных длинах волн лазерного излучения. Для случая с поглощающим покрытием (рис. 4б), чтобы не загромождать рисунок, представлены спектры только при длинах волн 0.97 и 1.9 мкм, поскольку спектр при 1.56 мкм имеет те же характерные формы, что и для других длин волн лазерного излучения, и располагается между этими кривыми. Все представленные на рис. 4 спектры в общих чертах похожи друг на друга: в области низких частот (до 400 Гц) с увеличением частоты спектральная плотность мощности (СПМ) в среднем уменьшается, а в “высокочастотной” области  $10^3$ – $3 \times 10^4$  Гц СПМ в среднем сначала увеличивает-

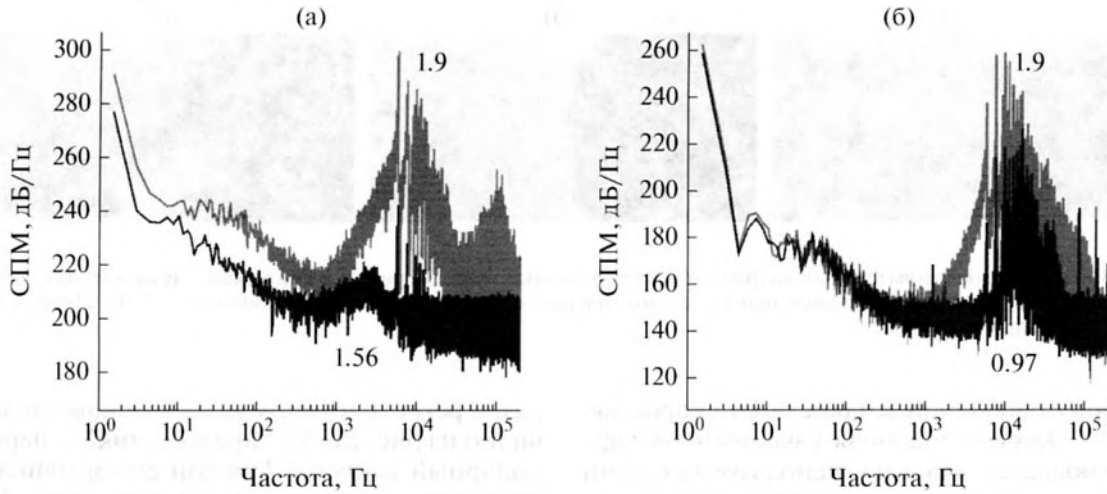


Рис. 4. Спектральные плотности мощности акустических сигналов, зарегистрированных широкополосным гидрофоном 8103, для (а) торца без покрытия и (б) с поглощающим покрытием при различных длинах волн лазерного излучения (в мкм). Давление пересчитано для расстояния 1 мм.

ся, а затем уменьшается. При этом в “высокочастотной” области на всех кривых выделяются чередующиеся узкие локальные максимумы, связанные, как показали оценки, с акустическими резонансами заполненной водой емкости. Для торца без покрытия (рис. 4а) максимальные значения СПМ в этой области для обеих длин волн соответствуют такому локальному максимуму на частоте ~6 кГц. Для торца с поглощающим покрытием (рис. 4б) максимальные значения СПМ наблюдаются: для длины волны 0.97 мкм на частоте ~15 кГц, а для длин волн 1.56 и 1.9 мкм – на частоте ~10 кГц. Сравнение акустических спектров без покрытия (рис. 4а) с аналогичными спектрами с покрытием (рис. 4б) показывает, что нанесение поглощающего покрытия на торец лазерного волокна приводит для длин волн лазерного излучения 1.56 и 1.9 мкм к существенному уменьшению уровня СПМ акустического сигнала во всем представленном диапазоне частот и к смещению максимумов в область высоких частот.

В таблице приведены усредненные значения мощности генерируемого в воде акустического сигнала, зарегистрированного широкополосным гидрофоном 8103 при мощности лазерного излучения 3 Вт. Как следует из таблицы, для обоих исследованных случаев (без покрытия и с поглощающим покрытием) минимальные значения мощности сигнала акустической эмиссии соответствуют длине волны 0.97 мкм, а с увеличением длины волны лазерного излучения мощность акустического сигнала постепенно увеличивается и достигает максимума при длине волны лазерного излучения 1.9 мкм.

Оптическая регистрация с помощью высокоскоростной камеры Fastcam SA-3 показала, что при отсутствии покрытия на торце лазерного волокна и использовании длин волн 1.56 и 1.9 мкм вблизи торца волокна в воде происходит квазипериодическая генерация крупных (до 1–3 мм в диаметре) парогазовых пузырьков (рис. 5). Как видно из рис. 5, образовавшийся вблизи торца пузырь за время порядка 100 мкс достиг своего максимального размера ~1.7 мм, затем примерно за такое же время кавитационно схлопнулся и как бы вновь расширился до ~0.7 мм с одновременным перемещением в сторону свободной жидкости (от торца волокна).

Картина генерации пузырьков резко меняется, если на торец лазерного волокна наносится поглощающее покрытие (рис. 6). В этом случае вблизи торца происходит генерация большого количества мелких (до 60 мкм в диаметре) парогазовых пузырьков, которые перемещаются от тор-

Мощность акустического сигнала, генерируемого в воде вблизи торца волокна без покрытия и с поглощающим покрытием и зарегистрированного широкополосным гидрофоном 8103, при различных длинах волн лазерного излучения с мощностью 3 Вт

Длина волны, мкм		0.97	1.56	1.9
Мощность акустического сигнала, мкВт	Без покрытия	0	8.8 ± 1.2	830 ± 43
	С покрытием	0.3 ± 0.1	0.7 ± 0.2	6.3 ± 1.1

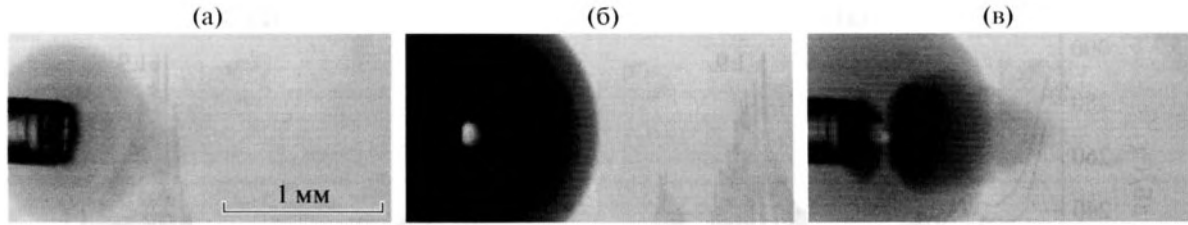


Рис. 5. Фрагмент последовательных кадров скоростной съемки при генерации парогазового пузырька вблизи торца волокна без покрытия под действием непрерывного лазерного излучения 1.9 мкм с мощностью 3 Вт. Период между отдельными кадрами 100 мкс.

ца в сторону свободной жидкости со скоростью  $\sim 100$  мм/с. Причем подобная качественная картина наблюдается для всех используемых длин волн лазерного излучения, при этом с увеличением длины волны лазерного излучения происходит небольшое постепенное увеличение средних размеров парогазовых пузырьков от  $18 \pm 9$  мкм (для длины волны 0.97 мкм) до  $25 \pm 13$  мкм (1.56 мкм) и до  $38 \pm 19$  мкм (1.9 мкм).

Рассмотрим возможные механизмы генерации акустических колебаний, которые позволят объяснить полученные эффекты. В случае, когда торец лазерного волокна не имеет покрытия, генерация звука под действием непрерывного лазерного излучения происходит по механизму термокавитации [13]. Вблизи лазерного волокна в воде первоначально благодаря поглощению лазерного излучения формируется перегретая область, после чего из-за флуктуаций происходит взрывное кипение жидкости с образованием быстро расширяющегося парогазового пузырька. Достигнув своего максимального размера, пузырек также быстро схлопывается (рис. 5), а затем может вновь расширяться (но уже до меньшего размера) и схлопнуться несколько

раз. В регистрируемом акустическом сигнале, как видно из рис. 2а, 2б, “предвестник” – первый биполярный импульс  $I$  связан со взрывным кипением воды, после которого происходит образование, расширение (положительное давление) и сжатие (отрицательное давление) парогазового пузырька. Второй – самый мощный (2 на рис. 2а, 2б) и последующие (3 и 4 на рис. 2а и 3 на рис. 2б) импульсы давления обусловлены кавитационным схлопыванием образовавшегося парогазового пузырька [1]. Время схлопывания пузырька и его максимальный радиус  $R_{\max}$  связаны линейной зависимостью [26]:

$$T_c = 0.915 R_{\max} \sqrt{\frac{\rho}{p_0 - p_v}}, \quad (2)$$

где  $\rho$  – плотность воды,  $p_0$  – внешнее давление ( $\sim 100$  кПа),  $p_v$  – давление насыщающих паров (2.33 кПа при 20°C). Для пузырька с максимальным радиусом  $R_{\max} = 0.85$  мм, как на рис. 5, при этих условиях согласно (2)  $T_c \approx 78$  мкс, а значит вся длительность “предвестника” от момента начала взрывного кипения до схлопывания пузырька с генерацией мощного импульса давления составит  $\sim 156$  мкс. Потенциальная энергия образовавшегося пузырька  $E$  определяется его максимальным радиусом  $R_{\max}$  и разницей между гидростатическим давлением  $p_0$  и давлением пара внутри пузырька  $p_v$  [27]:

$$E = \frac{4\pi}{3} (p_0 - p_v) R_{\max}^3. \quad (3)$$

Для пузырька с максимальным радиусом  $R_{\max} = 0.85$  мм, как на рис. 5, согласно (3)  $E \approx 0.25$  мДж, а потенциальная энергия пузырьков с наблюдающимся в эксперименте максимальным радиусом  $\sim 1.5$  мм составит  $\sim 1.3$  мДж. При сжатии пузырька до очень маленьких размеров потенциальная энергия (3) переходит в кинетическую энергию высокоскоростной ( $\sim 10^3$  м/с [28]) кумулятивной струи и в акустическую энергию ударной волны, распространяющейся во все стороны [29]. При коллапсировании пузырька вблизи твердой стенки торца лазерного волокна эта струя направлена в сторону стенки [28]. Известно, что такие кумулятивные струи способны разрушить поверхность торца квар-

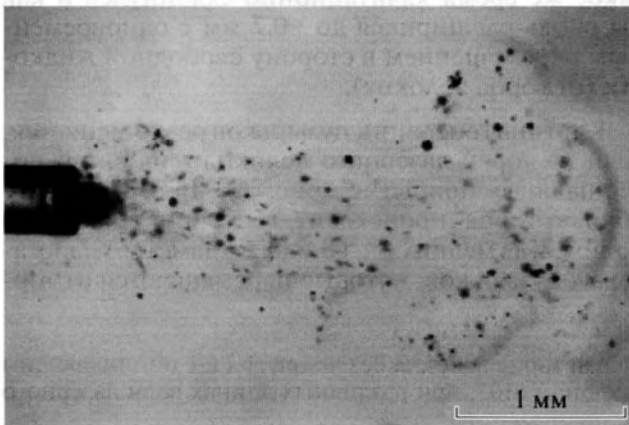


Рис. 6. Кадр скоростной съемки при генерации парогазовых пузырьков вблизи торца волокна с поглощающим покрытием под действием непрерывного лазерного излучения 1.9 мкм с мощностью 3 Вт.

цевого волокна, образуя на ней отверстия микронных размеров, трещины и другие дефекты [20].

Очевидно, что эффективность термокавитации должна существенно зависеть от коэффициента поглощения лазерного излучения в воде, что и показано экспериментально. Для длины волны 0.97 мкм его значение  $0.47 \text{ см}^{-1}$  при использованной мощности лазерного излучения 3 Вт оказывается недостаточным для быстрого нагрева жидкости и возбуждения взрывного кипения, поэтому генерации акустических волн при использовании торца волокна без покрытия не происходит (см. таблицу). Увеличение коэффициента поглощения до  $10 \text{ см}^{-1}$  (длина волны 1.56 мкм) приводит к генерации звука по механизму термокавитации и генерации мощных импульсов с частотой 5–15 импульсов в секунду. Дальнейшее увеличение коэффициента поглощения до  $92 \text{ см}^{-1}$  (1.9 мкм) не приводит к увеличению максимальных значений давления в импульсах, но существенно увеличивает частоту их генерации до 60–100 импульсов в секунду.

Регистрируемый после первого мощного импульса (2 на рис. 2) цуг затухающих колебаний связан с тем, что после первого захлопывания кавитационный пузырек пульсирует с частотой, близкой к частоте его собственных колебаний, которая в пренебрежении поверхностным натяжением для свободной воды равна [30]

$$F \approx \frac{1}{2\pi R} \left( \frac{3\gamma p_0}{\rho} \right)^{1/2}, \quad (4)$$

где  $\gamma$  – отношение удельных теплоемкостей для газа пузырька,  $\rho$  – плотность воды,  $p_0$  – величина гидростатического давления. Учитывая, что период между импульсами 2 и 3 (рис. 2а) составляет  $\sim 0.1 \text{ мс}$  ( $F \sim 10 \text{ кГц}$ ), полагая  $\gamma = 1.4$ ,  $\rho = 10^3 \text{ кг/м}^3$ ,  $p_0 \approx 100 \text{ кПа}$ , и используя (4), для радиуса резонансного пузырька получим  $R \approx 340 \text{ мкм}$ .

После нанесения на торец волокна поглощающего покрытия часть лазерной энергии ( $\sim 30\%$ ) поглощается в слое углерода и разогревает его. Если торец волокна находится в воздухе, то при лазерной мощности 3 Вт в спектре оптического излучения с торца волокна помимо основной лазерной линии появляется широкополосное излучение в видимой и ближней инфракрасной областях спектра, связанное с разогревом торца до высоких температур ( $\sim 500\text{--}700^\circ\text{C}$ ). Если такой торец находится в воде, то из-за его более интенсивного охлаждения указанное широкополосное излучение отсутствует, что свидетельствует о более низких температурах на поверхности торца. Однако нагрев торца оказывается достаточным для образования в воде у его поверхности парогазовых пузырьков в результате взрывного кипения [19, 21]. Поэтому при наличии поглощающего покрытия на торце волокна генерация акустического

сигнала происходит даже для длины волны 0.97 мкм (см. табл.). Увеличение мощности зарегистрированного широкополосным гидрофоном 8103 акустического сигнала с увеличением длины волны лазерного излучения (см. табл.) можно объяснить тем, что значительная часть лазерной энергии ( $\sim 70\%$ ) проходит через нанесенное на торец волокна поглощающее покрытие и поглощается в жидкости. В результате этого жидкость вблизи торца лазерного волокна нагревается тем сильнее, чем больше коэффициент поглощения излучения в воде, а он, как известно [24], существенно увеличивается с увеличением длины волны от 0.97 мкм ( $0.47 \text{ см}^{-1}$ ) до 1.56 мкм ( $10 \text{ см}^{-1}$ ) и до 1.9 мкм ( $92 \text{ см}^{-1}$ ). Поэтому с увеличением длины волны лазерного излучения эффективность образования парогазовых пузырьков возрастает, а вместе с этим увеличивается и мощность сигнала акустической эмиссии.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучены особенности акустических сигналов, генерирующихся в воде под действием выходящего из оптического волокна непрерывного лазерного излучения мощностью 3 Вт с длинами волн 0.97, 1.56 и 1.9 мкм при существенно различных коэффициентах оптического поглощения в воде:  $0.47$ ,  $10$  и  $92 \text{ см}^{-1}$  соответственно.

Установлено, что для торца волокна без поглощающего покрытия, помещенного в воду, сигналы акустической эмиссии регистрируются только при длинах волн 1.56 и 1.9 мкм. В этом случае вблизи торца лазерного волокна в результате формирования перегретой области из-за взрывного кипения жидкости происходит квазипериодическое образование и схлопывание парогазовых пузырьков миллиметровых размеров. Таким образом, наблюдающаяся генерация квазипериодических импульсных сигналов происходит по механизму термокавитации [13], при этом максимальная энергия широкополосного (до 10 МГц) акустического сигнала сосредоточена в области 4–20 кГц с локальным максимумом на частоте  $\sim 6 \text{ кГц}$ . Показано, что для используемых длин волн 1.56 и 1.9 мкм увеличение коэффициента поглощения лазерного излучения в воде в этом случае приводит лишь к увеличению частоты образования парогазовых пузырьков, а максимальные размеры образующихся пузырьков достоверно не меняются. При этом соответственно возрастает частота генерации акустических импульсов и значительно увеличивается (с  $8.8 \pm 1.2 \text{ мкВт}$  до  $830 \pm 43 \text{ мкВт}$ ) акустическая мощность.

Картина существенно меняется при наличии на торце лазерного волокна поглощающего покрытия. В этом случае из-за частичного ( $\sim 30\%$ ) мощности, независимо от длины волны) поглощения лазерного излучения происходит нагрев

торца лазерного волокна. Это приводит к генерации вблизи торца большого количества мелких (до 60 мкм) парогазовых пузырьков, которые перемещаются от торца в сторону свободной жидкости. Такой процесс сопровождается возникновением непрерывного амплитудно-модулированного акустического сигнала, основная энергия которого сосредоточена в диапазоне 8–15 кГц. Показано, что в случае с поглощающим покрытием для используемых длин волн 0.97, 1.56 и 1.9 мкм увеличение коэффициента поглощения лазерного излучения в воде приводит к небольшому достоверному увеличению размеров образующихся парогазовых пузырьков, обусловленному повышением эффективности их образования, что приводит к соответствующему увеличению мощности генерируемого акустического сигнала с  $0.3 \pm 0.1$  до  $6.3 \pm 1.1$  мкВт.

Лазерные аппараты умеренной мощности с длинами волн 0.97, 1.56 и 1.9 мкм и волоконным выходом [15] широко применяются не только в экспериментальной физике [18–21], но также в экспериментальной биологии [22, 23] и медицине [16, 17, 21]. Полученные результаты, уточняющие механизм генерации и описывающие характерные особенности акустических колебаний, возникающих в воде под действием непрерывного волоконного лазерного излучения, могут быть использованы, в том числе, для объяснения высокой терапевтической эффективности лазерных аппаратов умеренной мощности [16, 17, 21, 31, 32].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 14-25-00055.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лямшев Л.М. Лазеры в акустике // Успехи физ. наук. 1987. Т. 151. № 3. С. 479–527.
2. Егеров С.В., Лямшев Л.М., Пученков О.В. Лазерная динамическая оптоакустическая диагностика конденсированных сред // Успехи физ. наук. 1990. Т. 160. № 9. С. 111–154.
3. Гусев В.Э., Карабутов А.А. Лазерная оптоакустика. М.: Наука, 1991. 304 с.
4. Egerev S.V., Pashin A.A. Opto-acoustic diagnostics of micro inhomogeneous liquid media // Acoust. Phys. 1993. V. 39. № 1. P. 43–45.
5. Ошурко В.Б. Термонелинейная лазерная оптоакустическая томография // Квантовая электроника. 2005. Т. 35. № 2. С. 185–190.
6. Maslov K., Wang L.V. Photoacoustic imaging of biological tissue with intensity-modulated continuous-wave laser // J. biomedical optics. 2008. V. 13. № 2. P. 024006–024006.
7. Karabutov A.A., Podymova N.B., Letokhov V.S. Timere-solved optoacoustic tomography of inhomogeneous media // Appl. Phys. B. 1996. V. 63. P. 545–563.
8. Лямшев М.Л. Лазерное термооптическое возбуждение звука в жидкости с фрактальными микронеоднородностями // Акуст. журн. 1998. Т. 44. № 5. С. 700–702.
9. Фокин А.В. Обобщенные модели фототермоакустического эффекта // Акуст. журн. 1995. Т. 41. № 2. С. 314–322.
10. Song W.D., Hong M.H., Lukyanchuk B., Chong T.C. Laser-induced cavitation bubbles for cleaning of solid surfaces // J. Appl. Phys. 2004. V. 95. № 6. P. 2952.
11. Vogel A., Lauterborn W. Acoustic transient generation by laser-produced cavitation bubbles near solid boundaries // J. Acoust. Soc. Am. 1988. V. 84. № 2. P. 719.
12. Philipp A., Lauterborn W. Cavitation erosion by single laser produced bubbles // J. Fluid Mech. 1998. V. 361. P. 75–116.
13. Rastopov S.F., Sukhodolsky A.T. Sound generation by thermocavitation induced CW-laser in solutions // Proc. SPIE. 1991. V. 1440. P. 127.
14. Padilla-Martinez J.P., Berrospé-Rodríguez C., Aguilar G., Ramírez-San-Juan J.C., Ramos-García R. Optic cavitation with CW-lasers: A review // Physics of Fluids. 2014. V. 26. № 12. P. 122007.
15. Гапонцев В.П., Минаев В.П., Савин В.И., Самарцев И.Э. Медицинские аппараты на основе мощных полупроводниковых и волоконных лазеров // Квантовая электроника. 2002. Т. 32. № 11. С. 1003–1006.
16. Сандлер Б.И., Суляндзига Л.Н., Чудновский В.М., Юсупов В.И., Косарева О.В., Тимошенко В.С. Перспективы лечения дискогенных компрессионных форм пояснично-крестцовых радикулитов с помощью пункционных неэндоскопических лазерных операций. Владивосток: Дальнаука, 2004. 181 с.
17. Привалов В.А., Крочек И.В., Абушкин И.А., Шумилин И.И., Ланна А.В. Лазерная остеоперфорация в лечении воспалительных и деструктивных заболеваний костей // Вестник экспериментальной и клинической хирургии. 2009. Т. 2. № 1. С. 19–28.
18. Yusupov V.I., Bulanov V.V., Chudnovskii V.M., Bagratashvili V.N. Laser-induced hydrodynamics in water-saturated tissue: III. Optoacoustic effects // Laser Phys. 2014. V. 24. № 1. P. 5601.
19. Yusupov V.I., Chudnovskii V.M., Bagratashvili V.N. Laser-induced hydrodynamics in water-saturated biotissues. 1. Generation of bubbles in liquid // Laser Phys. 2010. V. 20. № 7. P. 1641–1646.
20. Yusupov V.I., Chudnovskii V.M., Bagratashvili V.N. Laser-induced hydrodynamics in water-saturated biotissues: 2. Effect on delivery fiber // Laser Phys. 2011. V. 21. № 21. P. 1230–1234.
21. Yusupov V.I., Chudnovskii V.M., Bagratashvili V.N. Laser-induced hydrodynamics in water and biotissues near-by optical fiber tip / In “Hydrodynamics – Advanced Topics”, ed. by Schulz H.E., Simoes A.L.A. and Lobosco R.J. (InTech, Croatia). 2011. P. 95–118. ISBN 978-953-307-596-9. doi 10.13140/2.1.4838.9122.10.13140/2.1.4838.9122
22. Чайлахян Р.К., Юсупов В.И., Горская Ю.Ф., Куралецова А.И., Герасимов Ю.В., Свиридов А.П., Тамбиев А.Х., Воробьева Н.Н., Грошева А.Г., Шишкова В.В., Москвина И.Л., Баграташвили В.Н. Эффекты акустического и КВЧ-воздействия на мультитипентные стромальные клетки при формировании гетеротопных костномозговых органов в тканеинженерных конструкциях // Бюллетень эксперименталь-



- ной биологии и медицины. 2014. Т. 158. № 11. С. 640–644.
23. *Чайлахян Р.К., Юсупов В.И., Свиридов А.П., Герасимов Ю.В., Тамбиев А.Х., Воробьёва Н.Н., Куралесова А.И., Москвина И.Л., Баграташвили В.Н.* Акустическое и КВЧ-воздействия на стволовые стромальные клетки костного мозга *in vitro* // Биомедицинская радиоэлектроника. 2013. № 2. С. 36–42.
24. *Deng R., He Y., Qin Y., Chen Q., Chen L.* Measuring pure water absorption coefficient in the near-infrared spectrum (900–2500 nm) // *Yaogan Xuebao – Journal of Remote Sensing*. 2012. V. 16. № 1. P. 192–206.
25. *Cole R.H.* Underwater Explosions. Princeton: Princeton Univ. Press, 1948. 468 p.
26. *Keller J.B., Miksis M.* Bubble oscillations of large amplitude // *J. Acoust. Soc. Am.* 1980. V. 68. № 2. P. 628–633.
27. *Brennen C.E.* Cavitation and bubble dynamics. Oxford, New York: Oxford University, 1995. 246 p. ISBN 0-19-509409-3.
28. *Vogel A., Lauterborn W., Timm R.* Optical and acoustic investigation of the dynamics of laser-produced cavitation bubbles near a solid boundary // *J. Fluid Mech.* 1989. V. 206. P. 299–338.
29. *Vogel A., Venugopalan V.* Mechanisms of pulsed laser ablation of biological tissues // *Chem. Rev.* 2003. V. 103. P. 577–644.
30. *Minnaert M.* On musical air-bubbles and the sound of running water // *Philos. Mag.* 1933. V. 16. P. 235–248.
31. *Соколов А.Л., Лядов К.В., Луценко М.М., Лавренко С.В., Любимова А.А., Вербицкая Г.О., Минаев В.П.* Применение лазерного излучения 1.56 мкм для эндовазальной облитерации вен в лечении варикозной болезни // *Ангиология и сосудистая хирургия*. 2009. Т. 15. № 1. С. 69–72.
32. *Чернеховская Н.Е., Гейниц А.В., Ловачева О.В., Поваляев А.В.* Лазеры в эндоскопии. М.: МЕДпресс-информ, 2011. 144 с. ISBN 978-5-98322-755-2.