

# Временная структура электрического сигнала, возникающего при взаимодействии излучения НФ-лазера с донной поверхностью столба воды

С.Н.Андреев, С.Ю.Казанцев, И.Г.Кононов, П.П.Пашинин, К.Н.Фирсов

*Исследована генерация электрического сигнала (ЭС) при взаимодействии импульса излучения НФ-лазера с нижней поверхностью водного столба, находящегося в кювете с прозрачным для излучения дном, в то время как верхняя поверхность водного столба остается свободной. Обнаружена выраженная двухпиковая временная структура ЭС с интервалом между пиками  $\tau$ , линейно зависящим от энергии лазерного излучения. Величина  $\tau$  (до 1.3 мс) более чем на порядок превышает время, в течение которого давление в паровой полости, образующейся в результате объемного взрывного вскипания воды в облучаемой зоне, больше атмосферного. Установлено, что второй пик возникает при захлопывании паровой полости. Построена математическая модель движения водного столба над паровой полостью с учетом временной эволюции давления в ней. Показано, что большое время существования паровой полости после снижения давления пара до атмосферного обусловлено инерцией движения водного столба, приобретающего скорость на начальной стадии расширения полости. Получено хорошее согласие рассчитанного полного времени движения водного столба с экспериментально измеренным временным интервалом между пиками ЭС.*

**Ключевые слова:** нецепной НФ-лазер, вода, разделение зарядов, объемное взрывное вскипание, паровая полость.

## 1. Введение

Эффект генерации электрического сигнала (ЭС) при воздействии ИК лазерного излучения с плотностью потока ниже порога плазмообразования на поверхность воды был обнаружен в [1]. В этих экспериментах кювета с водой помещалась между обкладками незаряженного конденсатора. При облучении поверхности воды импульсом излучения YSGG: Cr<sup>3+</sup>: Yb<sup>3+</sup>: Ho<sup>3+</sup>-лазера с длиной волны  $\lambda = 2.92$  мкм (энергия в импульсе  $\sim 10$  мДж при длительности по полувысоте  $\sim 150$  нс) на обкладках конденсатора регистрировалась разность потенциалов с амплитудой до 10 мВ. Для интерпретации обнаруженного эффекта авторы работы [1] предположили, что ЭС генерируется вследствие роста степени диссоциации воды в сильно перегретом тонком ( $\sim 1$  мкм) поверхностном слое и разделения зарядов в нем из-за разных скоростей диффузии ионов H<sup>+</sup> и OH<sup>-</sup>. На основе этого предположения в [2] была построена математическая модель разделения зарядов для случая, когда лазерный импульс воздействует на водную поверхность, закрытую прозрачной для излучения пластиной («зажатая» поверхность воды). В модели учитывался процесс взрывного вскипания воды с образованием паровой полости, противоположные границы которой из-за диффузионного разделения зарядов в процессе нагрева оказываются разноименно заряженными.

Из расчетов [2] следует, что именно разность потенциалов на границах паровой полости должна вносить

определяющий вклад в регистрируемый ЭС. В [3, 4] эффект генерации ЭС исследовался с применением значительно более мощных, чем в [1], импульсных ИК лазеров – нецепного электроразрядного химического НФ-лазера и СО<sub>2</sub>-лазера с накачкой объемным поперечным разрядом. Были зарегистрированы ЭС с амплитудой более 15 В при взаимодействии лазерного излучения как с открытой (свободной), так и закрытой прозрачной в ИК области спектра пластиной поверхностью воды. Проведенные исследования позволили установить однозначную связь наблюдаемого явления с процессом объемного взрывного вскипания воды и на качественном уровне дать его интерпретацию.

Было замечено, что в экспериментах с закрытой поверхностью [3, 4] на параметры генерируемого ЭС влияют многие факторы, в частности усилие, с которым к кювете с водой прижимается окно из плавленого кварца, служащее для ввода лазерного излучения. Это указывало на возможность наложения на ЭС, генерируемый непосредственно в воде, сигналов, вызванных, например, проявлением стрикционных эффектов в диэлектрических элементах конструкции кюветы (например, в диэлектрических шпильках, стягивающих кювету), скачки давления в которой достигают 150 атм [5]. С целью устранения указанных нежелательных помех в настоящей работе эффект генерации ЭС при взаимодействии излучения нецепного НФ-лазера с закрытой поверхностью воды исследуется в условиях, когда поверхность водного столба, противоположная облучаемой лазером, остается свободной.

## 2. Экспериментальная установка и методика экспериментов

Исследовалась дистиллированная вода, имевшая удельное сопротивление  $\rho \approx 10$  МОм·см при температуре 20°С. Схема эксперимента приведена на рис.1,а.

С.Н.Андреев, С.Ю.Казанцев, И.Г.Кононов, П.П.Пашинин, К.Н.Фирсов. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38; e-mail: kazan@kapella.gpi.ru

Поступила в редакцию 29 июля 2008 г., после доработки – 15 сентября 2008 г.

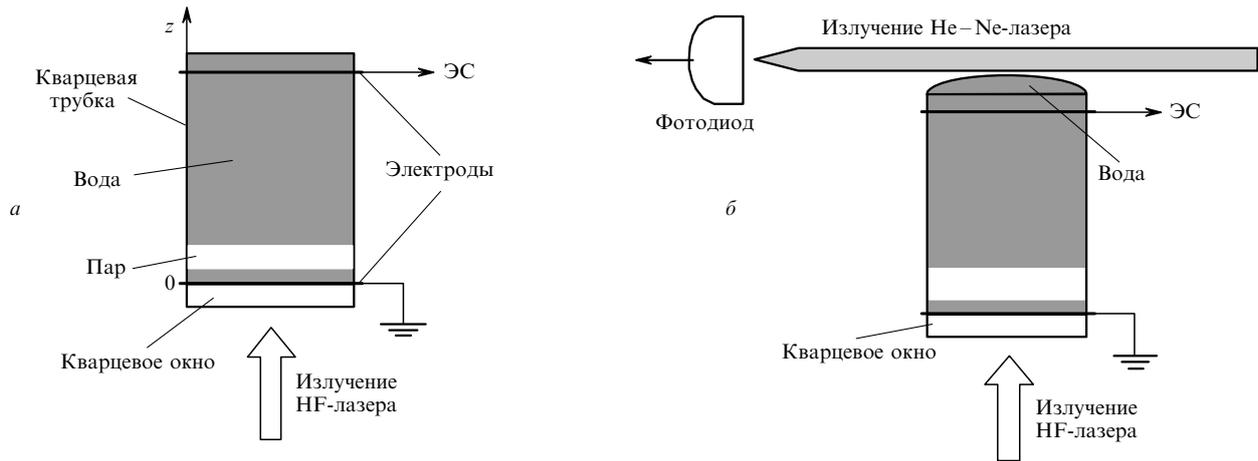


Рис.1. Схема эксперимента (а) и схема контроля перемещения свободной поверхности воды (б).

Кювета для воды представляла собой вертикально ориентированный отрезок трубки из плавленого кварца с внутренним диаметром 35 мм и длиной  $l = 30 - 80$  мм, к нижнему торцу которого было приварено окно из плавленого кварца марки КИ толщиной 9 мм. Высота водного столба  $d$  варьировалась в пределах 10–80 мм. Излучение нецепного электроразрядного HF-лазера вводилось в кювету снизу (условия облучения закрытой поверхности [5]), верхняя граница водного столба, в отличие от условий экспериментов [3, 4], оставалась свободной. Распределение плотности энергии излучения лазера  $W$  по радиусу пятна фокусировки  $r$  на поверхности исследуемого объекта с хорошей точностью аппроксимировалось гауссовой зависимостью  $W(r) = W_0 \exp(-r^2 \times a^{-2})$  с параметром  $a = 8.5$  мм. Длительность лазерного импульса по полувысоте  $\tau_p$  и максимальная энергия излучения  $E$  на поверхности воды за кварцевым окном составляли соответственно 140 нс и 1.3 Дж. Спектральной селекции излучения HF-лазера не проводилось. ЭС снимался с кольцевых электродов шириной 3 мм, огибающих кварцевую трубку по линии ее сварки с окном внизу и по верхнему краю, и, как и в работе [3], подавался на осциллограф через повторитель напряжения.

В ряде экспериментов контролировалось перемещение свободной поверхности воды, вызываемое лазерным воздействием. С этой целью, как показано на рис.1,б, над кюветой пропускался тонкий пучок (диаметром  $\sim 1$  мм) He–Ne-лазера таким образом, чтобы его край касался поверхности выпуклого водного мениска. Подъем свободной поверхности под действием лазерного импульса приводит к частичному перекрытию пучка He–Ne-лазера и уменьшению светового сигнала, регистрируемого фотодиодом. Предварительно были также зарегистрированы временные профили и измерены амплитуды звуковой волны, генерируемой в зоне поглощения излучения HF-лазера (излучение поглощается в тонком,  $\sim 1$  мкм, водном слое у поверхности кварцевого окна) на разных расстояниях от этой зоны в зависимости от энергии лазерного импульса. Методика подобных измерений подробно описана в работе [5].

### 3. Результаты экспериментов и их обсуждение

На рис.2 приведены осциллограммы ЭС, полученные при использовании кюветы длиной  $l = 30$  мм при высоте

водного столба  $d = 30$  мм и разных энергиях излучения лазера  $E$ . Видно, что ЭС имеет сложную структуру, в которой отчетливо выделяются два пика. В настоящей работе основное внимание уделялось изучению природы второго пика ЭС. Анализ процессов, приводящих к появ-

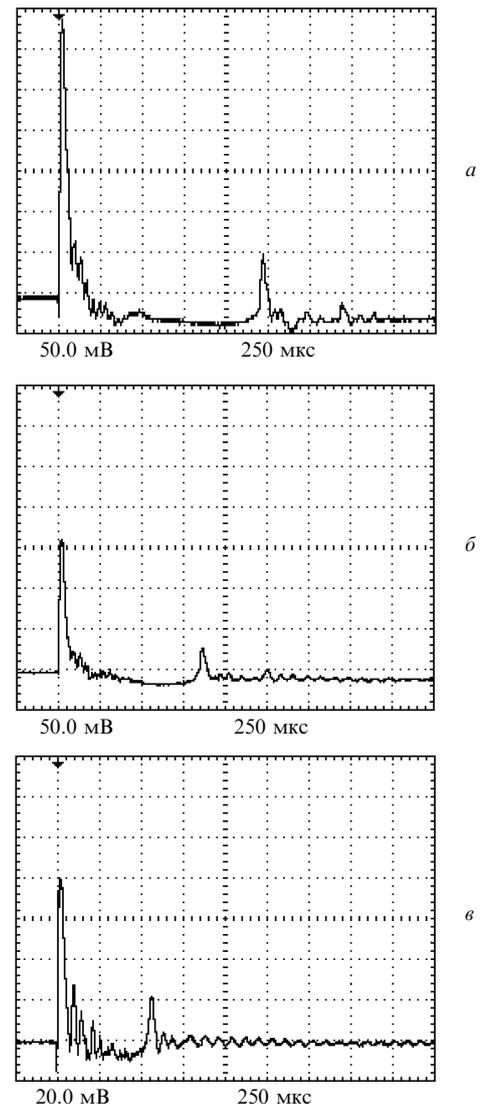


Рис.2. Осциллограммы ЭС при  $l = d = 30$  мм,  $E = 1.3$  (а), 1.0 (б) и 0.75 Дж (в).

лению высокочастотных колебаний на огибающей ЭС, а также процессов, определяющих временную структуру первого пика, будет предметом нашей следующей публикации.

Обращает на себя внимание (рис.2) то, что второй пик ЭС генерируется с большой временной задержкой  $\tau$  по отношению к лазерному импульсу, увеличивающейся с ростом энергии излучения. При максимальной в настоящих экспериментах энергии излучения  $E = 1.3$  Дж значение  $\tau$  достигает 1.2 мс. Это, как будет показано в рассматриваемой ниже модели, во много раз превышает время, в течение которого давление в паровой полости, образующейся при объемном взрывном вскипании воды в облученной зоне, превышает атмосферное.

На рис.3 показаны зависимости амплитуды  $A$  первого пика ЭС и временного интервала  $\tau$  между пиками от энергии  $E$  при  $l = d = 30$  мм. Видно, что зависимость  $\tau$  от  $E$  описывается линейной функцией, а минимальная энергия  $E_{\min} \approx 0.23$  Дж, при которой ЭС еще удается зарегистрировать, как и в [3], близка к порогу объемного взрывного вскипания воды, измеренному в тех же условиях фокусировки излучения на поверхность. Из рис.2 и 3 также следует, что изменение условий эксперимента (облучение закрытой поверхности воды) по сравнению с [3] привело не только к появлению второго пика ЭС, но и к изменению знака сигнала (первый пик) и уменьшению его амплитуды почти на порядок при одинаковых значениях  $E$  и тех же размерах пятна фокусировки.

Естественно связать отмеченные особенности регистрируемого в настоящей работе ЭС (по сравнению с наблюдавшимися в [3, 4]) с изменением условий эксперимента, а именно с появлением свободной поверхности водного столба, противоположной облучаемой. Можно предположить, что существует определенная корреляция между перемещениями этой поверхности, сопровождающими взаимодействие лазерного излучения с водой в тонком слое вблизи окна кюветы, и генерацией ЭС. На рис.4 приведены осциллограммы сигнала, регистрируемого фотодиодом в схеме на рис.1,б, и ЭС, полученные при  $l = 50$  мм,  $d = 51$  мм (с учетом выпуклого мениска) и  $E = 1.25$  Дж. Уменьшение сигнала с фотодиода соответствует подъему поверхности, увеличение – ее опусканию (обратный ход) (рис.1,б). Из рис.4 видно, что подъем поверхности начинается после того, как на нее выходит звуковая волна, проявляющаяся в виде узкого провала на осциллограмме сигнала с фотодиода (рис.4,б). При энергии излучения  $E = 1.25$  Дж поверхность достигает своей максимальной высоты за время  $\sim 500$  мкс (относительно лазерного импульса), с уменьшением  $E$  это время так-

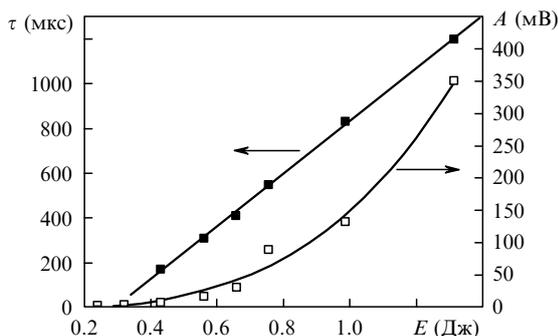


Рис.3. Зависимости амплитуды  $A$  первого пика ЭС и временного интервала  $\tau$  между пиками от энергии излучения  $E$  при  $l = d = 30$  мм.

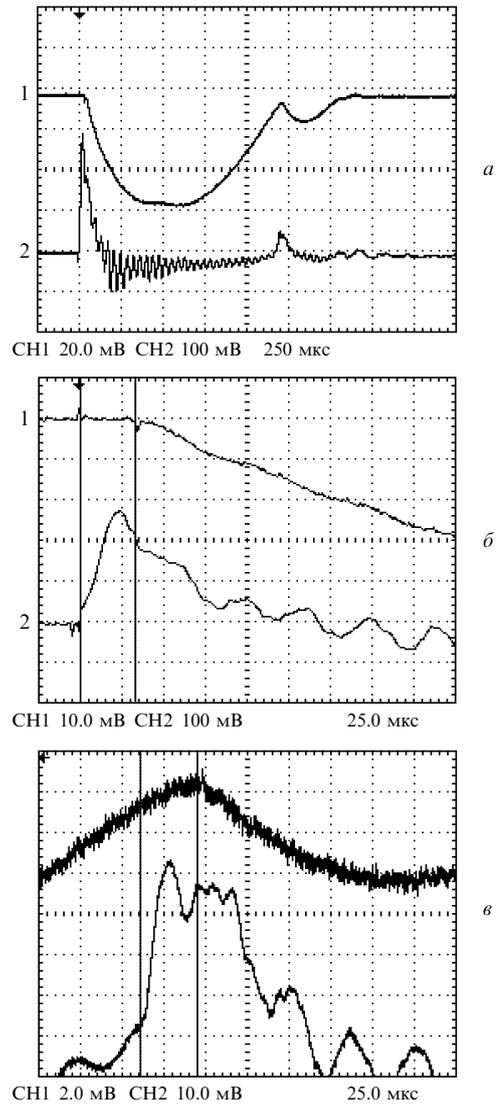


Рис.4. Осциллограммы сигнала с фотодиода (канал 1) и ЭС (канал 2): полный ЭС (а), первый (б) и второй (в) пики ЭС.

же уменьшается. В фазе обратного хода поверхности (рис.4,а) сигнал, регистрируемый фотодиодом, имеет локальные максимумы, соответствующие изменению направления движения свободной поверхности воды. С этими максимумами коррелируют резкие изменения ЭС, причем кроме ярко выраженного пика, который выше был назван вторым, из сопоставления осциллограмм сигнала с фотодиода и ЭС можно также выделить нерегулярные «броски» после второго пика, воспроизводящиеся не в каждом импульсе.

Таким образом, все регистрируемые пики ЭС, следующие за первым пиком с большими временными задержками, генерируются в фазе обратного хода свободной поверхности. Очевидно, что резкие изменения направления движения поверхности, наблюдаемые в этой фазе и коррелирующие с пиками ЭС, связаны с выходом на поверхность ударно-волновых возмущений. Из рис.4,а видно, что локальные максимумы сигнала с фотодиода достигаются с задержкой относительно начала «бросков» ЭС. Величина этой задержки,  $t_{\text{del}} \approx 34$  мкс (рис.4,в), близка к времени прохождения звуком от поверхности кварцевой пластины до свободной поверхности воды (рис.4,б). Следовательно, второй пик ЭС генерируется в процессах,

развивающихся у поверхности кварцевого окна, вероятно, при захлопывании паровой полости (противоположные границы которой, согласно [2, 3], должны быть разноименно заряжены), образовавшейся в начальной фазе объемного взрывного вскипания воды при воздействии на нее лазерного импульса. Данный результат свидетельствует о том, что время существования этой полости значительно превышает время, определяемое остыванием пара [2, 5], в течение которого давление в полости превышает атмосферное.

Рассмотрим процессы, которые могут определять большие времена существования паровой полости у поверхности кварцевого окна и приводить к генерации второго пика ЭС с большими временными задержками относительно первого пика. Движение столба воды в открытой сверху кварцевой кювете при воздействии на него импульса излучения НФ-лазера можно условно разделить по времени на три стадии.

Первая стадия – нагрев излучением НФ-лазера тонкого ( $\sim 1$  мкм) водного слоя у поверхности кварцевого окна (дна) кюветы (см. рис.1,а). В этом процессе из-за стока тепла через границу раздела кварц–вода в воде формируется температурный профиль  $T(z, t)$  с максимумом не на границе раздела, а на некотором расстоянии от нее – в глубине воды. Повышение температуры в перегретом слое сдвигает диссоциационное равновесие воды в сторону роста концентрации ионов  $H^+$  и  $OH^-$ . Наличие больших температурных градиентов в процессе импульсного лазерного нагрева воды приводит к появлению градиентов концентраций и диффузионных потоков ионов  $H^+$  и  $OH^-$ . Поскольку коэффициент диффузии ионов  $H^+$  превышает коэффициент диффузии ионов  $OH^-$  почти вдвое, в воде должно происходить первоначальное разделение зарядов: область вблизи температурного максимума оказывается обедненной ионами  $H^+$ , т. е. заряженной отрицательно, а области вблизи границы раздела и в глубине жидкости – заряженными положительно [2].

При достижении температуры предельного перегрева  $T_{th} \approx 0.9T_c = 583$  К [6], где  $T_c = 647$  К – критическая температура, в максимуме температурного профиля происходит взрывное объемное вскипание воды и образуется паровая полость, границы которой оказываются разноименно заряженными. Поскольку диэлектрическая проницаемость воды  $\epsilon_w \approx 80$  в десятки раз превышает диэлектрическую проницаемость водяного пара  $\epsilon_v \approx 1$ , то напряженность электрического поля в паровой полости более чем на порядок превышает напряженность поля в окружающей жидкости. Поэтому разность потенциалов между границами паровой полости должна вносить основной вклад в эволюцию полного ЭС [2].

Давление в паровой полости в момент ее образования равно давлению  $p_s$  насыщенного пара воды при температуре  $T_{th}$  и составляет 98 атм, т. е. примерно на два порядка больше внешнего атмосферного давления. Из-за разности давлений внутри полости и вне ее паровая полость начинает быстро расширяться, толкая при этом вверх водный столб (см. рис.1,а). Расширение паровой полости – это вторая стадия процесса, сопровождающего воздействие излучения НФ-лазера на воду. Если длительность первой стадии (начального нагрева воды) не превышает полной длительности лазерного импульса ( $\sim 300$  нс), то вторая стадия продолжается до тех пор, пока давление пара в полости превышает внешнее атмосферное давление (10–30 мкс).

Движение водного столба и паровой полости на временах, много больших 10 мкс, является третьей стадией эволюции водного слоя под действием излучения НФ-лазера. На этой стадии воду можно считать несжимаемой жидкостью, а давление пара в полости и атмосферное давление – внешними воздействиями на нижнюю и верхнюю границы водного столба в кювете. Если пренебречь трением воды о стенки кюветы и силой тяжести водного столба по сравнению с силой атмосферного давления  $p_0$ , а также считать кювету покоящейся, уравнение движения столба воды высотой  $d$  будет иметь вид

$$\rho_w d \frac{d^2 z_c}{dt^2} = p_v(t) + p_{pa}(t) - p_0, \quad (1)$$

где  $\rho_w$  – плотность воды;  $z_c$  – координата центра масс столба воды;  $p_v(t)$  – давление пара в полости;  $p_{pa}(t) = \epsilon v_s I(t)/c_p$  – фотоакустическое давление [7], обусловленное тепловым расширением тонкого слоя воды, нагреваемого лазерным импульсом с интенсивностью  $I(t)$  у дна кюветы на первой стадии процесса взаимодействия;  $\epsilon$  – коэффициент теплового расширения воды;  $v_s$  – скорость звука в воде;  $c_p$  – теплоемкость воды при постоянном давлении. В случае взрывного вскипания воды относительный вклад фотоакустического давления в ускорение водного столба незначителен, поскольку оно отлично от нуля лишь во время действия лазерного импульса. Однако, если интенсивность лазерного импульса не достаточна для взрывного вскипания воды, вклад фотоакустического давления является определяющим.

Если действия давлений  $p_{pa}(t)$  и  $p_v(t)$  можно считать кратковременными, то действие внешнего атмосферного давления является постоянным и определяет отрицательное ускорение столба жидкости в кювете за время  $\sim 100$  мкс и более. Интегрируя уравнение (1) по времени, получаем скорость столба жидкости:

$$v(t) = v_0 - \frac{p_0}{\rho_w d} t, \quad v_0 = \frac{1}{\rho_w d} \int_0^{t_0} [p_v(t) + p_{pa}(t) - p_0] dt, \quad (2)$$

где  $t_0$  – время существования избыточного давления в паровой полости. Таким образом, движение столба жидкости является равноускоренным с ускорением  $a = -p_0 \times (\rho_w d)^{-1}$  и начальной скоростью  $v_0$ .

Полное время равноускоренного движения столба жидкости, определяемое формулой

$$t_{max} = -2 \frac{v_0}{a} = \frac{2}{p_0} \int_0^{t_0} [p_{pa}(t) + p_v(t) - p_0] dt, \quad (3)$$

не зависит от высоты столба жидкости  $d$ . Таким образом, спустя время  $t_{max}$  после лазерного воздействия паровая полость захлопывается. Момент захлопывания полости, поверхности которой, как указывалось выше, заряжены, должен отражаться на ЭС, что, вероятно, и наблюдается в эксперименте в виде второго пика ЭС (т. е.  $t_{max} = \tau$  на рис.3).

Для определения  $t_{max}$  необходимо рассчитать эволюцию температурного профиля в жидкости, а также динамику давления в паровой полости при облучении воды импульсом НФ-лазера.

Математическая модель взаимодействия водного слоя в кювете с лазерным излучением (для закрытой поверхности) на стадиях начального нагрева и расширения па-

ровой полости подробно описана в работе [2] для длины волны  $\lambda = 2.92$  мкм излучения YSGG : Cr<sup>3+</sup> : Yb<sup>3+</sup> : Ho<sup>3+</sup>-лазера. Излучение HF-лазера представляет собой совокупность линий различной интенсивности в диапазоне длин волн 2.7–3.1 мкм [8], в котором коэффициент поглощения воды  $\alpha$  изменяется от 3000 до 14000 см<sup>-1</sup> [9]. Поэтому для расчета, как и в [9], нами были выбраны три самые сильные линии излучения примерно одинаковой интенсивности с длинами волн  $\lambda_i = 2.74, 2.83$  и 2.87 мкм, которым соответствовали коэффициенты поглощения воды  $\alpha_i = 3200, 8600$  и 10000 см<sup>-1</sup>. Уравнение теплопроводности для водного слоя в этом случае приобретает вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi_w \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + Q(z, t), \quad Q(t, z) = \frac{I(t)}{c_p \rho_w} \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 \alpha_i \exp(-\alpha_i z), \quad (4)$$

где  $\chi_w$  – температуропроводность воды. Интенсивность излучения HF-лазера  $I(t)$  на поверхности воды задавалась выражением  $I(t) = I_0 \exp[-(t - 2t_L)^2/t_L^2]$  с параметром  $t_L = 78$  нс, хорошо аппроксимирующим реальную форму импульса. Интенсивность  $I_0$  связана с плотностью энергии лазерного импульса  $W$  соотношением  $I_0 = W/\tau_p$ . Значения теплофизических параметров для кварца и воды, используемые в настоящем расчете, не отличались от используемых в работе [2].

В результате численного моделирования процесса взаимодействия лазерного излучения с водой в кварцевой кювете была определена пороговая плотность энергии  $W_{th} = 0.22$  Дж/см<sup>2</sup>, при которой температура в перегретом слое жидкости достигает  $T_{th} = 583$  К и происходит взрывное вскипание воды с образованием паровой полости. На рис.5 показана эволюция давления  $p(t) = p_{pa}(t) + p_v(t) - p_0$ , действующего на водный столб в кювете, при плотности энергии лазерного импульса  $W_{th}$  на начальной стадии процесса (полная длительность импульса давления превышает 20 мкс). Первая составляющая импульса давления  $p_{pa}(t)$  (фотоакустическое давление) повторяет по форме лазерный импульс. Спустя примерно 250 нс после начала лазерного импульса (на заднем фронте импульса) происходит взрывное вскипание воды, вследствие чего давление скачком увеличивается до давления насыщенного пара при температуре  $T_{th}$ . Дальнейшее расширение и охлаждение пара в полости приводит к резкому уменьшению давления в ней, что иллюстрирует вторая составляющая импульса давления  $p_v(t)$ .

Из формулы (3) следует, что полное время движения водного столба равно удвоенной площади под кривой давления, нормированного на  $p_0$ .

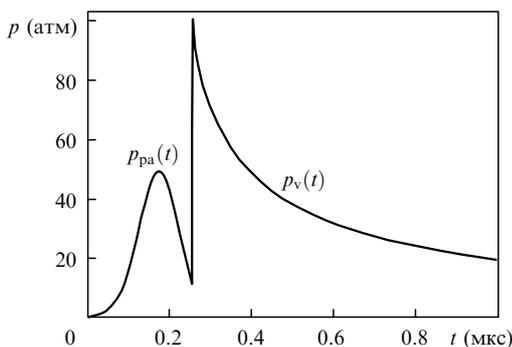


Рис.5. Давление, действующее на водный столб, в зависимости от времени при  $W_{th} = 0.22$  Дж/см<sup>2</sup>.

Зависимость полного времени движения водного столба  $t_{max}$  от плотности энергии лазерного импульса  $W$ , изменяющейся от  $W_{th}$  до  $W_c = 0.31$  Дж/см<sup>2</sup>, при которой температура воды достигает  $T_c$ , приведена на рис.6 (кривая 2). Для сравнения там же показана экспериментальная зависимость (кривая 1) временного интервала  $\tau$  между пиками ЭС от средней плотности энергии в пятне облучения  $\bar{W} = E/(\pi a^2)$ . Видно, что расчетная зависимость  $t_{max}(E)$  достаточно хорошо согласуется с полученной в эксперименте не только качественно (зависимость  $t_{max}(E)$  близка к линейной), но и количественно с учетом того, что реальное гауссово распределение энергии лазерного импульса в пятне облучения в рассматриваемой одномерной модели не могло быть учтено. Достаточно хорошее согласие результатов расчета и эксперимента позволяет предположить, что свойства воды в закритической области температур (при плотности энергии лазерного импульса  $W \geq W_c$ ) являются гладким продолжением свойств воды в докритической области, поскольку характер кривой 1 на рис.6 при  $W \geq W_c$  не меняется.

Из описанной выше модели следует, что максимальное время перемещения водного столба  $t_{max}$  и соответственно временной интервал между пиками ЭС не должны зависеть от высоты  $d$  водного столба в кювете. Однако в эксперименте такая зависимость наблюдается. На рис.7 приведены осциллограммы ЭС, полученные при длине кюветы  $l = 30$  мм, энергии излучения лазера  $E = 1.3$  Дж и разных высотах водного столба  $d$ . Видно, что с уменьшением  $d$  от 30 до 9 мм амплитуда первого пика ЭС уменьшается от 380 до 120 мВ, а второго пика – от 100 до 10 мВ, что обусловлено уменьшением емкостной связи между электродом и зоной, в которой генерируется ЭС. При этом временной интервал  $\tau$  между пиками ЭС также уменьшается, но гораздо меньше: от 1.22 до 1 мс, т. е. не более чем на 20%. Можно полагать, что наблюдаемое уменьшение  $\tau$  связано, вероятно, с неучтенными в модели факторами, такими, как, например, трение жидкости о стенки или механическими колебаниями кюветы. Необходимо также отметить, что в эксперименте площадь облучения примерно в четыре раза меньше площади дна кюветы. Это, в частности, приводит к тому, что паровая полость захлопывается не только вследствие вертикального движения столба жидкости, но и в результате «затекания» с боков. Для учета подобных процессов необходима разработка сложной двумерной модели, однако на настоящем этапе исследования эффекта генерации ЭС, по нашему мнению, более предпочтительны простые модели, дающие общие представления о его механизмах.

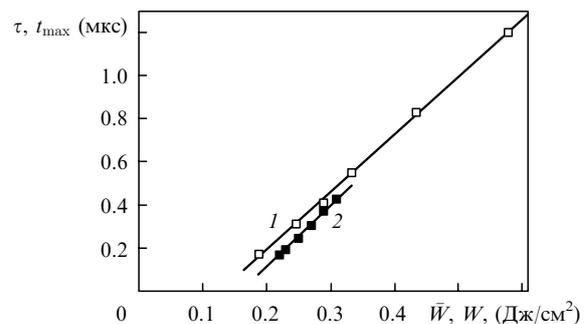


Рис.6. Зависимости временного интервала  $\tau$  между пиками ЭС от средней плотности энергии в пятне облучения  $\bar{W}$  (1) и полного времени движения водного столба  $t_{max}$  (2) от плотности энергии излучения  $W$ .

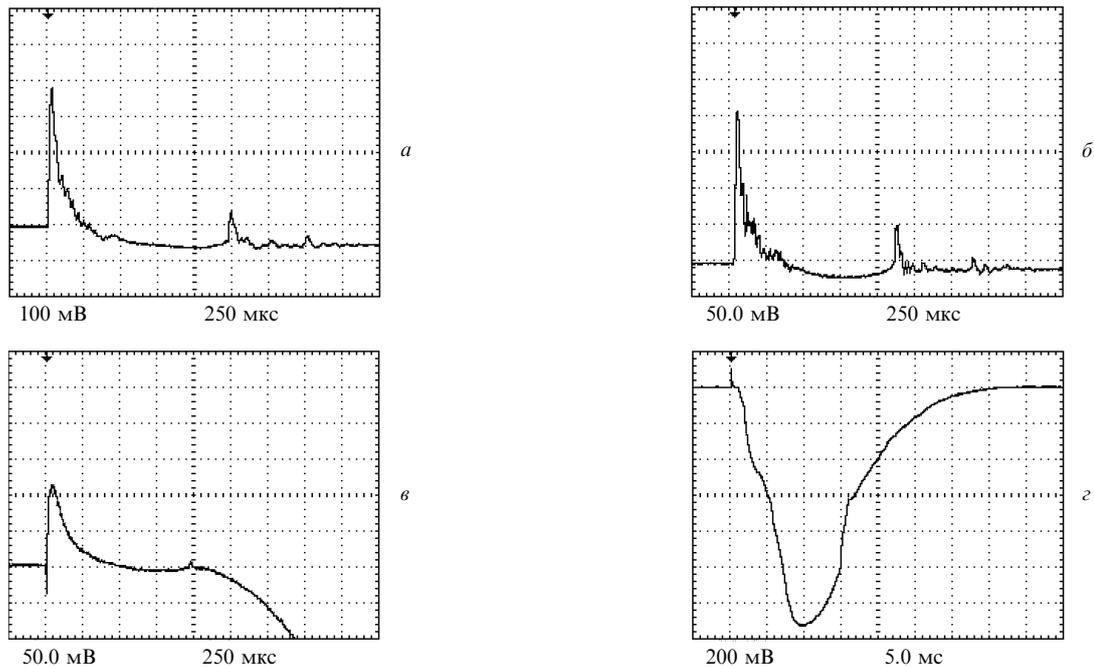


Рис.7. Осциллограммы ЭС при  $l = 30$  мм,  $E = 1.3$  Дж,  $d = 30$  (а), 24 (б) и 9 мм (в, г).

Обращает на себя внимание изменение формы ЭС с уменьшением высоты водного столба. Начиная с  $d = 15$  мм, после второго пика наблюдается быстрый рост отрицательной составляющей ЭС. При этом визуально регистрируется разбрызгивание воды в кювете. Полная форма ЭС при  $d = 9$  мм и развертке 5 мс/дел. показана на рис.7,г. Видно, что амплитуда отрицательной составляющей сигнала достигает 1.3 В. Полярность, амплитуда, длительность фронта нарастания и полная длительность этой составляющей ЭС свидетельствуют о том, что ее появление связано с формированием разлетающегося слоя заряженных капель воды (разбрызгиванием) [3,4], образующегося, очевидно, в результате развития откольных процессов на свободной поверхности воды при выходе на нее ударно-волнового возмущения.

В [10, 11] теоретически и экспериментально исследовались процессы формирования откольных слоев в воде при ударно-волновых возмущениях с амплитудами и длительностями, близкими, как показали проведенные нами измерения с использованием пьезоэлектрического датчика давления [3–5], к реализующимся в условиях настоящего эксперимента. Авторами указанных работ были рассчитаны времена формирования откольных слоев, коррелирующие с наблюдаемыми в настоящей работе временными задержками между моментом воздействия на воду лазерного импульса, сопровождающегося скачком давления, и началом роста отрицательной составляющей ЭС.

Необходимо также отметить, что в [12] использовался метод измерения ЭС, возникающего при электрическом взрыве проводников в воде, для диагностики формирования откола свободной поверхности воды. Отсутствие проявлений в ЭС последствий формирования откольных слоев в настоящем эксперименте при высоте водного столба  $d > 15$  мм связано, по-видимому, со значительным ослаблением ударно-волнового возмущения, формирующегося при взрывном вскипании воды вблизи дна кюветы, к моменту его выхода на свободную поверхность водного столба.

#### 4. Заключение

В настоящей работе исследован процесс генерации ЭС при взаимодействии импульса излучения НФ-лазера с нижней поверхностью водного столба, помещенного в кювету с прозрачным для излучения дном. Верхняя поверхность водного столба при этом оставалась свободной. Обнаружено, что в таких условиях облучения ЭС имеет выраженную двухпиковую структуру, а временной интервал  $\tau$  между пиками линейно зависит от энергии облучения и более чем на порядок превышает время, в течение которого давление в паровой полости, образующейся при объемном взрывном вскипании воды в облучаемом тонком слое, больше атмосферного. Установлено, что второй пик ЭС генерируется при захлопывании паровой полости. Построена математическая модель движения водного столба над паровой полостью с учетом временной эволюции давления в ней. Показано, что расчетное полное время перемещения водного столба  $t_{\max}$ , сопровождающего воздействие лазерного импульса на закрытую поверхность воды, близко к временному интервалу  $\tau$  между пиками ЭС. Следовательно, большое время существования паровой полости после уменьшения давления в ней до атмосферного обусловлено инерцией движения водного столба, приобретающего скорость в начальной фазе расширения полости.

1. Ильичев Н.Н. и др. *Квантовая электроника*, **35** (10), 959 (2005).
2. Андреев С.Н., Кулевский Л.А. *Прикладная физика*, № 4, 30 (2008).
3. Andreev S.N., Il'ichev N.N., et al. *Laser Phys.*, **17** (8), 1041 (2007).
4. Andreev S.N., Il'ichev N.N., Firsov K.N., Kazantsev S.Yu., et al. *Abstr. Conf. ICONO-LAT 2007* (Minsk, 2007, L02-15, p. 40).
5. Andreev S.N., Firsov K.N., Kononov I.G., Samokhin A.A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6161**, 616104 (2006).
6. Скрипов В.П. *Метастабильная жидкость* (М.: Наука, 1972).
7. Самохин А.А. *Труды ИОФАН*, **13**, 1 (1988).
8. Башкин А.С., Игошин В.И., Ораевский А.Н., Щеглов В.А. *Химические лазеры* (М.: Наука, 1982).
9. Andreev S.N. et al. *Laser Phys.*, **17** (6), 834 (2007).
10. Давыдов М.Н., Кедринский В.К. *ЖПМТФ*, **44** (5), 72 (2003).
11. Давыдов М.Н., Кедринский В.К. *ЖПМТФ*, **49** (2), 65 (2008).
12. Стебновский С.В. *ЖПМТФ*, **30**, 126 (1989).