

## ЛАЗЕРНАЯ МЕДИЦИНА

# Теплоперенос в воде при лазерном нагреве через световоды для эндовенозной лазерной коагуляции

В.П.Минаев, Н.В.Минаев, В.Ю.Богачев, К.А.Капериз, Д.А.Федоров, В.И.Юсупов

*Приведены результаты исследования теплопереноса в воде при ее нагреве непрерывным лазерным излучением с длинами волн 1.55 и 1.94 мкм через световоды с торцевым и радиальным выводом. Показано, что в зависимости от мощности и длины волны излучения теплоперенос осуществляется за счет конвекции, пузырькового или взрывного кипения и происходит в основном асимметрично в направлении вперед-вверх для торцевого волокна и вверх для радиального волокна.*

**Ключевые слова:** лазерный нагрев воды, теплоперенос, конвекция, взрывное кипение, эндовенозная лазерная коагуляция.

## 1. Введение

Использование лазерного нагрева жидкостей для облитерации варикозных вен (эндовенозная лазерная коагуляция, ЭВЛК) [1] и лечения кист различной локализации [2] за последние два десятилетия получило широкое распространение (особенно это относится к ЭВЛК). Этому способствует высокая эффективность лазерных технологий при малых инвазивности, болезненности и вероятности послеоперационных осложнений. Для осуществления метода используется лазерное излучение с различными длинами волн (от 0.45 до 1.94 мкм). Первоначально для ЭВЛК использовались световоды с выводом излучения через торец волокна, которые и в настоящее время остаются в арсенале флебологов. Достоинством таких световодов является их низкая стоимость и возможность многократного использования после повторной стерилизации.

Поскольку основным механизмом, запускающим фиброзную трансформацию при ЭВЛК, является тепловое повреждение стенки вены (см., напр., [1]), для осуществления процедуры также используются более дорогие световоды, в которых излучение выводится по кольцу перпендикулярно оси световода (так называемые радиальные световоды); при этом предполагается, что они позволяют обеспечить более равномерную засветку стенки вены. В настоящее время продолжаются дискуссии по вопросу

выбора оптимальных инструментов и параметров лечения с использованием лазерного излучения.

Существенным основанием для оптимизации является понимание процессов, происходящих при ЭВЛК. В связи с этим несомненно актуальны вопросы математического и физического моделирования таких процессов [3–8]. Важным аспектом являются процессы теплопереноса. В настоящее время наиболее популярно мнение, что основную роль в теплопереносе играет кипение воды на выходе из волокна, в результате которого формируются струи, состоящие из воды и парогазовых микропузырей [9]. Однако исследование в работе [9] проводилось на основе использования сонограмм, полученных с помощью аппаратов УЗИ, а эти сонограммы недостаточно информативны и допускают различные толкования [10].

В связи с этим в настоящей работе экспериментально исследуется динамика нагрева воды, осуществляемого непрерывным лазерным излучением с длинами волн 1.55 и 1.94 мкм, наиболее популярного сегодня «водопоглощаемого» диапазона. Для этих длин волн характерно преобладание поглощения излучения водой над поглощением гемоглобином. В этом случае экспериментальное моделирование лазероиндуцированных гидродинамических процессов, происходящих в крови, можно проводить в воде с регистрацией процесса нагрева теневым оптическим методом.

## 2. Материалы и методы

В качестве источников излучения использовались аппараты на основе волоконных лазеров ЛСП-«ИРЭ-Полус» (длина волны  $\lambda = 1.55$  мкм, мощность  $P = 15$  Вт и  $\lambda = 1.94$  мкм,  $P = 10$  Вт). При выборе мощности излучения учитывалось, что в случае световодов с радиальным выводом излучения в практике применения ЭВЛК в Первом флебологическом центре типичные значения мощности для 1.55 мкм составляют 8–10 Вт, а для 1.94 мкм – 4–5 Вт.

Использовались две конфигурации экспериментальной установки: для регистрации теневой картинки перпендикулярно осям световодов (рис.1,а) и вдоль них (рис.1,б). Оптическая съемка осуществлялась скоростной камерой Fastcam SA3 (Photron, USA) с применением фоновой под-

**В.П.Минаев.** Научно-техническое объединение «ИРЭ-Полус», Россия, Московская обл., 141190 Фрязино, пл. Акад. Б.А.Введенского, 1, стр. 3

**Н.В.Минаев, В.И.Юсупов.** Институт фотонных технологий РАН, Федеральный научно-исследовательский центр «Кристаллография и фотоника» РАН, Россия, 108840 Москва, Троицк, ул. Пионерская, 2; e-mail: minaevn@gmail.com

**В.Ю.Богачев.** Российский национальный исследовательский медицинский университет им. Н.И.Пирогова, Россия, 117997 Москва, ул. Островитянова, 1

**К.А.Капериз.** ООО «Первый флебологический центр», Россия, 117447 Москва, ул. Дмитрия Ульянова, 31

**Д.А.Федоров.** Клиника «Ниармедик», Россия, 249034 Калужская обл., Обнинск, ул. Гагарина, 37 Б

Поступила в редакцию 13 декабря 2019 г., после доработки – 30 января 2020 г.

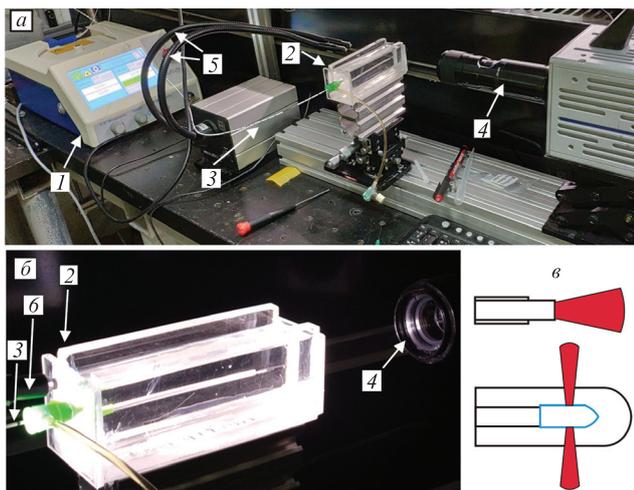


Рис.1. Экспериментальная установка для съемки перпендикулярно световоду (а), кювета с водой при съемке вдоль световода (б) и схематическое изображение лазерного излучения на выходе из торцевого и радиального световодов (в): 1 – лазерный аппарат; 2 – кювета; 3 – световод; 4 – скоростная камера; 5 – фоновая подсветка; 6 – устройство для ввода световода.

светки (теневого метод) с частотой 4000 кадров в секунду при длительности кадра 20 мкс. В экспериментах использовались волоконные световоды, предназначенные для ЭВЛК, с торцевым (диаметр сердцевины 0.6 мм) и радиальным (Violitec, Германия) выводом излучения. Диаметр защитной колбы радиального световода составлял 1.85 мм. Способы вывода излучения схематически представлены на рис.1,в. Для ввода световода в кювету с водой служила

оболочка с клапаном от интродьюсера 6F (Balton, Польша). Для регистрации широкополосных акустических сигналов на расстоянии  $\sim 3$  см от торца лазерного волокна устанавливался гидрофон 8103 (Брюль и Кьер, Дания) с полосой регистрации 0.1 Гц–200 кГц и чувствительностью  $-211$  дБ на 1 В/мкПа.

### 3. Результаты экспериментов

#### 3.1. Световод с торцевым выводом излучения

Длина волны  $\lambda = 1.55$  мкм. На рис.2 представлены кадры скоростной съемки теневых картин процесса нагрева воды излучением с  $\lambda = 1.55$  мкм при  $P = 5$  Вт. Видно, что теплоперенос в этом случае осуществляется за счет конвекции. Через 32 мс в воде вблизи нижней части торца световода формируется градиентная волнообразная структура, которая постепенно расширяется в направлении вверх-вперед. Скорость движения теплового фронта в вертикальном направлении составляет около 16 мм/с; примерно через 0.2 с устанавливается стационарная передача тепла в направлении вверх-вперед.

При увеличении мощности излучения до 12 Вт картина меняется (рис.3). Для большей информативности процессов съемки временные промежутки между кадрами изменяются в зависимости от скорости изменения теневых картин. В течение первых 825 мс, как и при мощности 5 Вт, наблюдается конвективный перенос тепла, но с более сильно выраженными градиентами теплового фронта. Скорость движения фронта в вертикальном направлении составляет около 20 мм/с. В отличие от случая  $P = 5$  Вт, примерно через 0.82 с после подачи излучения про-

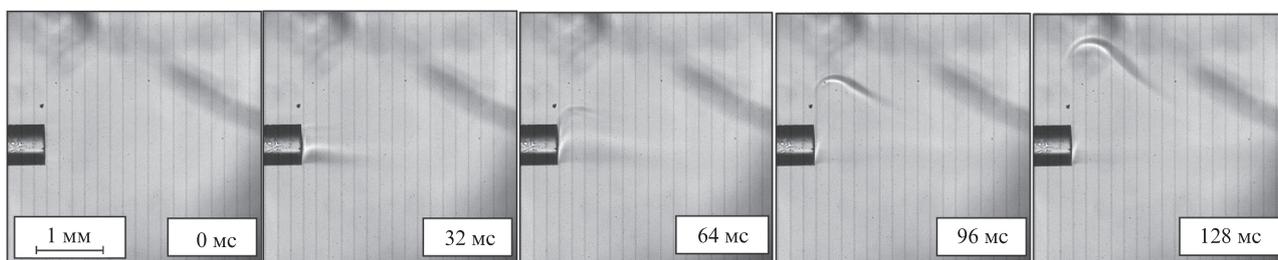


Рис.2. Динамика нагрева воды лазерным излучением с  $\lambda = 1.55$  мкм и  $P = 5$  Вт (время на кадрах указано с момента включения излучения).

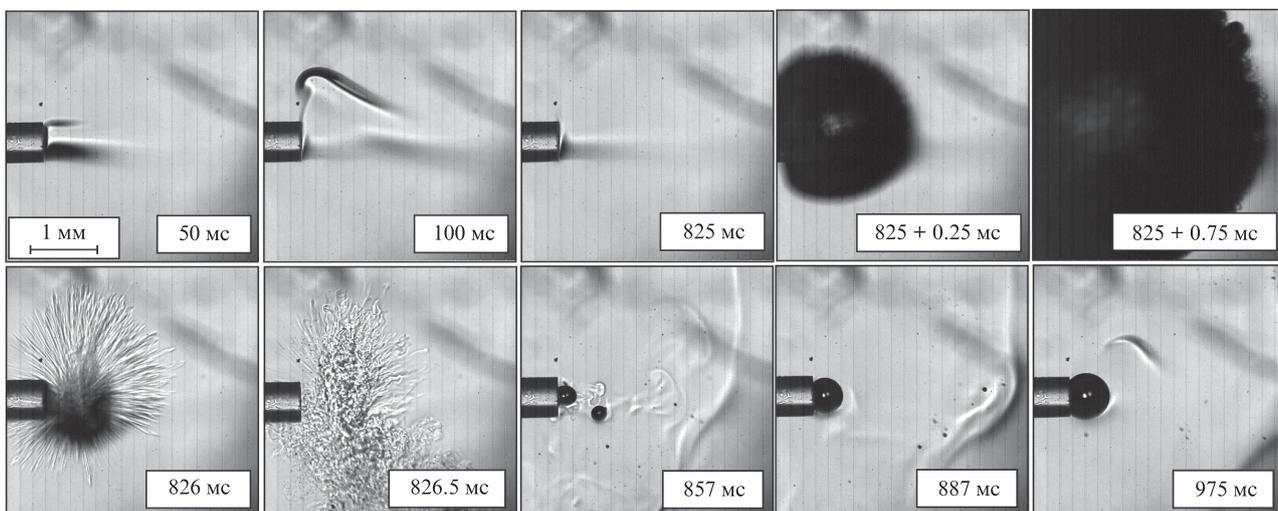


Рис.3. Динамика нагрева воды лазерным излучением с  $\lambda = 1.55$  мкм и  $P = 12$  Вт.

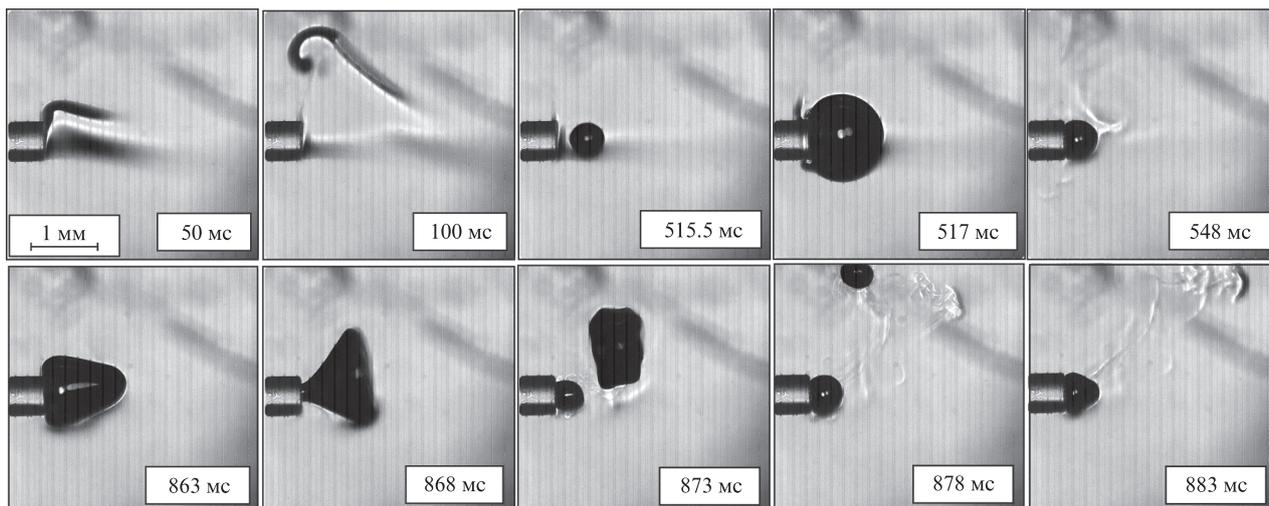


Рис.4. Динамика нагрева воды лазерным излучением с  $\lambda = 1.55$  мкм и  $P = 15$  Вт.

исходит взрывное кипение воды у торца с образованием пузыря диаметром около 5 мм. Время образования и схлопывания пузыря составляет около 1 мс.

После коллапса макропузыря примерно через 50 мс на торце световода образуется относительно долгоживущий стационарный пульсирующий парогазовый пузырь с резкими границами диаметром, несколько превышающим диаметр световода (0.6 мм). На границе пузыря происходит нагрев воды, о чем свидетельствует появление на кадре, соответствующем 975 мс, изображения распространяющегося вверх-вперед теплового фронта.

Вариант нагрева с актами взрывного кипения не является единственным возможным сценарием. На рис.4 показана динамика нагрева воды излучением с  $\lambda = 1.55$  мкм и  $P = 15$  Вт. В течение первых 0.5 с происходит конвекционный перенос тепла в направлении вверх-вперед. Вблизи нижней части торца световода наблюдается затемнение, соответствующее градиенту температуры. Этот процесс завершается началом формирования парогазового пузыря с резкими границами на расстоянии примерно 0.5 мм от торца волокна, ближе к нижней его части. В течение 2 мс диаметр пузыря быстро увеличивается примерно до 1.2 мм, после чего, практически без изменения объема, его форма начинает меняться.

Отметим, что в данном случае взрывного кипения не происходит. Примерно через 0.87 с пузырь отрывается от торца волокна и начинает двигаться вперед-вверх. При этом его форма меняется, а объем уменьшается за счет конденсации пара с передачей тепла окружающей воде. В это же время на торце волокна образуется и растет новый пузырь с резкими границами, на границе которого вода нагревается с конвективным переносом тепла вверх-вперед.

В дальнейшем размеры пузыря изменяются в пределах 0.5–1.2 мм.

Таким образом, представленные результаты показывают, что, за исключением коллапса парогазового пузыря, образовавшегося в результате взрывного кипения при  $P = 12$  Вт, сколь-нибудь значимого переноса тепла вниз не наблюдается.

*Длина волны  $\lambda = 1.94$  мкм.* При использовании излучения с  $\lambda = 1.94$  мкм из-за более сильного поглощения излучения в воде тепловые явления наблюдаются при меньших мощностях, чем в случае излучения с  $\lambda = 1.55$  мкм.

На рис.5 представлены кадры скоростной съемки при нагреве воды излучением с мощностью  $P = 1$  Вт. На первом кадре видно, что тепло, как и ожидалось, выделяется у выходного торца световода в тонком слое толщиной около 0.2 мм. Спустя  $38 + 0.25$  мс после начала излучения в результате взрывного кипения у торца световода образуется парогазовый макропузырь диаметром около 2 мм. Еще через 0.25 мс пузырь схлопывается с выбросом «струи» микропузырей вперед и потоков нагретой воды во все стороны. При этом скорость расширения пузыря составляет около 4 м/с. После этого на выходном торце световода примерно через 1.5 мс начинает расти пульсирующий парогазовый пузырь с резкими границами, размер которого достигает диаметра световода. От пузыря отходит конвективный тепловой поток, направленный вверх. Кадры теневой фотосъемки не выявляют теплового потока, направленного вниз.

На рис.6 приведена динамика теневой картины нагрева воды при  $P = 2$  Вт. В этом случае взрывное кипение с образованием и схлопыванием парогазового пузыря происходит раньше – примерно через 12.5 мс. Скорость рас-

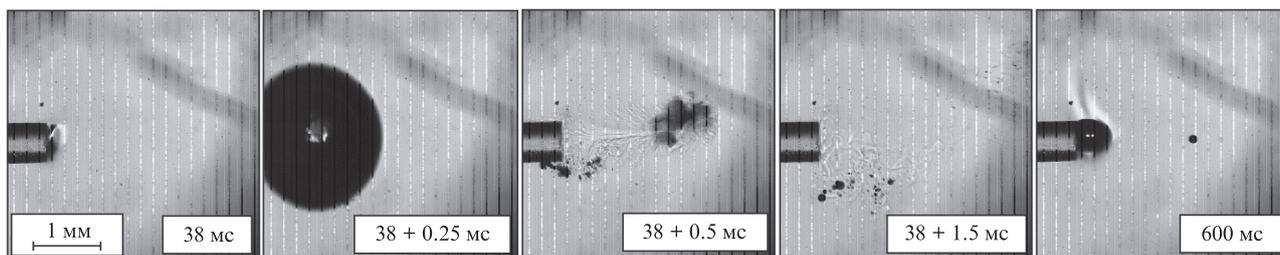


Рис.5. Динамика нагрева воды лазерным излучением с  $\lambda = 1.94$  мкм и  $P = 1$  Вт.

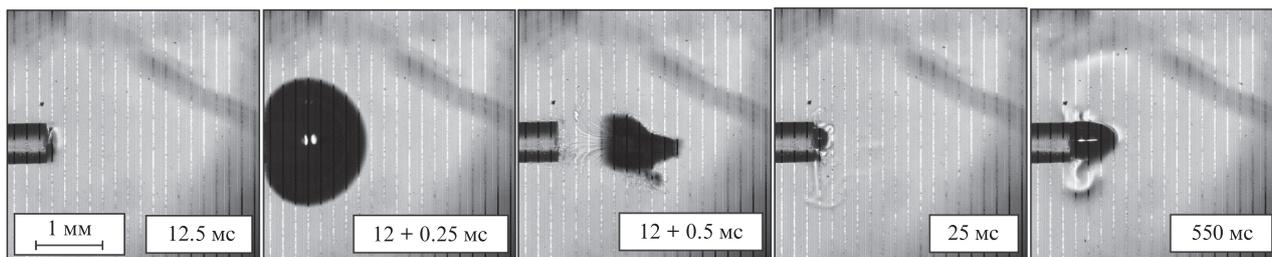


Рис.6. Динамика нагрева воды лазерным излучением с  $\lambda = 1.94$  мкм и  $P = 2$  Вт.

ширения пузыря составляет также около 4 м/с. При этом вперед выбрасывается пузырь, который трансформируется в струю, состоящую из нагретой воды и микропузырей, конденсирующихся примерно через 1 мс. Затем в течение примерно 10 мс вблизи торца световода происходит кипение с образованием и схлопыванием пузырей диаметром 0.1–0.2 мм. Далее в течение всего времени регистрации (0.5 с) на торце световода существует пульсирующий парогазовый пузырь диаметром немного меньше 1 мм с резкими границами. От этого пузыря, как и при мощности  $P = 1$  Вт, отходит конвективный поток преимущественно вперед-вверх.

Аналогичные, но более интенсивные процессы происходят и при мощности излучения  $P = 3$  Вт. В течение первых 0.3 с наблюдения успевают образоваться и схлопнуться с выбросом струй четыре парогазовых макропузыря диаметром 1.5–2 мм (через 7.5 мс, 55 мс, 0.21 с и 0.28 с после включения излучения). При этом большую часть времени у торца световода сохраняется пульсирующий пузырь с резкими границами, от которого в окружающей воде отходят потоки тепла. Перед образованием макропузыря пульсирующий пузырь отрывается, а у торца остается нагретый слой воды. При схлопывании макропузыря часть его отрывается и движется вперед, трансформируясь в поток микропузырей. После схлопывания макропузыря в течение примерно 3 мс у торца наблюдается кипение воды в виде образования и схлопывания пузырей размером менее 0.3 мм, после чего примерно за 7 мс формируется долгоживущий пульсирующий пузырь диаметром около 1 мм, который существует до следующего акта взрывного кипения с образованием и схлопыванием макропузыря.

### 3.2. Световод с радиальным выводом излучения

Длина волны  $\lambda = 1.55$  мкм. На рис.7 приведена последовательность кадров скоростной съемки при нагреве воды лазерным излучением с  $\lambda = 1.55$  мкм и  $P = 15$  Вт, выводимой

через радиальный световод. Полученные результаты показали, что при использовании радиального световода и при мощностях излучения до 15 Вт нагрев воды происходит за счет конвекции. При этом теплоперенос направлен преимущественно вверх. Снизу световода за время  $\sim 0.3$  с формируется стабильная область нагретой воды, тепло от которой (как и в случае торцевого вывода излучения) не распространяется вниз, а, судя по видеокдрам, конвективно «перетекает» вверх. Съемка анфас (навстречу световоду) не позволяет получить четкой картины передачи тепла, тем не менее можно распознать, что тепло конвективно распространяется вверх в угле, несколько большем  $90^\circ$ .

Длина волны  $\lambda = 1.94$  мкм. При использовании радиальных световодов и излучения с  $\lambda = 1.94$  мкм процессы эффективного теплопереноса начинаются при меньших уровнях мощности. На рис.8 приведены кадры скоростной фотосъемки, выполненные в профиль и анфас, характеризующие динамику нагрева воды лазерным излучением мощностью  $P = 5$  Вт до момента начала взрывного кипения. Изображения на рисунке демонстрируют теплоперенос за счет конвекции в направлении вверх со скоростью фронта тепловой волны от 7 до 14 мм/с.

Однако, в отличие от использования излучения с  $\lambda = 1.55$  мкм, уже через доли секунды (в экспериментах от 0.5 до 0.9 с) после включения излучения происходит акт взрывного кипения. В результате формируется парогазовый макропузырь (рис.9), который затем в течение  $\sim 1$  мс схлопывается с образованием расширяющегося облака парогазовых микропузырей.

Далее после акта взрывного кипения на поверхности световода начинается мелкопузырьковое кипение, при котором в месте выхода излучения по периметру формируются многочисленные пульсирующие пузыри с резкими границами (рис.10). Вблизи этих пузырей формируются тепловые потоки, направленные вверх (преимущественно) и в стороны. В процессе кипения часть пузырьков отрывается от световода, а часть по достижении размера

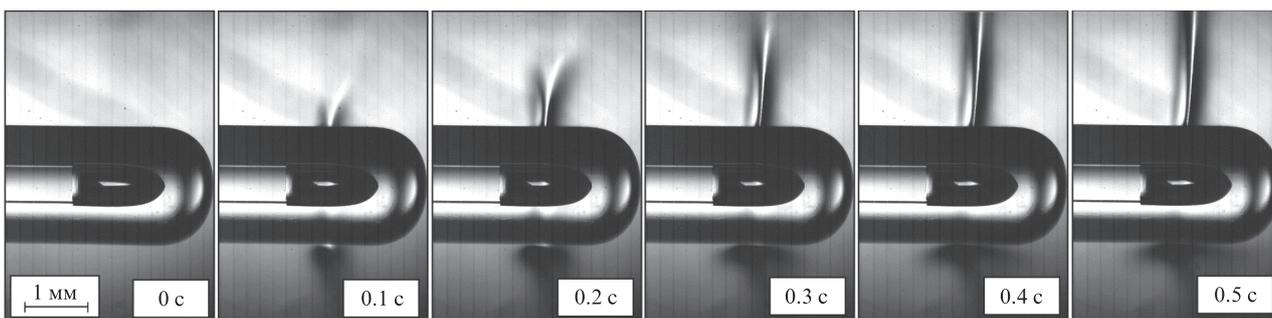


Рис.7. Динамика нагрева воды лазерным излучением с  $\lambda = 1.55$  мкм и  $P = 15$  Вт через радиальный световод. Съемка осуществлялась перпендикулярно оси световода (в профиль).



Рис.8. Динамика нагрева воды через радиальный световод лазерным излучением с  $\lambda = 1.94$  мкм и  $P = 5$  Вт перед началом взрывного кипения (верхний ряд – вид в профиль, нижний – вид анфас).

около 0.5 мм схлопывается, выбрасывая нагретые «протуберанцы». Таким образом, большую часть времени преобладает мелкопузырьковое кипение, которое формирует тепловые потоки, направленные в основном вверх, с периодически происходящими актами взрывного кипения, при этом часть тепловых потоков направлена и вниз.

В этом эксперименте дополнительно осуществлялась регистрация звука с помощью погруженного в воду широкополосного гидрофона. На рис.11 показаны участок акустического сигнала, соответствующий моменту первого взрывного кипения, и его спектр. На записи сигнала выделяется всплеск, затухающий за время  $\sim 2$  мс; перед ним можно наблюдать цепочку коротких импульсов, максимальные амплитуды которых постепенно возрастают

со временем. На широкополосном спектре выделяются пики в областях  $2 \times 10^3$ ,  $2 \times 10^4$  и  $3 \times 10^5$  Гц.

#### 4. Обсуждение результатов

Эксперименты показали, что динамика нагрева воды, осуществляемого непрерывным лазерным воздействием, в значительной степени определяется как видом используемых световодов (торцевой или радиальный), так и длинами волн излучения ( $\lambda = 1.55$  и  $1.94$  мкм). Первое обстоятельство, очевидно, связано с различной геометрией выхода лазерного излучения в воду, второе – с различием в коэффициентах поглощения. Толщина слоя, в котором излучение поглощается в крови при ЭВЛК определяется

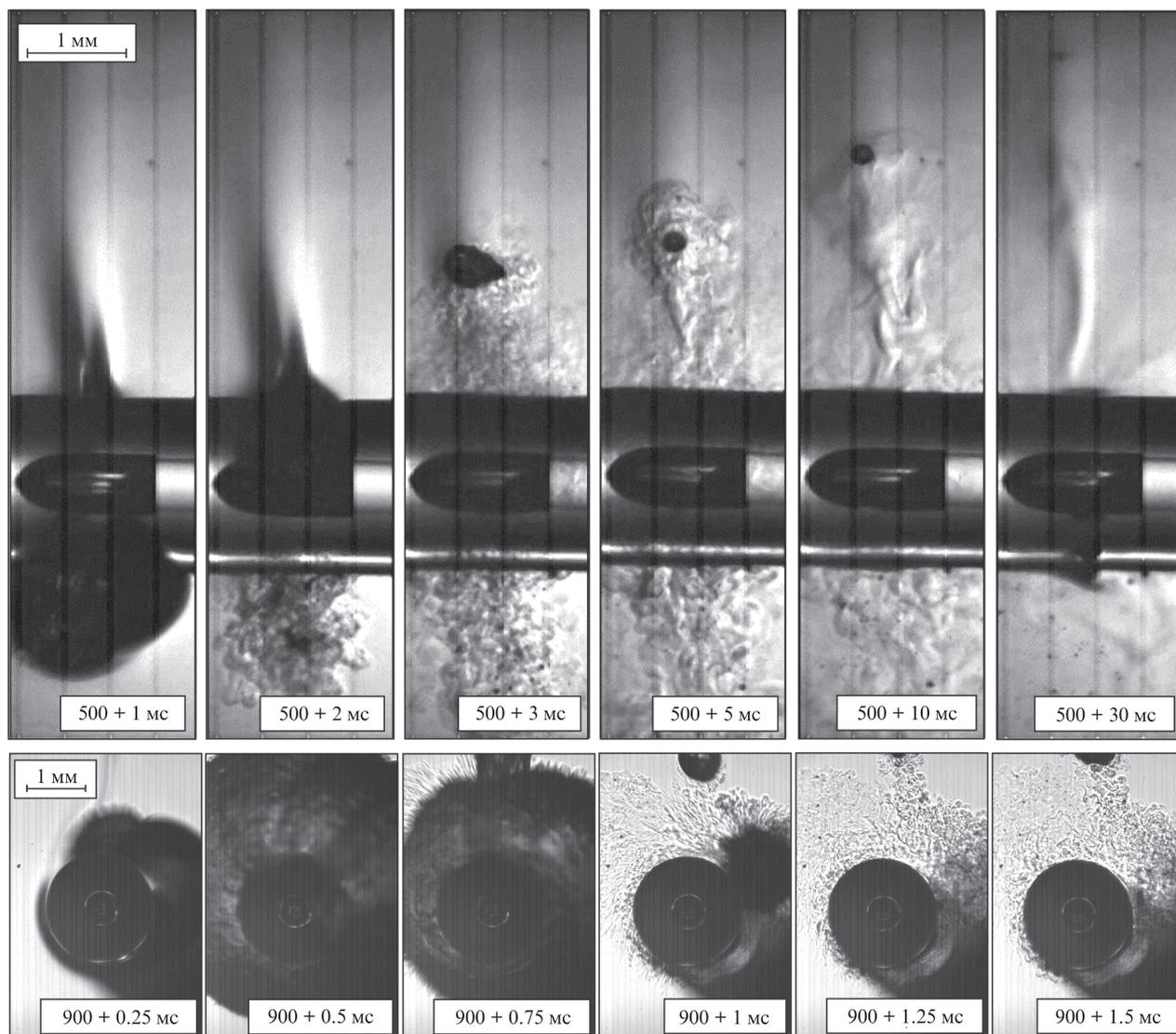


Рис.9. Динамика нагрева воды через радиальный световод лазерным излучением с  $\lambda = 1.94$  мкм и  $P = 5$  Вт. Акт взрывного кипения (верхний ряд – вид в профиль, нижний – вид анфас).

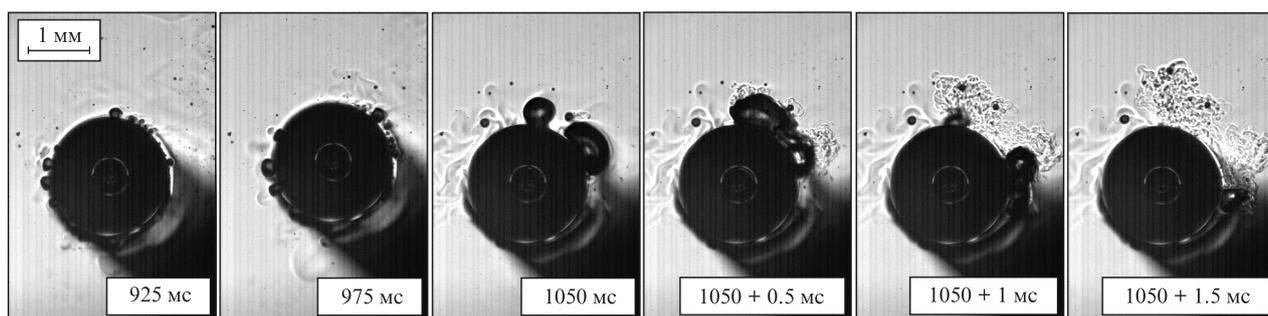


Рис.10. Динамика нагрева воды через радиальный световод лазерным излучением с  $\lambda = 1.94$  мкм и  $P = 5$  Вт. Мелкопузырьковое кипение между актами взрывного кипения (вид анфас).

коэффициентом эффективного ослабления  $\mu_{\text{эф}}$ , учитывающим, кроме поглощения, рассеяние излучения. На рис.12 представлены спектральные зависимости коэффициентов поглощения  $\mu_a$  для воды и крови и эффективного ослабления  $\mu_{\text{эф}}$  для крови [11].

Характерные толщины слоев воды и крови, в которых поглощается излучение с длинами волн  $\lambda = 1.55$  и  $1.94$  мкм, могут быть определены как  $d = \mu_a^{-1}$  и  $\mu_{\text{эф}}^{-1}$  соответственно. Для воды при  $\lambda = 1.55$  мкм  $\mu_a \approx 1$  мм $^{-1}$  и  $d \approx 1$  мм, а при

$\lambda = 1.94$  мкм  $\mu_a \approx 13$  мм $^{-1}$  и  $d \approx 0.08$  мм. Для крови при  $\lambda = 1.55$  мкм  $\mu_{\text{эф}} \approx 3$  мм $^{-1}$ ,  $d \approx 0.3$  мм, а при  $\lambda = 1.94$  мкм  $\mu_{\text{эф}} \approx 28$  мм $^{-1}$ ,  $d \approx 0.036$  мм.

Поскольку поглощение в крови определяется в основном водой (рис.12), то до момента начала коагуляции органических компонентов крови лазериндуцированные процессы при ЭВЛК могут быть промоделированы процессами в воде. Необходимо отметить, что приведенные выше оценки справедливы в случае отсутствия эффекта

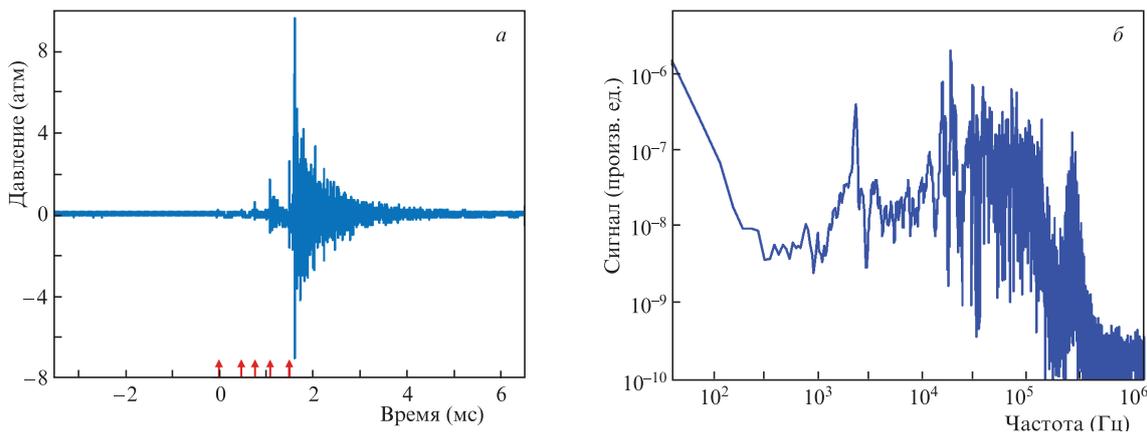


Рис.11. Акустический сигнал (а) и его спектр (б) во время первого акта взрывного кипения воды (радиальный световод,  $\lambda = 1.94$  мкм,  $P = 5$  Вт). Стрелками отмечены акустические импульсы, предшествующие основному всплеску.

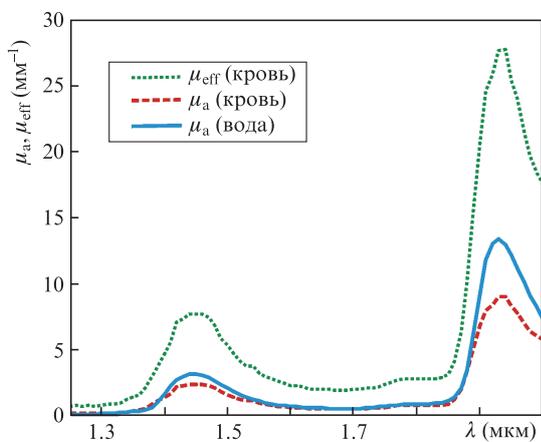


Рис.12. Спектральные зависимости коэффициентов поглощения  $\mu_a$  и эффективного ослабления  $\mu_{eff}$  в эмульсии эритроцитов (модель крови с гематокритом  $Hct = 33.2\%$ ), а также коэффициента поглощения  $\mu_a$  в воде.

Моисея [12], когда из-за сверхинтенсивного кипения в месте выхода излучения образуется парогазовый пузырь, содержимое которого практически не поглощает лазерное излучение.

Анализ теневых фотографий показывает, что при использовании световода с торцевым выводом излучения и  $\lambda = 1.55$  мкм (см. рис.2–4) теплоперенос на начальном этапе определяется исключительно конвекцией. Мы полагаем, что наблюдаемая на кадрах явная асимметрия, когда первоначально градиентная структура формируется вблизи нижней части световода, связана с возникновением естественной конвекции только в верхней части нагретой области. В нижней части нагретая, а значит менее плотная среда граничит с более плотной, поэтому здесь естественные конвективные течения не возникают.

Известно, что конвективные движения превалируют над другими процессами передачи тепла, если эффекты плавучести, обусловленные уменьшением плотности воды из-за нагрева, доминируют над вязким трением и теплопроводностью. Эти эффекты определяются силой Архимеда, действующей на объем воды с характерным размером  $L$ :  $F_A = \beta \Delta T \rho L^3 g$ , где  $\beta$  – температурный коэффициент объемного расширения;  $\Delta T$  – скачок температуры;  $\rho$  – плотность воды;  $g$  – ускорение свободного падения. Скорость конвекции  $V$  можно оценить, приравняв силу

Архимеда силе вязкого трения Стокса  $\rho \nu L V$ , где  $\nu$  – кинематическая вязкость:

$$V = \beta \Delta T L^2 g / \nu. \tag{1}$$

Для интенсивной конвекции необходимо, чтобы характерное время всплытия, оцениваемое как  $L/V$ , было много меньше характерного времени выравнивания температур, определяемого как  $L^2/\alpha$ , где  $\alpha$  – температуропроводность воды, т.е. чтобы число Рэлея

$$Ra = \frac{\beta \Delta T L^3 g}{\nu \alpha} \gg 1. \tag{2}$$

Подставив в (2) табличные значения для воды:  $\beta = 2 \times 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ ,  $\nu = 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ ,  $\alpha = 1.4 \times 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$ , получим, что для характерного размера объема воды при  $\lambda = 1.55$  мкм  $L = d = 1$  мм даже в случае очень небольшого скачка температуры ( $\Delta T = 1$  К) в воде будет происходить интенсивная конвекция ( $Ra \approx 11$ ).

Зная скорость конвективного переноса, можно оценить характерные значения среднего температурного нагрева вблизи торца световода. Из (1) следует, что для  $V = 16$  мм/с (рис.2,  $\lambda = 1.55$  мкм,  $P = 5$  Вт) скачок температуры в нагретом объеме  $L^3 = 1 \text{ мм}^3$  должен быть  $\sim 11$  К, а для  $V = 20$  мм/с (рис.3,  $\lambda = 1.55$  мкм,  $P = 12$  Вт)  $\Delta T \approx 14$  К.

Отметим, что полученные оценки  $\Delta T$  характеризуют средние значения, а максимальные температуры, как хорошо известно, возникают вблизи торца световода. Об этом, согласно (2), свидетельствует и вид профилей теплового фронта на рис.2–4. Эксперименты показали, что в этих областях может происходить существенный перегрев воды, сопровождающийся ее взрывным кипением с образованием и схлопыванием парогазового (газ, ранее растворенный в воде) макропузыря, максимальный диаметр которого при  $\lambda = 1.55$  мкм и  $P = 12$  Вт составляет около 5 мм (см. рис.3). Макропузырь схлопывается за время  $\sim 250$  мкс, после чего образуются направленные от торца двухфазные струи, в которых наблюдается большое количество микропузырьков.

Мы полагаем, что возникновение после коллапса макропузыря (рис.3) долгоживущего пузыря связано с известным эффектом миграции пузырьков в сторону более нагретой области. Этот эффект объясняется возникновением в неоднородно нагретой области конвекции Маран-

гони, возникающей из-за температурной зависимости коэффициента поверхностного натяжения воды [13, 14]. При использовании недистиллированной воды мигрирующие к торцу световода микропузырьки активно захватывают из воды различные включения и переносят их на торец световода [14].

Проведенные исследования показали, что при переходе к излучению с  $\lambda = 1.94$  мкм (рис. 5 и 6) картина теплопереноса меняется: наблюдаемые на начальных этапах нагрева для  $\lambda = 1.55$  мкм яркие картины конвективного теплопереноса отсутствуют, а взрывное кипение происходит при значительно меньших мощностях. Эти изменения можно объяснить существенно более сильным поглощением лазерного излучения в воде, которое приводит к нагреванию очень тонкого ( $d \approx 80$  мкм) слоя вблизи торца волокна. В этом случае скорость конвективного течения будет существенно меньше из-за близости твердой поверхности, а перегрев произойдет быстрее и при меньших мощностях. Отметим, что при более высоких мощностях излучения с сильным поглощением вблизи торца световода образуется вытянутый пульсирующий парогазовый макропузырь, у дистального конца которого формируется двухфазная струя, состоящая из нагретой воды и парогазовых микропузырей [15].

Замена световода с торцевым выводом излучения на радиальный (рис. 7–10), как и следовало ожидать, значительно изменяет картину теплопереноса. Вокруг волокна в месте выхода лазерного излучения формируется кольцеобразная нагретая область и возникает направленная вверх конвекция (рис. 7, 8). Таким образом, сила тяжести препятствует симметричной относительно оси световода передаче тепла, что противоречит предположениям, закладываемым при математическом моделировании, например в [7].

Из-за существенно большей, чем для торцевого световода, поверхности в месте выхода излучения в воду плотность мощности излучения при том же значении  $P$  ниже. Соответственно возрастают пороги по мощности развития одних и тех же гидродинамических процессов. Так, для  $\lambda = 1.55$  мкм в случае радиального световода во всем диапазоне исследованных мощностей (до 15 Вт) актов взрывного кипения зарегистрировано не было, а для  $\lambda = 1.94$  мкм они происходили при более высоких мощностях (см. рис. 9). Анализ взрывного кипения вблизи радиального световода по кадрам скоростной съемки (фрагмент на рис. 9) показал, что за время от одной до нескольких миллисекунд происходит цепочка «взрывов», которая начинается чаще всего около нижней части световода. Это наблюдение подтверждают и результаты, полученные при регистрации акустического сигнала. Из рис. 11, а видно, что перед основным всплеском наблюдается целая цепочка коротких импульсных сигналов, среди которых очевидно, нет переотражений, поскольку их максимальные амплитуды со временем постепенно возрастают. Эти сигналы совместно с основным всплеском формируют широкополосный спектр акустического сигнала (рис. 11, б).

Мы полагаем, что полученные в воде результаты качественно моделируют процессы, происходящие при использовании торцевых и радиальных световодов в клинике при эндовенозной лазерной коагуляции до начала коагуляции органических компонентов крови.

## 5. Заключение

Проведено экспериментальное моделирование лазероиндуцированных гидродинамических процессов, происходящих в крови при ЭВЛК. Исследование проводилось в водной среде с использованием скоростной видеосъемки с регистрацией процесса нагрева теньевым оптическим методом.

Показано, что в случае сильно поглощающихся в воде лазерных излучений основную роль в процессе теплопереноса играют конвекция и кипение. При этом кипение может быть мелкопузырьковым или взрывным и может сопровождаться образованием двухфазных струй. Этот факт показывает несостоятельность математических моделей, рассматривающих теплоперенос за счет теплопроводности.

Показано, что эффективный теплоперенос при использовании излучения с  $\lambda = 1.94$  мкм начинается при существенно меньших уровнях мощности по сравнению с излучением с  $\lambda = 1.55$  мкм. Это обстоятельство указывает на возможность уменьшения мощности излучения, обеспечивающей требуемую эффективность ЭВЛК.

Установлено, что теплоперенос резко ассиметричен и направлен в основном вверх-вперед (при выводе через торец) или вверх (при выводе через радиальный световод). Таким образом, равномерность теплового повреждения стенки вены при ЭВЛК может достигаться только в случае, когда под действием тумесцентной анестезии вена обжимается и осуществляется контакт ее стенки с поверхностью радиального световода.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения Государственного задания ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН в части развития лазерных технологий и проекта РФФИ (№ 18-29-06056) в части исследования процесса взрывного кипения.

1. Соколов А.Л. и др. *Лазерная облитерация вен для практических врачей* (М.: ИД «Медпрактика-М», 2011).
2. Крочек И.В. и др. *УЗИ-контролируемая внутрисосудистая лазерная облитерация кист. Учебное пособие* (Челябинск: Титул, 2016).
3. Mordon S.R., Wassmer B., Zemmouri J. *Lasers in Surgery and Medicine*, **39**, 256 (2007).
4. Ignatieva N.Yu. et al. *Lasers Med. Sci.* DOI: 10.1007/s10103-017-2214-x.
5. Poluektova A.A. et al. *Lasers Med. Sci.*, **29**, 441 (2014). DOI: 10.1007/s10103-013-1450-y.
6. Artemov S.A. et al. *Lasers Med. Sci.* (2019). DOI: 10.1007/s10103-019-02874-6.
7. Artemov S.A. et al. *Proc. Conf. «Advanced Laser Technologies»* (Prague, 2019, B-O-10).
8. Disselhoff B.C. et al. *Phlebology*, **23**, 69 (2008). DOI: 10.1258/phleb.2007.007038.
9. Чудновский В.М. и др. *Квантовая электроника*, **47** (4), 361 (2017) [*Quantum Electron.*, **47** (4), 361 (2017)].
10. Chudnovskii V. et al. *Lasers Med. Sci.*, **33** (8), 1821 (2018). DOI: 10.1007/s10103-018-2552-3.
11. Марченко А.А. и др. *Лазерная медицина*, **23** (2), 44 (2019).
12. Elhilali M.M. et al. *J. Endourology*, **31** (6), 598 (2017).
13. Ortega-Mendoza J.G. et al. *Opt. Express*, **26** (6), 6653 (2018).
14. Yusupov V.I., Tsygina S.I., Bagratashvili V.N. *Laser Phys. Lett.*, **11** (11), 116001 (2014).
15. Минаев В.П. и др. *Квантовая электроника*, **49** (4), 404 (2019) [*Quantum Electron.*, **49** (4), 404 (2019)].