

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ  
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**  
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение  
высшего образования  
«Тихоокеанский государственный университет»

**А. В. Михеенко**

**ГЕНЕРАЦИЯ ЗВУКА В ЖИДКОСТИ  
ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

Монография

Хабаровск  
Издательство ТОГУ  
2017

УДК 53(07): 378 (075.8)

ББК В343

М695

Рецензенты :

Профессор кафедры физики и теоретической механики

Дальневосточного государственного университета путей сообщения, д-р физ.-мат. наук,  
проф. *В. И. Крылов.*

Доцент кафедры высшей математики

Дальневосточного государственного университета путей сообщения, канд. физ.-мат. наук  
*А. И. Ливашвили*

**Михеенко, А. В.**

М695. Генерация звука в жидкости под действием лазерного излучения: монография / А. В. Михеенко. – Хабаровск : Изд-во Тихоокеан. гос. ун-та, 2017. – 80 с.

ISBN 978-5-2276-3

В монографии изложены результаты исследования генерации звука микрочастицами, взвешенными в воде и в моторном масле под действием лазерного излучения. В работе также приводятся результаты по генерации звука при различной фокусировке непрерывного излучения в чистой и солёной воде, и генерации звука в дистиллированной воде под действием периодической последовательности импульсов лазерного излучения. Приводятся формы акустических сигналов и зависимости амплитуды сигналов от интенсивности лазерного излучения. При работе в условиях оптического пробоя, определялось изменение интенсивности лазерного излучения, прошедшего через область фокусировки лазерного пучка, и порог оптического пробоя при различных режимах работы. Издание адресовано специалистам в области оптики и акустики.

УДК 53(07): 378(075.8)

ББК В343

ISBN 978-5-2276-3

© Михеенко А. В., 2017

© Тихоокеанский государственный университет, 2017

## ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе приводятся результаты экспериментальных исследований генерации звука в жидкости под действием лазерного излучения. Имеется большое количество экспериментальных и теоретических работ, в которых изучаются эти вопросы, но, в основном рассматривались достаточно короткие (микросекундные или наносекундные) лазерные импульсы. В настоящей работе для генерации звука использовалось непрерывное излучение и периодические последовательности достаточно длительных (миллисекундных) лазерных импульсов. Одним из основных результатов настоящей работы можно считать то, что было показано снижение порога оптического пробоя в воде в режимах, которые использовались в настоящей работе, примерно на 1.5 – 2 порядка, по сравнению с теми, где использовались короткие импульсы.

Глава 1 носит обзорный характер. В ней приводятся некоторые результаты по оптической генерации акустических волн при действии различных механизмов: тепловое расширение, поверхностное испарение, взрывное вскипание и испарении, оптический пробой.

В главе 2 рассматривается генерация звука микрочастицами, взвешенными в жидкости, под действием лазерного излучения. В § 2.1 приводятся результаты исследований генерации акустических волн углеродистыми частицами, находящимися в тонком слое моторного масла, которое находится на поверхности воды. Приводятся результаты измерений амплитуды давления акустического сигнала от плотности мощности лазерного излучения, и один из типичных результатов измерения зависимости давления акустического сигнала от времени при достаточно высокой плотности мощности лазерного излучения.

В § 2.2 также приводятся результаты исследований генерации акустических волн аналогичными микрочастицами, находящимися в поверхностном слое воды под действием лазерного излучения. Приводятся формы акустических сигналов для частиц, взвешенных в воде для некоторых интенсивностях лазерного излучения. Результаты сравниваются с аналогичными, полученными для частиц, взвешенных в автомобильном масле.

В § 2.3 рассматривается модель взрывного пульсационного вскипания и испарения при поглощении лазерного излучения углеродными частицами, взвешенными в воде. Оценки по формулам в приведённой модели показывают, что в условиях рассматриваемых экспериментов, возможно взрывное пульсационное вскипание в углеродных частицах и слое воды, окружающем частицу. Это объясняет пульсирующий характер формы акустического сигнала.

В главе 3 рассматривается генерация звука в жидкости под действием непрерывного лазерного излучения.

В § 3.1 приводятся результаты исследований оптического пробоя в дистиллированной воде под действием непрерывного лазерного излучения. Было показано, что при достаточно высокой интенсивности лазерного излучения наблюдались все явления, характерные для оптического пробоя в жидкости. Был определён порог оптического пробоя. Приводится зависимость давления акустических сигналов от времени. Установлено, что эти сигналы нестабильны по форме, амплитуде, длительности и времени повторения. Приводятся результаты измерений зависимости амплитуды давления акустических сигналов от интенсивности лазерного излучения. Измерено изменение интенсивности лазерного излучения, прошедшего через область фокусировки лазерного пучка во время оптического пробоя.

В § 3.2 приводятся результаты исследований оптического пробоя под действием непрерывного лазерного излучения при фокусировке излучения в толще воды. Приводится сравнение этих результатов, с результатами полученными при фокусировке излучения на поверхности воды при одинаковых условиях. Показано, что порог пробоя в толще воды примерно в два раза выше, чем на её поверхности, а амплитуда акустических сигналов примерно в четыре раза меньше.

В § 3.3 приводятся результаты исследований оптического пробоя в солёной воде под действием непрерывного лазерного излучения. Приводится сравнение этих результатов с аналогичными, полученными в дистиллированной воде. Показано, что порог пробоя в солёной воде примерно такой же, как и в дистиллированной, но при незначительном повышении порога акустические сигналы появляются в несколько раз чаще.

В главе 4 рассмотрены результаты исследований генерации акустических волн в воде под действием периодической последовательности импульсов лазерного излучения.

В § 4.1 приводятся формы акустических сигналов при различной длительности лазерных импульсов и периодах их повторения, и определён порог оптического пробоя для этих режимов.

В § 4.2 приводятся результаты измерения изменения интенсивности лазерного излучения, прошедшего через область фокусировки лазерного пучка во время оптического пробоя при различной длительности лазерных импульсов и периодах их повторения.

В работе использовались лазерные комплексы центра коллективного пользования «Лазерные и оптические технологии» ТОГУ.

Автор выражает благодарность всем сотрудникам и преподавателям ТОГУ, помогавшем ему при выполнении данной работы.

## ГЛАВА 1

### МЕХАНИЗМЫ ГЕНЕРАЦИИ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН ПРИ ПОГЛОЩЕНИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

#### § 1.1. Возможные механизмы генерации

При воздействии мощного лазерного излучения на вещество возникает оптико-акустический эффект, который заключается в генерации звука в облучаемом образце. В зависимости от плотности энергии поглощенной в поверхностном слое жидкости возможны различные механизмы генерации акустических волн. Из этих механизмов можно выделить: тепловое расширение, электрострикцию, поверхностное испарение, взрывное вскипание, оптический пробой.

Для не слишком высоких плотностей поглощенной энергии, когда не происходит изменения агрегатного состояния вещества, основным механизмом является тепловой, при котором генерация происходит за счет термоупругих напряжений, которые обусловлены расширением нагреваемых оптическим излучением участков среды [1, 2]. С увеличением плотности энергии, выделившейся в веществе, становятся существенными нелинейные эффекты, обусловленные изменением термодинамических параметров вещества под действием лазерного излучения [1].

Если поглощенная энергия превышает энергию парообразования, то начинается испарение. В этом случае возбуждение акустических колебаний происходит в результате реакции отдачи, возникающей при испарении жидкости [3]. В случае, когда интенсивность падающего излучения достигает величины порядка 1 МВт/см., происходит взрывное вскипание и испарение жидкости, когда происходит перегрев жидкости и переход в метастабильное состояние. Этот механизм не имеет полной последовательной физико-математической модели, так как происходят сложные процессы, которые носят нелинейный характер [4, 5, 6]. Но при этом механизме достигается достаточно высокий коэффициент преобразования оптической энергии в акустическую, достигающий величины порядка  $10^{-2}$ .

Механизм оптического пробоя реализуется, когда интенсивность лазерного излучения превышает порог пробоя. При превышении некоторой пороговой интенсивности в фокальной области происходят микровзрывы и появляются полости, заполненные светящейся плазмой. Лазерное излучение поглощается в плотной плазме, сообщая дополнительную энергию полости. Под действием повышенного давления полость расширяется, излучая ударную волну. После окончания лазерного импульса и прекращения выделения энергии в плазменной полости газ остывает, свечение прекра-

щается и образуется пузырек, совершающий несколько пульсаций (см. [1, 7, 8]).

В последние годы исследования оптической генерации звука проводились достаточно интенсивно. К настоящему времени опубликовано значительное количество работ по лазерной генерации звука. Сейчас уже говорят об оптико-акустических источниках звука. [1]. Оптико-акустические источники звука имеют ряд преимуществ перед традиционными акустическими излучателями: дистанционность; возможность отсутствия непосредственного контакта со средой, в которую излучается звук; возможность легко изменять геометрические параметры оптико-акустической антенны и диапазон излучаемых частот; возможность создания источников звука, движущихся практически с произвольной дозвуковой, околосзвуковой или сверхзвуковой скоростью, для которых полностью исключено обтекание средой тела излучателя; оптическая генерация звука оказалась возможной в очень широком диапазоне частот, от весьма низких звуковых частот вплоть до гиперзвука.

## § 1.2. Тепловой механизм генерации звука

Тепловой механизм генерации звука в жидкости под действием света обусловлен тепловым расширением нагреваемых излучением объёмов среды. Этот механизм является основным при интенсивностях света, когда плотность выделившейся в веществе оптической энергии мала по сравнению с теплотой парообразования, Основные закономерности этого явления в этом случае хорошо описываются линейной теорией. (см., например, [1]). При малых плотностях энергии, выделившейся в жидкости, скорость расширения нагретой области мала по сравнению со скоростью звука, и можно пользоваться линеаризованными уравнениями гидродинамики. Кроме того, во многих случаях можно пренебречь влиянием теплопроводности на процесс генерации звука. (при этом  $L \gg \chi / c$ , где  $L$  — характерный размер нагреваемой области жидкости,  $\chi$  — коэффициент температуропроводности,  $c$  — скорость звука в жидкости) Обычно также пренебрегают затуханием звука, которое может быть всегда учтено отдельно, как это принято в акустике.

Исходной служит система уравнений гидродинамики и электромагнитного поля. Линеаризируя систему уравнений и пренебрегая эффектами вязкости и теплопроводности, можно получить неоднородное волновое уравнение оптической генерации звука [10].

$$\Delta p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = - \frac{\kappa}{C_p} \frac{\partial O}{\partial t} \quad (1.1)$$

где  $p$  — звуковое давление,  $\kappa$  — коэффициент объемного теплового расширения,  $C_p$  — удельная теплоемкость жидкости,  $c$  — скорость звука в жидкости и  $Q$  — плотность мощности тепловых источников звука, обусловленных поглощением в жидкости световой энергии, равная  $Q = \text{div } F$ , и  $F$  — плотность потока световой энергии в жидкости (вектор Пойнтинга).

Часто интерес представляет акустическая волна в зоне Фраунгофера. В этом случае достаточно знать решение вспомогательной задачи о дифракции плоской звуковой волны, а это решение известно для многих случаев.

Автором [9] был предложен метод решения краевых задач оптической генерации звука в условиях указанных выше. Например, им была решена задача о генерации монохроматического звука световой волной. В этом случае лазерный луч падает по нормали на свободную поверхность жидкости. Распределение интенсивности света в лазерном пучке считается гауссовым, а интенсивность света изменяется по гармоническому закону с частотой модуляции  $\omega$  (рис. 1.1).

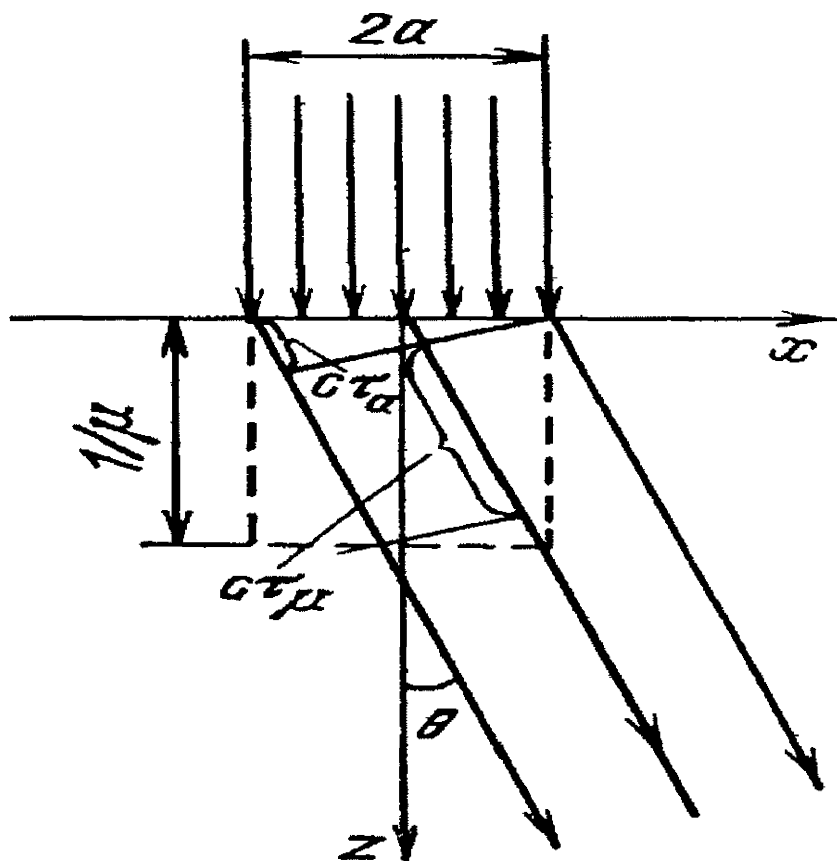


Рис. 1.1. Геометрия задачи

В этом случае в жидкости образуются тепловые источники звука, для плотности мощности которых можно написать выражение

$$Q(x, y, t) = A \mu I(x, y) \exp -\mu z (1 + m \cos \omega t), \quad (1.2)$$

где  $I(x, y)$  — распределение интенсивности света в лазерном луче, которое принимают обычно гауссовым,  $I(x, y) = I_0 \exp [-(x^2 + y^2)/\alpha^2]$ ,  $m$  — индекс модуляции,  $0 < m < 1$ ,  $\mu$  — коэффициент поглощения света в жидкости,  $A$  — коэффициент прохождения света через границу жидкости,  $\alpha$  — радиус светового пятна на поверхности жидкости.

Решение уравнения (1.1) с использованием соотношения (1.2) показывает, что амплитуда звукового давления  $p$  растет с увеличением мощности лазер  $\sim I_0 a^2$ , частоты и индекса модуляции. Направленность излучения зависит от параметров  $ka$  и  $k\mu^{-1}$ , где  $k = \omega/c$  — волновое число звука в жидкости.

На рис.1 2 приведен вид характеристик направленности оптико-акустического источника в некоторых предельных случаях.

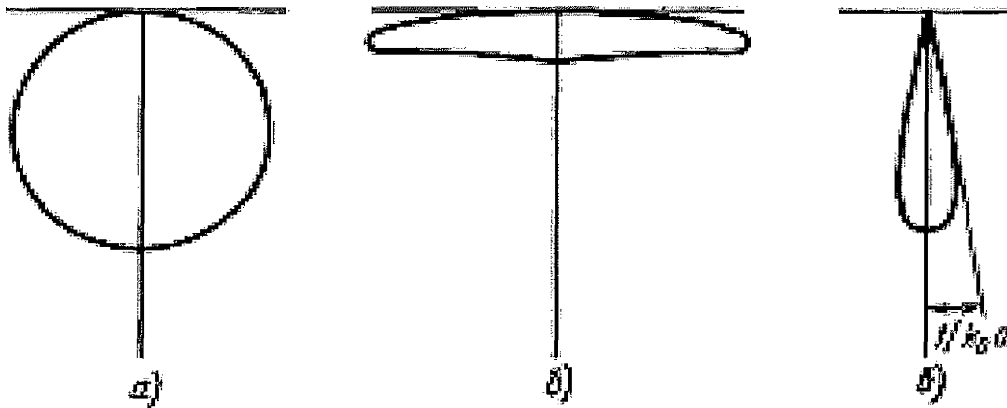


Рис. 1. 2. Вид характеристик направленности оптико-акустического источника

Если  $k\mu^{-1} < 1$ ,  $ka \ll 1$ , наблюдается дипольное излучение звука, поскольку выполнение этих условий означает, что у свободной поверхности жидкости действует монополярный источник, поле излучения которого из-за влияния свободной поверхности представляет собой поле диполя (рис. 1.2, a).



Если  $k\mu^{-1} \gg 1$  и  $ka \ll 1$ , звук излучается в основном вдоль поверхности. Совокупность объемных источников образует тонкую в поперечном направлении и длинную по сравнению с длиной звуковой волны в направлении лазерного луча вертикальную антенну (рис. 1. 2, б).

При  $k\mu^{-1} \ll 1$  и  $ka \gg 1$  антенна имеет форму диска, диаметр которого много больше длины звуковой волны. Излучение направлено в основном в направлении лазерного луча (рис. 1. 2, в).

Оптимальный режим излучения при лазерном возбуждении звука наблюдается в том случае, когда  $k = \mu$ .

Качественное согласие результатов экспериментов с теоретическими оценками по лазерной генерации звука в условиях теплового механизма указанных выше было получено в работе [11]. Авторы этой работы провели измерения зависимости эффективности лазерной генерации звука от величины коэффициента объемного теплового расширения  $k$ . Были измерены также угловые характеристики оптико-акустических источников в ближней и дальней зонах.

Результаты только что упомянутых работ и эксперименты других авторов показывают, что изложенные выше теоретические представления хорошо согласуются с экспериментальными результатами. Из теории следует, что амплитуда звукового давления линейно растет с увеличением мощности оптического излучения. Это подтверждается измерениями. На рис. 1. 3 сплошной линией показана соответствующая теоретическая зависимость, а кружками — результаты эксперимента.

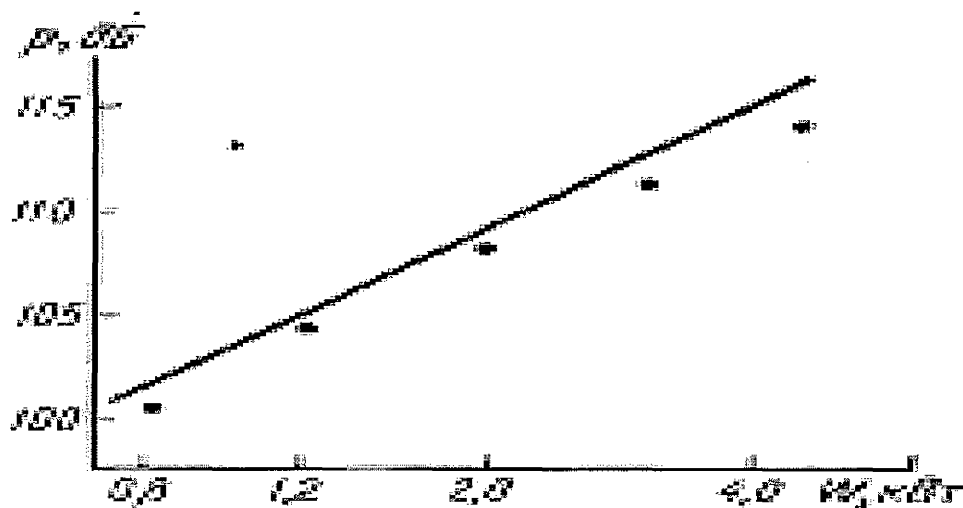


Рис. 1. 3. Зависимость звукового уровня на оси оптико-акустического источника от мощности лазера.

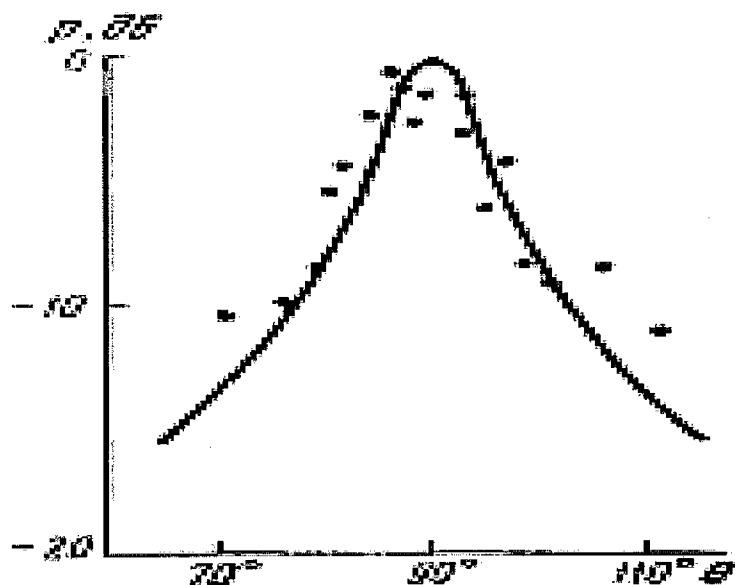


Рис. 1 4. Угловая зависимость звукового поля при лазерном возбуждении звука в воде.

По вертикальной оси отложена величина уровня звукового давления на оси оптико-акустического источника, т. е. в направлении распространения лазерного луча. Значение давления приведено к дистанции 1 м и нормировано по отношению к  $10^6$  Па. По горизонтальной оси показаны изменения мощности оптического излучения в киловаттах. Опыты проводились в воде в условиях озера. Неодимовый лазер ( $\lambda = 1,06$  мкм) работал в импульсном режиме, в котором осуществлялась внутриимпульсная модуляция интенсивности оптического излучения. При этом частота модуляции была такой, что имел место квазимонохроматический режим генерации звука в воде.

На рис. 1 4 показаны теоретические (сплошная линия) и экспериментальные результаты (точки), характеризующие угловую зависимость звукового поля при лазерном возбуждении звука в воде (в озере). При этом частота звука  $f = 50$  к Гц,  $ka \ll 1$ , дистанция, на которой проводились измерения, 16,8 м, а коэффициент поглощения света в воде  $\mu = 15,7$  м<sup>-1</sup>.

Из приведенных данных можно видеть, что теоретические и экспериментальные данные хорошо согласуются.

#### *Нелинейные термодинамические эффекты.*

Даже при умеренных плотностях выделившейся в среде энергии могут быть существенными нелинейные эффекты, обусловленные зависимостью термодинамических параметров с еды от температуры. Если эти изменения невелики, удастся развить приближенную теорию оптической генерации

звука с учетом нелинейных термодинамических эффектов см. обзор [1]. и цитируемую там литературу). Теория в этом случае основана на учёте в правой части неоднородного волнового уравнения (1.1) зависимости коэффициента объемного теплового расширения от температуры, которая в общем виде может быть представлена выражением

$$\kappa = \kappa_0 (T_0) + \kappa_1 (T_0) (T - T_0) + \dots, \quad (1.3)$$

а величина  $\rho C_p$  принимается постоянной. Нелинейным параметром в этом случае является

$$N = \frac{\kappa_1}{\kappa_0} \frac{q}{\rho C_p},$$

и решение краевой задачи для модифицированного волнового уравнения можно искать численными методами.

Эта теория была использована для численного расчета акустических сигналов, возбуждаемых в воде импульсами неодимового лазера; длительность импульса  $\tau = 4 \cdot 10^{-6}$  с,  $q = \text{const}$ . Расчет производился для трех значений начальной температуры среды  $T_0 = 38, 11, 4^\circ\text{C}$ .

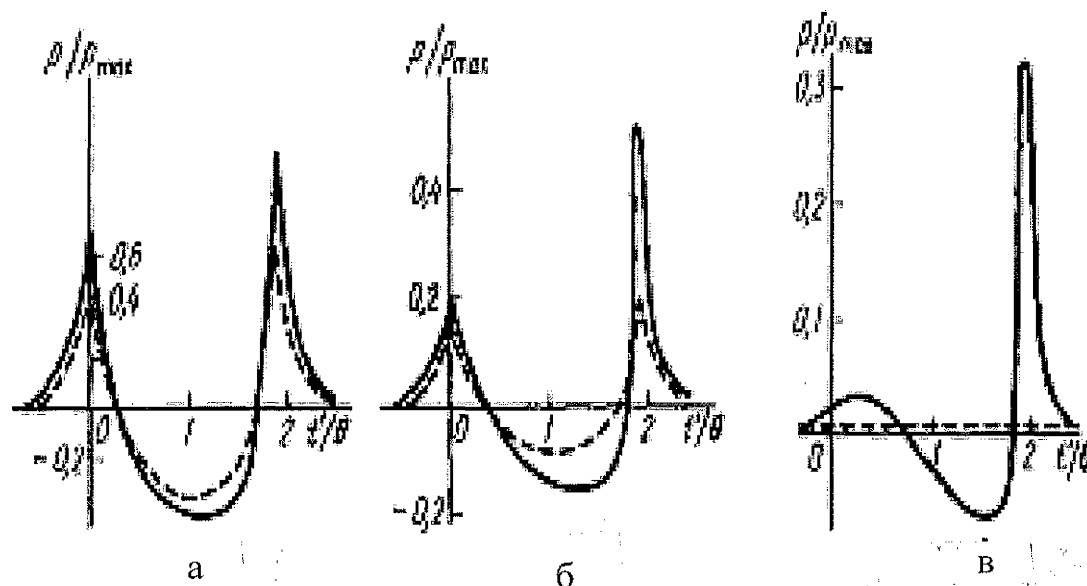


Рис. 1.5. Форма акустического сигнала в дальней зоне при различных значениях нелинейного параметра. а)  $N = 0,08$ ; б)  $N = 0,35$ ; в)  $N = \infty$

Результаты расчета формы акустического сигнала в точке наблюдения, расположенной на оси  $x$  (в направлении падения лазерного луча) в дальней зоне, при различных значениях нелинейного параметра  $N$  приведены на

рис. 1. 5, где по оси ординат отложено давление в отн. ед.; по оси абсцисс — безразмерное время, Штриховыми линиям и изображены результаты линейной теории. Можно видеть, что при малых значениях  $N$  нелинейные поправки невелики (рис. 1. 5, а), по мере увеличения параметра  $N$  роль нелинейных эффектов возрастает (рис. 1. 5, б) и становится определяющей при больших значениях параметра (рис. 1. 5, в). Качественно влияние нелинейности приводит к возрастанию «хвостовой» части акустического сигнала. Это объясняется тем, что по мере выделения энергии растет коэффициент объемного теплового расширения среды, а это, в свою очередь, приводит к более эффективной генерации звука в конце лазерного импульса.

В случае возбуждения звукового сигнала в воде «длинным» лазерным импульсом с внутриимпульсной модуляцией интенсивности света по гармоническому закону, влияние термодинамической нелинейности приводит к затягиванию акустического сигнала и появлению второй гармоники частоты модуляции в его спектре. Авторы отмечают, что благодаря влиянию нелинейных термодинамических эффектов оказывается возможной оптическая генерация звука в воде при температурах, близких к 4 °С, когда в соответствии с линейной теорией это явление вообще должно было бы отсутствовать.

### **§ 1.3. Генерация звука при поверхностном испарении вещества**

Генерация звука, обусловленная испарением вещества, наблюдается, когда температура вещества в результате действия оптического излучения приближается к точке кипения. Если это происходит к концу лазерного импульса, то акустический сигнал, вызванный испарением, проявляется в виде дополнительного пика давления, появляющегося в хвостовой части сигнала, возбуждаемого в результате теплового расширения среды (см. обзор [1] и цитируемую там литературу).

С увеличением плотности выделившейся энергии этот максимум растет и становится определяющим на протяжении всего акустического сигнала [12]. При этом, как показывают результаты детальных исследований (см., например, [13.14]), выполненных методом теневой скоростной фотографии, с ростом интенсивности лазерного излучения, действующего на поверхность жидкости (воды), происходит бурное испарение приповерхностного слоя, из которого вырывается струя пара навстречу лазерному лучу. Вторгаясь с большой скоростью в воздушное пространство, струя пара порождает в воздухе интенсивную ударную волну, а действующий на

После окончания лазерного импульса в результате отражения волны сжатия от свободной поверхности, появляется волна разрежения. Последняя вызывает кавитацию в приповерхностной области жидкости, проявляющаяся в появлении отчетливо наблюдаемых пузырьков. Волна сжатия в жидкости распространяется со звуковой скоростью.

Скорость ударной волны в воздухе оказывается существенно сверхзвуковой. Так, например, авторы работы 60 установили, что при действии на поверхность воды импульса  $\text{CO}_2$ -лазера с энергией 1,67 Дж и длительностью  $75 \cdot 10^{-9}$  с, и при диаметре оптического пятна на поверхности воды  $2a = 0,8$  см скорость распространения ударной волны в воздухе на ее начальном участке составляла 6,4 с (здесь с — скорость звука в воздухе), в то время как скорость волны сжатия в воде практически совпадала со скоростью звука.

Уже в одной из первых работ, посвященной испарительному механизму оптической генерации звука, было установлено, что давление в волне сжатия в воде может достигать нескольких атмосфер. Дальнейшие исследования показали, что амплитуды давления могут оказаться еще более значительными.

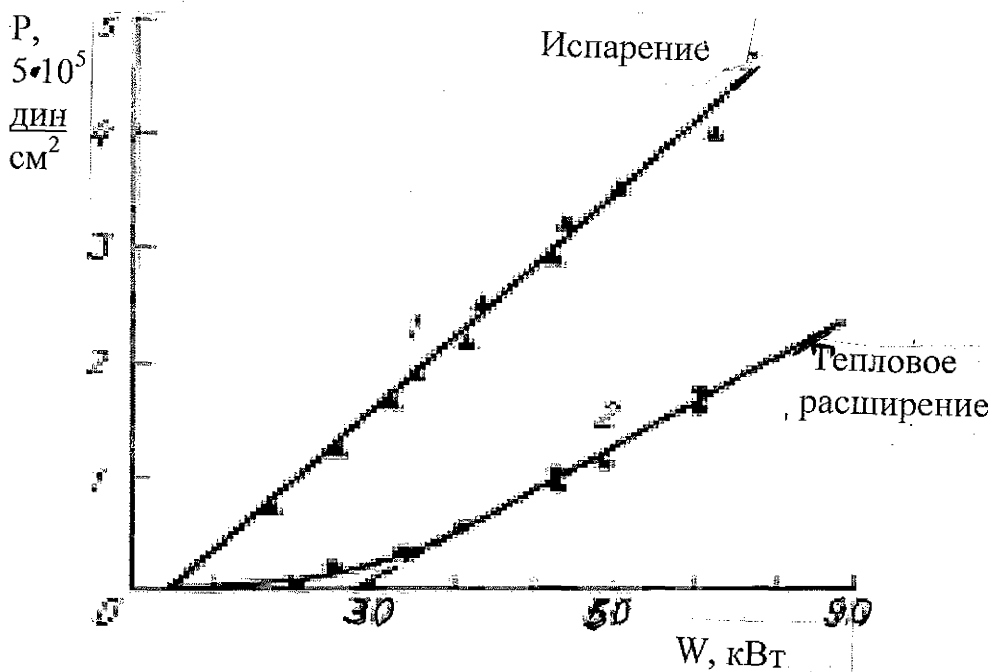


Рис .1.6. Зависимость пикового давления в волне сжатия в жидкости от мощности лазерного импульса: 1 испарительный механизм возбуждения, 2 — тепловой механизм

В качестве иллюстрации на рис.1.6 приведена зависимость максимального значения, т. е. так называемого пикового давления в акустиче-

ском импульсе в воде от мощности оптического излучения для импульсного  $\text{CO}_2$ -лазера (график 1) на расстоянии 3 см от области генерации (см. [1]). Длительность лазерного импульса составляла (по полуширине)  $3,5 \cdot 10^{-7}$  с, лазерное излучение фокусировалось на поверхность воды линзой. На этой же фигуре (график 2) изображено изменение амплитуды сигнала, возбуждаемого за счет теплового механизма, когда лазерный луч не фокусировался. Можно видеть, что для испарительного механизма величина пикового давления пропорциональна  $(W - W_n)$ , где  $W$  — мощность лазерного импульса и  $W_n$  — пороговое значение мощности лазерного импульса, соответствующее началу испарения воды.

Описанная выше картина явления возбуждения звука при испарении вещества под действием лазерного излучения наблюдается, пока величина объемной плотности оптической энергии, вводимой в вещество, не достигает некоторого критического значения, при котором возникает оптический пробой в парах испаряющегося вещества. Последнее наблюдается, в частности, при взаимодействии излучения  $\text{CO}_2$ -лазера интенсивностью  $10^8$  Вт/см<sup>2</sup> с поверхностью непроводящей жидкости, а также при действии оптического излучения интенсивностью  $10^6$ — $10^7$  Вт/см<sup>2</sup> на поверхность металлов.

В работе [4] экспериментально и теоретически исследованы звуковые возмущения, возникающие при поглощении в поверхностном слое воды импульса электромагнитного излучения. Совместно решены нестационарные уравнения теплопроводности для жидкости с движущейся границей испарения и уравнения газодинамики для разлетающегося пара с учетом противодействия и скачков параметров пара в кнудсеновском слое. Акустический сигнал, связанный с импульсом отдачи пара, оказался сильно затянутым по сравнению с импульсом электромагнитного излучения. Зависимость максимума давления от плотности падающей энергии имеет для рассматриваемых экспериментальных условий пороговый кусочно-линейный характер. Определен верхний предел плотности энергии, при которой еще реализуется режим чисто поверхностного испарения.

Ниже приводятся некоторые результаты этой работы. В опытах использовалось излучение  $\text{CO}_2$  лазера с длиной волны 10,6 мкм, которое фокусировалось на поверхность воды, налитой в цилиндрическую кювету диаметром 4 см. Измерение акустического сигнала проводилось непосредственно под облучаемым пятном диаметром 1 см с помощью пьезодатчика, расположенного на глубине 2 мм. Датчик имел плоскую приемную поверхность, равную размеру пятна. Толщина пьезокерамической пластины (ЦТС-19) 0,3 мм обеспечивала разрешение не хуже 0,3 мкс при чувстви-

тельности 60 мВ/атм. Для лучшего разрешения термоупругого сигнала, имеющего длительность  $\sim 0,1$  мкс, использовался пленочный пьезодатчик из органического материала толщиной 30 мкм с временным разрешением 30 нс. Значение плотности оптической энергии и ее однородность в пятне определялись с помощью прибора ИМО-2М. Диафрагмированием выходного окна излучателя удавалось обеспечить однородность не хуже 6 %. Форма импульса излучения, измеренная с помощью германиевого фотоприемника, представлена на рис. 1.7. Характерной особенностью импульса является наличие пика длительностью 200 нс с временем нарастания переднего фронта 50 нс.

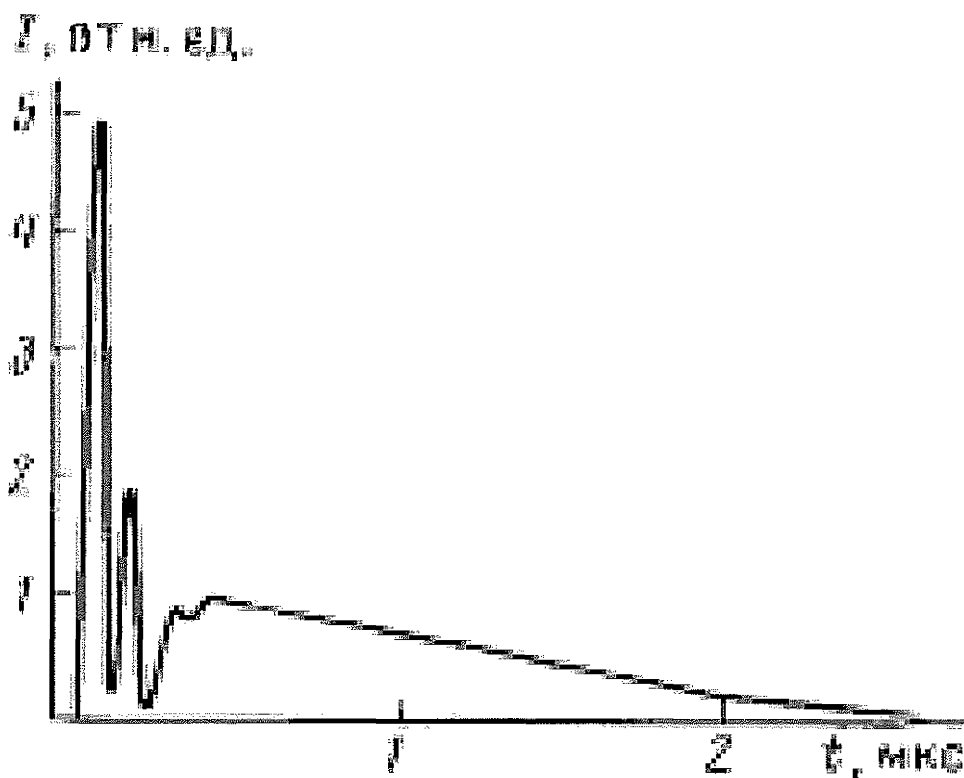


Рис. 1.7. Форма импульса электромагнитного излучения

Сигнал с гидрофона состоит из узкого, совпадающего по времени с пиком импульса излучения, биполярного сигнала длительностью 200 нс, отделенного паузой от длительного (10—20 мкс) положительного импульса давления, который приведен на рис.1.8.

При плотностях энергии падающего излучения  $\epsilon > \epsilon_0 = 1,5$  Дж/см<sup>2</sup> длительность униполярного сигнала уменьшается до значений 11,5 мкс, а амплитуда резко возрастает.

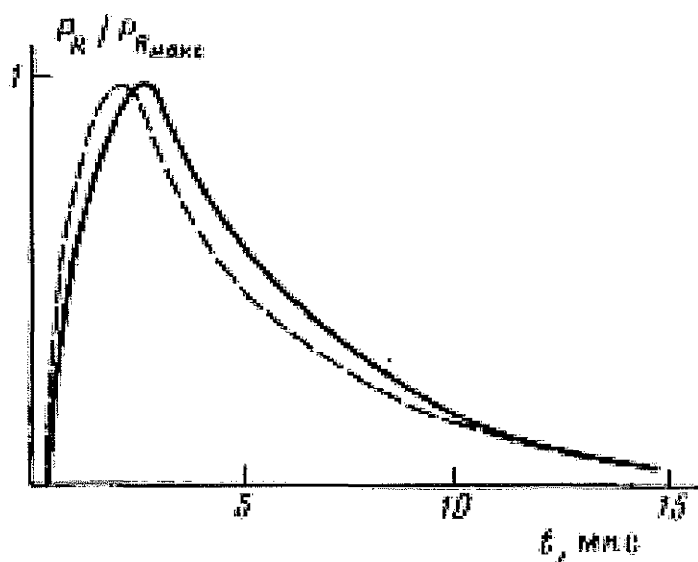


Рис.1.8. Форма импульса отдачи (плотность энергии  $\epsilon=0,85 \text{ Дж/см}^2$ ): штриховая линия расчет, сплошная эксперимент

При плотностях энергии падающего излучения  $\epsilon > \epsilon_0 = 1,5 \text{ Дж/см}^2$  длительность униполярного сигнала уменьшается до значений 11,5 мкс, а амплитуда резко возрастает.

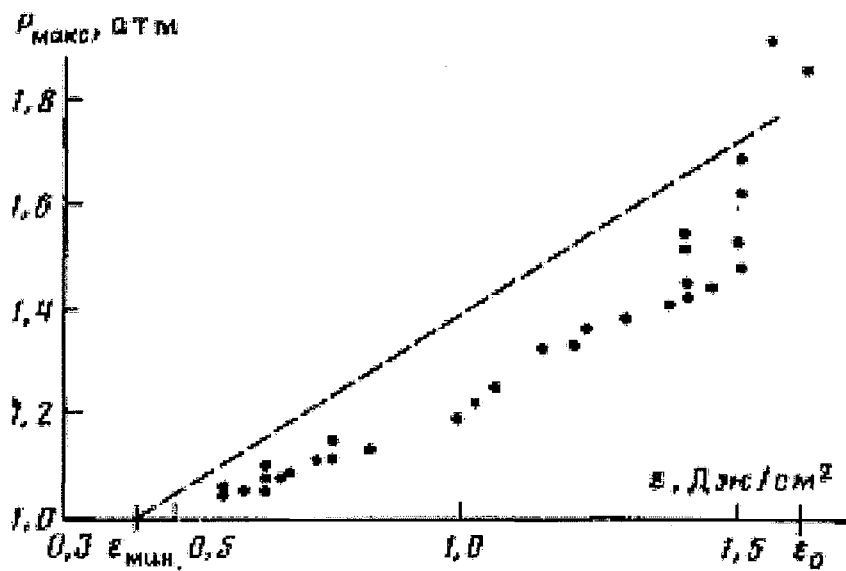


Рис. 1.9. Зависимость максимального давления отдачи от плотности энергии электромагнитного импульса: точки - эксперимент, штриховая линия-расчет



На рис.1.9 представлена зависимость максимума униполярного сигнала от величины  $\epsilon$ . Наблюдается пороговая кусочно-линейная зависимость  $P_{\max}(\epsilon)$  с резким увеличением наклона при  $\epsilon > \epsilon_0$ .

Совместно решены нестационарные уравнения теплопроводности для жидкости с движущейся границей испарения и уравнения газодинамики для разлетающегося пара с учетом противодействия и скачков параметров пара в кнудсеновском слое.

Распределение температуры в жидкости находилось из решения одномерного нестационарного уравнения теплопроводности для жидкости, в котором учитывался с фазовый переход на движущейся границе фронта испарения [4]. Для определения импульса отдачи это уравнение решалось совместно с уравнением газодинамики для разлетающегося пара с учетом противодействия и скачков параметров пара в кнудсеновском слое (слой пара, который непосредственно примыкает к поверхности воды).

Результаты расчета представлены на рис. 8, 9 штриховыми линиями. Наблюдается хорошее совпадение временных профилей расчетного импульса отдачи и положительного импульса давления, полученного экспериментально при  $\epsilon < \epsilon_0$ . Хуже согласуются амплитудные значения этих величин. Длительность импульса отдачи в несколько раз превосходит длительность импульса излучения, что связано с медленным подводом запасенного тепла из глубины поглощающего слоя к поверхности за счёт теплопроводности. Однако результаты, наблюдающиеся экспериментально для зависимости  $P_{\max}(\epsilon)$  при  $\epsilon > \epsilon_0$ , не совпадают с теоретическими. Авторы считают, что при плотностях энергии излучения, превышающих пороговую плотность энергии  $\epsilon_0$ , модель чисто поверхностного испарения становится неприменимой. Основную роль в формировании импульса отдачи начинает играть объемное парообразование.

#### **§ 1.4. Генерация звука при взрывном вскипании и испарении**

В работе [6] теоретически исследованы звуковые возмущения, возникающие при объемном вскипании и испарении в условиях поглощения лазерного излучения.

Процесс лазерного испарения металлических жидкостей, которые имеют достаточно большой коэффициент поглощения ( $\alpha > 10^5 \text{ см}^{-1}$ ), в широком диапазоне интенсивностей может рассматриваться как поверхностный, поскольку максимум температурного профиля  $T_{\max}$  в среде при этом практически совпадает с температурой облучаемой поверхности  $T_s$ , с

которой происходит испарение. В этом случае разработана достаточно полная модель, которая справедлива вплоть до разрушения вещества.

Для диэлектрических жидкостей, которые имеют как правило меньшие значения коэффициента поглощения лазерного излучения и меньшую теплопроводность, в большом диапазоне интенсивностей излучения ( $10^3 - 10^7$  Вт/см) в котором наблюдается режим взрывного вскипания жидкостей [15]. В этом случае максимум температурного профиля  $T_{\max}$  превышает  $T_s$  и смещается вглубь конденсированной среды на расстояние  $h$ . В этом случае модель поверхностного испарения уже не применима. Достаточно быстрое развитие взрывного объемного вскипания в этой области может приводить к сбросу («отколу») менее перегретого тонкого поверхностного слоя толщиной  $h$ .

Физическая модель взрывного вскипания предложена в работах [16,17]. Согласно этой модели в режиме поверхностного испарения давление на поверхность жидкости  $p(T_0)$  меньше давления насыщенных паров  $p_s(T)$ , а максимальная температура  $T_{\max} > T_0$ . В этом случае прилегающий к поверхности слой жидкой фазы находится в метастабильном перегретом состоянии, которое может существовать только при температурах не превышающих температуру спинодали  $T_c(P)$ , которая определяет границу области абсолютной неустойчивости метастабильной жидкой фазы. При приближении максимальной температуры к температуре спинодали  $T_c$  в окрестности  $T_{\max}$  происходит взрывной переход жидкой метастабильной фазы в газообразное состояние. При этом избыточное давление  $p = p_s(T_{\max}) - p(T_0)$  приводит к выбросу поверхностного слоя жидкой фазы и формированию новой границы раздела фаз, температура на которой сначала будет уменьшаться из-за поверхностного испарения, а затем опять будет расти за счет поглощения излучения, если излучение ещё будет продолжаться. Подобные процессы могут периодически повторяться.

В работе [6] используется наиболее полная математическая модель взрывного вскипания, в которой для произвольной зависимости интенсивности излучения от времени определяется нагрев поверхности жидкости до температуры абсолютной неустойчивости в метастабильном состоянии, исследуется образование паровой полости в области максимума температуры и расширение этой полости за счёт притока пара из основного массива жидкости и от отделяющейся жидкой плёнки. В этой работе исследуется зависимость подобных процессов от интенсивности и длительности лазерного импульса при различных значениях коэффициента поглощения  $\alpha$  с учетом влияния сбрасываемого слоя на динамику последующего нагрева и испарения. С использованием численных методов решаются уравнения теплопроводности и динамики движения отделяющейся плёнки.

Ниже приводятся некоторые результаты, полученные в этой работе ([6]). На рис. 1.10 показано поведение испарительного давления  $P(t)$  на

границе полупространства для кремния при различных значениях поглощаемой интенсивности  $I_0$  лазерного импульса с длительностью  $2t_0 = 10$  нс.

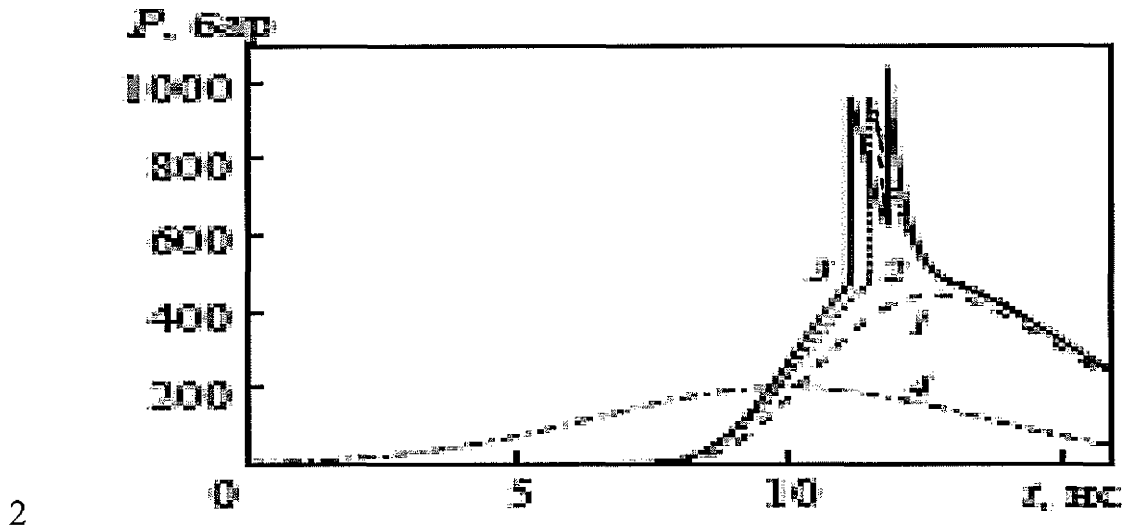


Рис. 1. 10. Поведение давления отдачи  $P(t)$  для водяной мишени при интенсивностях лазерного излучения

Кривая (1) соответствует интенсивности  $I_0 = 180$  МВт/см<sup>2</sup>, кривая (2) соответствует интенсивности  $I_0 = 190$  МВт/см<sup>2</sup>, кривая (3) соответствует интенсивности  $I_0 = 195$  МВт/см<sup>2</sup>. Кривая 4 определяет интенсивность лазерного импульса в условных единицах.

При  $I_0 < 185$  МВт/см<sup>2</sup> температура предельного перегрева не достигается. Поведение  $P(t)$  для этого случая ( $I_0 = 180$  МВт/см<sup>2</sup>) изображается кривой 1. При  $I_0 = 190$  МВт/см<sup>2</sup> (кривая 2) спустя 1.5 нс после момента времени  $t = 2t_0$  максимальная температура достигает значения  $T_{th}$ , на расстоянии  $h$  от поверхности мишени, равном 0.017 мкм, происходит взрывное вскипание, сопровождаемое резким ростом давления отдачи от начального значения  $P = 0.56 P_s(T_s) = 470$  бар на свободной поверхности до  $P_{max} = P_s(T_{th}) = 960$  бар на внутренней границе образующейся полости. В результате этого происходит быстрое увеличение скорости отлета приповерхностного слоя и ширины паровой полости. Процесс интенсивного испарения в полость и ее расширение приводит к охлаждению ограничивающих ее поверхностей и уменьшению давления отдачи до величины, предшествующей моменту взрывного вскипания. Такое уменьшение, происходящее примерно за 1 нс, свидетельствует о том, что влияние отлетающего слоя на кинетику испарения за это время практически полностью прекращается. Дальнейшее уменьшение давления почти повторяет кривую 1 и связано с уменьшением интенсивности лазерного импульса.

При  $I_0 = 195 \text{ МВт/см}^2$  (кривая 3) первое взрывное вскипание происходит на  $0.3 \text{ нс}$  раньше, а спустя  $\tau = 0.7 \text{ нс}$  после этого момента происходит еще одно взрывное вскипание, когда максимум температурного профиля вновь достигает величины  $T_{th}$  на глубине  $h_1 = 0.03 \text{ мкм}$  от поверхности. За это время ширина первоначально образовавшейся полости увеличивается, скорость отлета первого слоя достигает значения  $v = 900 \text{ м/с}$ , а толщина отлетающего слоя уменьшается за счет испарения от  $0.016 \text{ мкм}$  до  $0.007 \text{ мкм}$ .

В расчетах взрывного вскипания для воды использовались величина коэффициента поглощения  $\alpha = 10^4 \text{ см}^{-1}$  и следующие значения теплофизических параметров:  $c = 5.2 \text{ Дж/(г}\cdot\text{К)}$ ,  $\chi = 0.001 \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $\rho = 1 \text{ г/см}^3$ . Удельная теплота парообразования  $L$  при температуре  $T = 373 \text{ К}$  берется равной  $L = 2300 \text{ Дж/г}$  и уменьшается с повышением температуры [33]. Коэффициент конденсации на свободной поверхности испарения для воды полагался равным  $\beta = 0.2$ . Длительность лазерного импульса выбиралась равной  $2t_0 = 100 \text{ нс}$ .

На рис. 1.11 показано поведение испарительного давления  $P(t)$  на границе полупространства при двух различных значениях поглощаемой интенсивности  $I_0$ , которые обеспечивают однократное и двукратное вскипание за время действия лазерного импульса. Кривая 1 на рис. 1.11 получена для интенсивностей  $I_0 = 2.5 \text{ МВт/см}^2$  (одно взрывное вскипание), а кривая 2 - для  $I_0 = 2.6 \text{ МВт/см}^2$  (два взрывных вскипания).

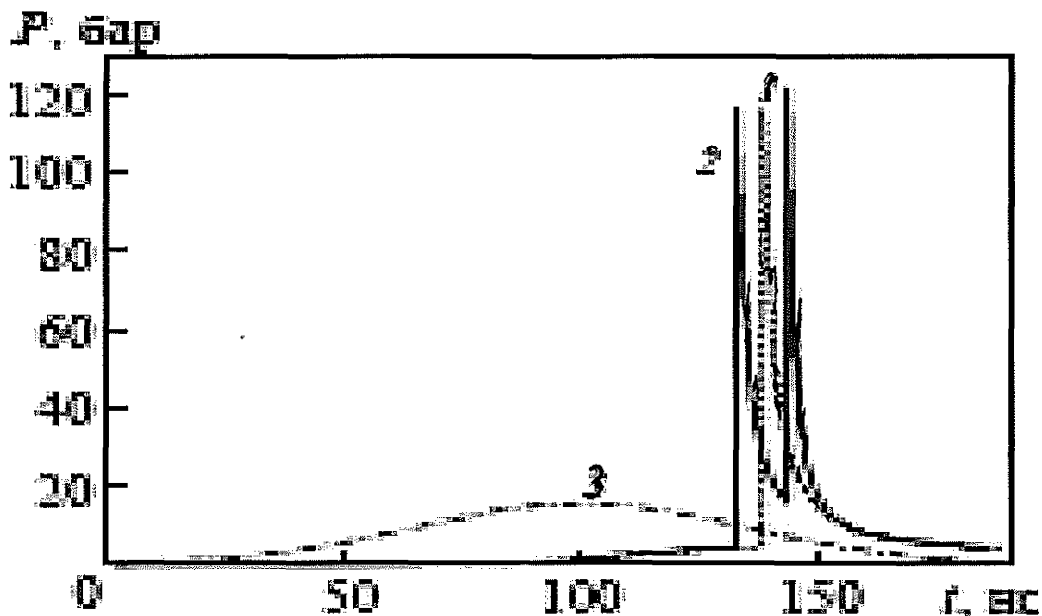


Рис. 1.11. Поведение давления отдачи  $P(t)$  для водяной мишени при различных интенсивностях лазерного излучения

Для первого случая максимум температурного профиля достигает температуры предельного перегрева  $T = 584$  К через 38 нс после максимума лазерного импульса на глубине  $h = 0.1$  мкм, после чего происходит взрывное вскипание и отрыв слоя, сопровождающийся скачкообразным увеличением давления отдачи от величины  $P = 5$  бар до  $P = 116$  бар. В отличие от кремния отношение этих давлений оказывается значительно больше из-за уменьшения  $\alpha$  и значительного отличия  $\beta$  от единицы. На рис. 1.11. кривая 1 получена при интенсивностях лазерного излучения  $I_0 = 2.5$  МВт/см<sup>2</sup>, кривая 2 при  $I_0 = 2.6$  МВт/см<sup>2</sup>. Кривая 3 определяет интенсивность лазерного импульса в условных единицах.

С увеличением интенсивности до  $I_0 = 2.6$  МВт/см<sup>2</sup> нагрев мишени происходит быстрее и первое вскипание происходит через 32 нс после максимума импульса, т.е. на 6 нс раньше. Толщина сбрасываемого слоя составляет при этом  $h = 0.13$  мкм, что на порядок больше, чем в случае  $\alpha = 10^5$  см<sup>-1</sup>. Через 11 нс после первого взрывного вскипания температура в полупространстве вновь достигает значения предельного перегрева на глубине 0.07 мкм и процесс взрывного вскипания повторяется. За это время ширина полости увеличивается от предполагаемого начального значения  $H = 10^{-3}$  мкм до величины  $H = 2.8$  мкм, а скорость отлета слоя увеличивается от нуля до 400 м/с. Толщина первого сброшенного слоя при этом уменьшилась до  $h = 0.06$  мкм. Влияние отлетающего слоя на кинетику испарения в данном случае оказывается существенным на временах, примерно равных 20 нс.

*Вскипание прозрачной жидкости на импульсно нагреваемой подложке.* В работе [25] методом молекулярной динамики моделируется процесс вскипания водяной пленки на поверхности металлической подложки, температура которой значительно превосходит критическую температуру воды и составляет 1000 К. Подложка представляет собой монокристалл золота, состоящий из 1980 атомов, расположенных в 9 слоях (111) гранецентрированной кубической кристаллической решетки. В работе рассматриваются водяные пленки различной толщины: 6 слоев, 12 слоев и 24 слоя молекул воды, каждый из которых содержит 88 молекул. Далее рассматривается случай, в котором пленка воды содержит 24 слоя (2112 молекул) с начальной толщиной  $h_0 = 3.8$  нм. Полная масса пленки равна  $M = 6.4 \cdot 10^{-20}$  г.

Из приведенной в работе [25] зависимости температуры пленки от времени и координаты следует, что спустя 70 пс после начала нагрева температура пленки вблизи подложки оказывается сравнимой с критической температурой воды.

#### *Модель взрывного пульсационного испарения*

В работе [5] также теоретически изучался механизм взрывного вскипания при взаимодействии лазерного излучения с веществом. Показано, что в ди-

электрических жидкостях при наличии свободной поверхности возможен периодический взрывной режим кипения при определённой интенсивности лазерного излучения. Получены аналитические выражения для оценки основных параметров взрывного кипения – периода взрывного вскипания, толщины поверхностной плёнки, диспергируемой паровыми пузырьками при каждом акте вскипания, и степени поглощения излучения аэрозолем, который образуется над поверхностью жидкости.

Ниже приводятся некоторые результаты, полученные в работе [5]. В этой работе приводится модель периодического вскипания жидкости в термодинамических координатах состояния среды, которая выглядит следующим образом. Опотермодинамическая фазовая траектория жидкости в поверхностном слое представлена на рис.1.12, ( $p_s$  и  $p_c$  – соответственно кривые бинодали и спинодали). Кривая 1 соответствует начальному периоду нагрева жидкости до температуры спинодали  $T_c$ . При температуре  $T_c$  в окрестности максимума температуры взрывным образом возникают пузырьки пара, в которых давление равно давлению насыщения пара  $p_s(T_c)$ . Давление насыщения  $p_s$  определяет давление в поверхностном слое жидкости в течении малого промежутка времени её спинодального распада  $t_c$  (кривая 2). После разрушения поверхностного слоя и разлёта капель начинается интенсивное испарение вещества с поверхности, что приводит к быстрому охлаждению жидкости и понижению давления в ней (кривая 3а).

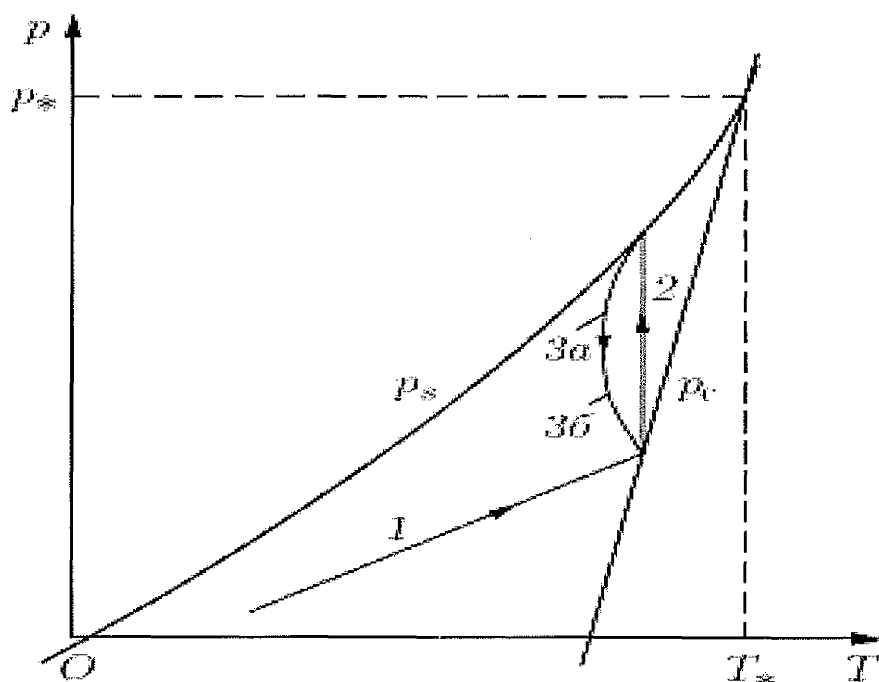


Рис.1.12. Фазовая траектория

Однако, если продолжает действовать лазерное излучение, за счёт нагрева поверхности этим излучением снова достигается температура спнодали (кривая 3б) и процесс вскипания повторяется. Время цикла по термодинамической петле равно периоду периодического вскипания жидкости. Из рисунка видно, что при увеличении интенсивности лазерного излучения петля должна смещаться вверх и период процесса вскипания должен уменьшаться.

В этой же работе отмечается, что экспериментальное обнаружение пульсационного режима вскипания затруднительно, так как даже незначительная неоднородность интенсивности излучения по пятну лазерного пучка на поверхности жидкости приводит к быстрому исчезновению пульсационной составляющей давления, которая регистрируется акустическим датчиком.

## **§ 1.5. Генерация звука при оптическом пробое жидкости**

При фокусировке лазерного излучения в объеме жидкости плотность выделившейся энергии может стать настолько большой, что жидкость в фокальной области бурно вскипает, образуется быстро расширяющаяся паровая полость и излучается волна сжатия (см. пункты 1 – 3). При еще больших интенсивностях света и плотностях выделившейся энергии возникает явление оптического пробоя, сопровождающееся ударной волной. Общая картина явления сводится к следующему (см. обзор [1] и цитируемую там литературу). При превышении некоторой пороговой интенсивности в фокальной области происходят микровзрывы и появляются полости, заполненные светящейся плазмой. Лазерное излучение поглощается в плотной плазме, сообщая дополнительную энергию полости. Под действием повышенного давления полость расширяется, излучая ударную волну. После окончания лазерного импульса и прекращения выделения энергии в плазменной полости газ остывает, свечение прекращается и образуется пузырек, совершающий несколько пульсаций.

Важная особенность оптического пробоя является пороговый характер явления. Величина пороговой интенсивности света зависит от свойств жидкости. Установлено, что значение пороговой интенсивности определяется наличием в жидкости твердых микрочастиц и, в частности, частичек сажи, всегда присутствующих в атмосфере, а, следовательно, и в находящейся с ней в контакте жидкости, например, воде. Твердые частицы, поглощая свет, разогреваются до температуры  $10^4$  К, соответствующей области первой ионизации атомов и образованию плотной плазмы. В плазме

происходит сильное поглощение света, ведущее к ее дальнейшему разогреву и образованию плазменной полости.

При небольших превышениях интенсивности над порогом и в достаточно чистых жидкостях число возникающих плазменных образований не велико и они обычно расположены на одной прямой, образуя своеобразный шнур, соответствующий области максимальной интенсивности света. При увеличении интенсивности пузырьки сливаются, образуя лазерную искру. Фотография такой искры, полученная при фокусировке гигантского импульса рубинового лазера в воде ( $E = 0,6$  Дж,  $\tau = 2 \cdot 10^{-8}$  с), приведена на рис. 1. 13. При умеренных мощностях лазерного излучения форма искры близка к сферической (рис. 13, а), при больших она принимает вытянутую форму (рис. 1. 13, б).

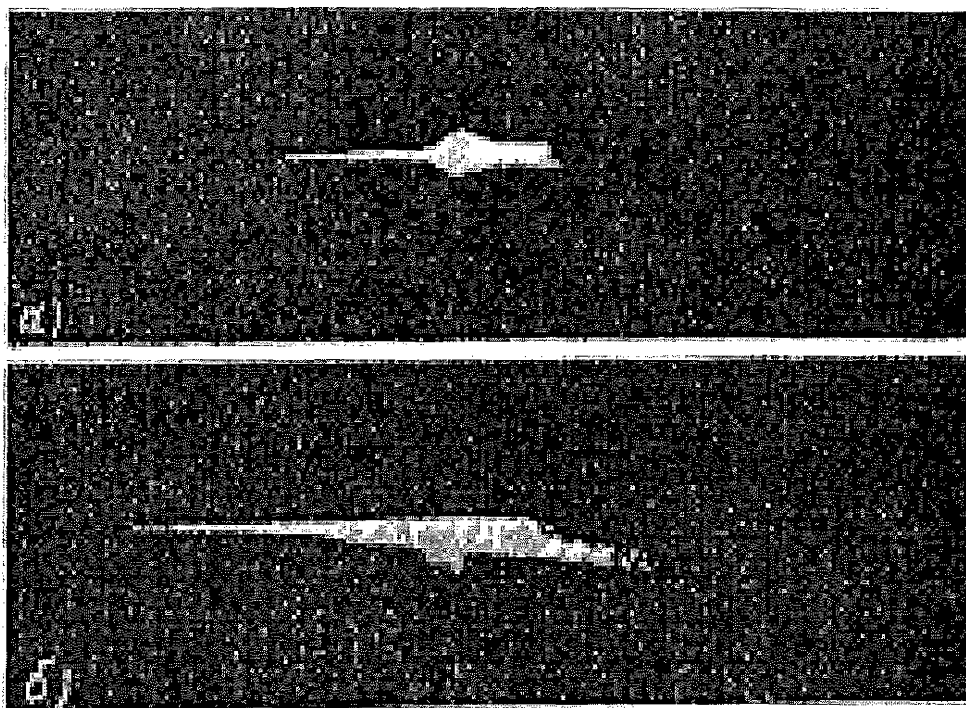


Рис.1.13. Фотография лазерной искры в очищенной от примесей воде

Если концентрация микрочастиц сравнительно велика (неочищенная жидкость), при увеличении интенсивности света число плазменных образований в жидкости растет и они образуют облако светящихся пузырьков. Фотография такого облака при фокусировке в водопроводной воде импульса рубинового лазера ( $E = 0,2$  Дж,  $\tau = 3 \cdot 10^{-8}$  с) представлена на рис. 1. 14.



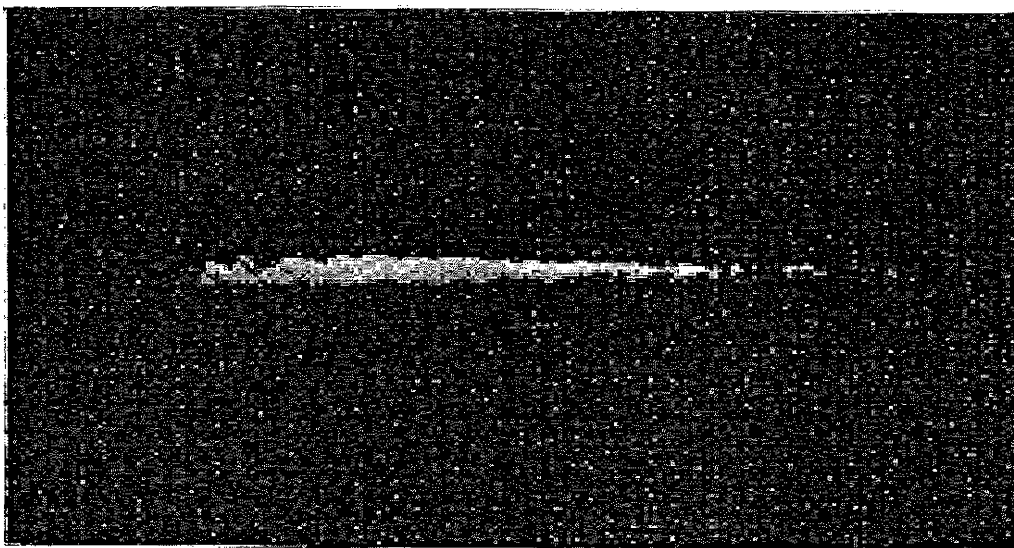


Рис. 1.14. Фотография лазерной искры в обыкновенной воде

Расширение плазменной полости (области) вызывает излучение волны сжатия или ударной волны. Регистрация волны сжатия производилась оптическим методом и с помощью широкополосных иезодатчиков. Используя в измерениях теневой метод, было установлено, что при оптическом пробое в различных жидкостях (вода, СГЛ4, бензол) форма волны сжатия близка к сферической, а ее скорость распространения в интервале 3 - 15 мкс после пробоя близка к скорости звука. Скорость распространения слабых ударных волн в жидкости, как известно, мало отличается от скорости звука.

Тщательные исследования, однако, показывают, что на начальной стадии распространения ударной волны, возникающей в жидкости при оптическом пробое, скорость несколько превышает скорость звука, и может наблюдаться некоторое нарушение сферической симметрии. В частности, может наблюдаться ускоренное движение ударной волны в направлении источника лазерного излучения. По мере распространения ударной волны ее интенсивность быстро падает.

Обычно для расчета распространения волн сжатия используется лишь простейшая модель явления, основанная на наблюдаемых экспериментальных фактах и применении представления, развитых в теории подводных взрывов и импульсных электрических разрядов в воде

.Предполагается, что в результате выделения оптической энергии сферическая полость (пузырек) заполняется однородной плазмой и расширяется, совершая работу над окружающей жидкостью. При этом выделившаяся в пузырьке энергия света  $E$  идет лишь на увеличение внутренней энергии вещества в полости  $W$  и работу расширения. Не учитывается действие, например, таких факторов, как высвечивание части энергии плазмы, неоднородный нагрев приповерхностных слоев жидкости и др. В области температур, соответствующих области первой ионизации атомов, этими факторами обычно можно пренебречь.

#### *Исследование бабстонно-кластерной структуры воды.*

В работе [7] проведено исследование бабстонно – кластерной структуры воды и водных растворов электролитов методами лазерной диагностики исследовались кластеры стабильных газовых нанопузырьков (бабстонов) в равновесных ионных растворах при нормальных условиях, т.е. при комнатной температуре и атмосферном давлении. Существование долгоживущих пузырьков играет, например, существенную роль в объяснении явления оптического пробоя воды: порог пробоя для тщательно очищенной воды оказывается значительно ниже тех значений, которые соответствуют порогу ионизации однородной структуры воды, а стохастический характер наблюдаемого пробоя также указывает на существование центров неоднородности, например, нанопузырьков, попадающих в фокальную область лазерного луча (подробнее см. ниже). Отсюда следует, что в жидкости должны присутствовать долгоживущие(стабильные) центры кавитации — устойчивые пузырьки газа

Как отмечалось выше (см. [1]), модель спорадического пробоя в воде строилась на основе предположения о том, что в момент лазерного выстрела в перетяжке лазерного луча могут оказаться поглощающие твердотельные частицы, которые «сгорают» в лазерном пучке, что и приводит к эффекту пробоя. При этом необходимо было объяснить очень слабую зависимость порога пробоя от длины волны падающего излучения. В этой связи выдвигалась гипотеза о том, что в воде всегда присутствуют частицы органической примеси; в поле интенсивного лазерного излучения происходит пиролиз таких частиц с выделением свободного углерода (по сути дела, сажи) с высоким коэффициентом поглощения во всем видимом диапазоне, что и обуславливает очень слабую зависимость порога пробоя от длины волны (см. [20]).

Однако многие исследователи отмечали, что даже в высокоочищенных от примесей жидкостях пробой не удается полностью подавить. В то же время (см. [1]), порог пробоя существенно понижается при добавлении в воду ионной компоненты; кроме того, в работе [21] было показано, что по-

рог пробоя зависит от содержания растворенного в жидкого газа, причем чем выше содержание растворенного газа, тем ниже порог пробоя.

На рис. 1.15. (а) приводится схематичное изображение бабстонных кластеров, оказавшихся в момент лазерного импульса внутри объема  $V$ , внутри которого интенсивность излучения превышает пороговую, и типичная картина оптического пробоя (б), полученного в дважды дистиллированной и деионизованной Milli-Q воде с помощью лазерного импульса на длине волны  $\lambda = 1,064$  мкм, длительность импульса  $\tau = 11$  нс, длина каустики составляет примерно 1 см, интенсивность излучения  $10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup> [7].

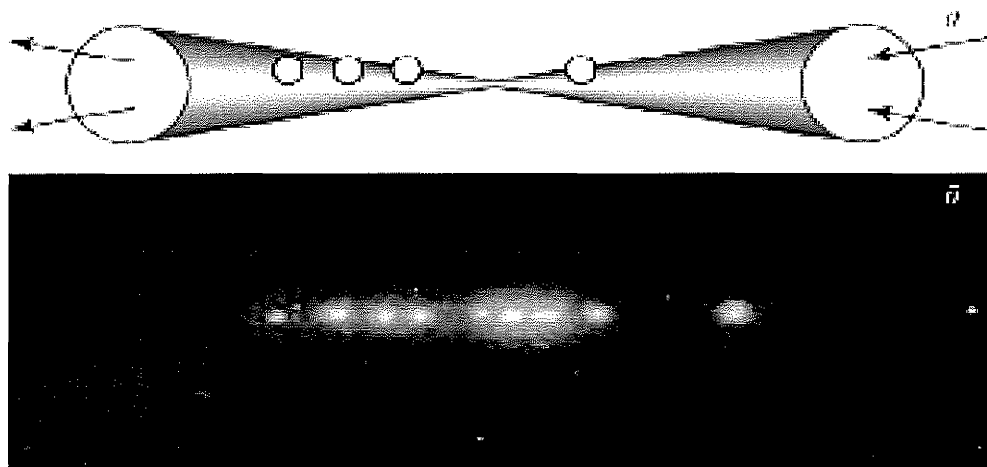


Рис. 1.15. Схематичное изображение бабстонных кластеров (а), и картины оптического пробоя (б) [7]

Авторы работы [7] выдвинули гипотезу о том, что оптический пробой, как и оптическая кавитация, возникает на гетерогенных центрах — бабстонных кластерах. Таким образом, множественный характер пробоя объясняется попаданием бабстонных кластеров в перетяжку луча при нежестких фокусировках, т.е. длинных каустиках. Спорадический характер пробоя можно было объяснить попаданием (либо непопаданием) бабстонного кластера внутрь каустики (а точнее, внутрь некоторого объема  $V$ , включающего каустику и зависящего от энергии лазерного импульса, см. ниже) в момент облучения. Сам механизм оптического пробоя при взаимодействии излучения с бабстонным кластером был теоретически проанализирован в обзоре [18].

Ниже приводятся некоторые аспекты теории, развиваемой в работе [7], в основе которой лежит следующее. Поскольку на поверхности бабстона адсорбируются преимущественно анионы (что подтверждается результатами численного моделирования адсорбции ионов на поверхности воды и данными по электрофорезу газовых пузырьков (см. обзор [10])), внутри отдельных бабстонов могут исходно находиться свободные электроны, возникшие в результате поверхностной ионизации. Эти первичные электроны раскачиваются полем внешней оптической волны; при этом они эффективно разогреваются за счет упругих столкновений (антитормозной эффект). Как известно, при пробое газов разогрев происходит за счет столкновений с газовыми молекулами в газовой фазе (длина свободного пробега электрона в газе при нормальных условиях составляет  $1 \sim 10^{-4}$ , см. [19]). В то же время радиусы бабстонов  $R_b$  по крайней мере на порядок меньше этой величины (см. выше). Поэтому разогрев электронов внутри отдельных бабстонов происходит именно за счет упругих столкновений электронов с жидкими и отрицательно заряженными стенками бабстонов (если бы эти стенки были бы заряжены положительно, первичные электроны просто прилипали бы к этим стенкам, не успев разогреться). Скорость разогрева пропорциональна частоте столкновений электронов: поскольку в свободной газовой фазе эта частота ниже, чем внутри бабстона (так как  $R_b \ll l$ ), разогрев внутри бабстонов происходит существенно быстрее, что и объясняет тот факт, что порог пробоя в воде ниже, чем в газовой фазе. Как только кинетическая энергия раскачиваемых оптической волной первичных электронов становится порядка потенциала поверхностной ионизации молекулы воды (6,5 eV [22, 23]), начинается ионизация жидких стенок с выходом внутрь бабстона вторичных электронов. Этот процесс, естественно, сопровождается прилипанием вторичных электронов к ионизованным стенкам. Если скорость такого прилипания не превосходит скорость разогрева электронов за счет антитормозного эффекта (очевидно, последнее условие физически обуславливает наличие порога по интенсивности падающей волны), внутри отдельных бабстонов развивается электронная лавина, сопровождаемая ростом электронной температуры и электронного давления в отдельных бабстонах кластера. При этом ионизованные (электрически заряженные) жидкие стенки между бабстонами в кластере испытывают кулоновскую неустойчивость (поскольку содержат неподвижные заряды одного знака). Поэтому такие стенки разрываются, что в конечном счете приводит к коалесценции (схлопыванию) бабстонного кластера и образованию монолитного парогазового пузыря микронного размера. Этот эффект был назван вынужденной оптической коалесценцией и теоретически предсказан в [18]; позднее в [24] этот эффект получил экспериментальное подтверждение.

Если на момент окончания вынужденной оптической коалесценции действие лазерного импульса не завершено, электроны продолжают раскачиваться оптической волной уже внутри образовавшегося парогазового пузыря микронного размера. При этом электроны также испытывают столкновения, но теперь такие столкновения будут происходить с тяжелыми частицами — «осколками» жидких стенок, разделяющих бабстоны в кластере. Такие столкновения электронов уже не будут упругими: электроны в этих столкновениях будут терять свою кинетическую энергию, испуская кванты тормозного излучения. Именно это излучение и видит наблюдатель, который изучает оптический пробой прозрачной для световой волны жидкости, используя, например, излучение на длине волны 1,064 мкм, которое остается невидимым.

Модель бабстонных кластеров как центров оптического пробоя объясняет спорадический характер пробоя, а также множественность пробоя при достаточно длинных каустиках. Итак, представим себе, что плотность бабстонных кластеров в жидкости при данной концентрации ионов, температуре и содержании растворенного газа равна  $n_{cl}$ . Оптический пробой произойдет, если в момент лазерного выстрела хотя бы один кластер окажется внутри некоторого объема  $V$ , внутри которого интенсивность излучения превышает пороговую интенсивность пробоя на данной длине волны. Эта ситуация схематично проиллюстрирована рис. 1.15а, см. также фотографию (рис. 1.15б) картины пробоя в деионизованной воде (удельное сопротивление 10 МΩ · см), полученного с помощью излучения на длине волны  $\lambda = 1,064$  мкм с длительностью импульса  $\tau = 11$  нс и интенсивностью  $10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup>; длина каустики составила примерно 1 см. На фотографии видно, что оптический пробой состоит из отдельных микровспышек, растянутых вдоль трассы пучка. Измерения энергии излучения за каустикой показывают, что ослабление пучка за каустикой происходит не более чем на 10 %. В соответствии с рассматриваемой моделью каждая вспышка соответствует пробоем в отдельном бабстонном кластере; в объеме  $V$ , внутри которого реализуется пробой, интенсивность выше некоторого порогового значения. Вероятность для бабстонного кластера оказаться внутри объема  $V$  (этот объем включает в себя каустику линзы, но может и превосходить объем каустики, что зависит от энергии лазерного импульса) описывается распределением Пуассона  $P(n)$ , где  $n$  — число кластеров, оказавшихся в момент лазерного импульса внутри объема  $V$ . Исходя из того, что пробой произойдет при попадании в этот объем хотя бы одного кластера, получено выражение для теоретической оценки вероятности пробоя

$$W_{\text{theor}} = \sum_{n=0}^{n=\infty} P(n) - P(0) = 1 - \exp -n_{cl}V.$$

Считая, что концентрация кластеров  $n_{cl}$  мала, можно использовать  $W_{theor} \approx n_{cl} V$ . В то же время, если в эксперименте удалось реализовать спорадический режим пробоя, то экспериментальная вероятность пробоя оценивалась, как  $W_{эксп} = N_1/N_0$ . Здесь  $N_0$  — полное число лазерных выстрелов с фиксированной энергией в течение некоторого фиксированного времени  $t_0$  ( в экспериментах, как правило, используют излучение в импульсно-периодическом режиме, т.е. число  $N_0$  является характеристикой данной лазерной установки), а  $N_1$  — число оптических пробоев, зарегистрированных за время  $t_0$ . Поскольку объем  $V$  для данных условий фокусировки и данной энергии импульса является фиксированной величиной (если в течение эксперимента условия фокусировки и энергия импульса не меняются), то измеряя в экспериментах вероятность оптического пробоя  $W_{эксп}$ , фактически измеряли объемную плотность  $n_c$  бабстонных кластеров.

В работе [7] также описаны эксперименты с использованием трех независимых методов лазерной диагностики (лазерная интерференционная фазовая микроскопия, динамическое рассеяние света, лазерная поляризационная скаттерометрия) которые позволили обнаружить частицы микронного размера, спонтанно образующиеся в водных растворах NaCl, очищенных от твердотельных примесей, и высказано предположение, что наблюдаемые частицы микронных размеров возникли в результате коагуляции стабильных нанопузырьков растворенного газа — бабстонов. В экспериментах с суспензиями калибровочных частиц, в водном 1 М растворе NaCl была оценена концентрация бабстонных кластеров, равная  $\approx 4 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ .

#### *Особенности акустической эмиссии при оптическом пробое жидкости*

В работе [8] представлены результаты экспериментальных исследований акустической эмиссии из зоны оптического пробоя в жидкости. Изучены спектральные характеристики и энергетика акустической волны, генерируемой в жидкости при расширении плазменного образования иницируемого оптическим пробоем на длине волны 532 nm. Показано, что наблюдаются 2 спектральных максимума, характеризующие акустическую эмиссию, при этом наблюдается смещение в низкочастотную область низкочастотного максимума при увеличении энергии лазерного импульса. В целом наблюдается линейная зависимость акустического давления от энергии лазерного импульса.

Ниже приводятся описание методики эксперимента и некоторые экспериментальные результаты, полученные в работе [8]. Схема эксперимента представлена на рис. 1. 6. В эксперименте для возбуждения оптического пробоя использовался ND:YAG лазер Brilliant B“ со следующими параметрами излучения: длина волны 532 nm, длительность импульса 10 ns, энергия в импульсе до 180 mJ, изменяющаяся в режиме модулированной

добротности. Плотность мощности лазерного излучения дополнительно возрастала за счет острой фокусировки излучения в необходимом месте (в толще жидкости, на поверхности или вблизи поверхности жидкости) с помощью линз 2 с различными фокусными расстояниями  $F = 40, 75$  и  $125$  мм. При этом в зависимости от применения короткофокусной или длиннофокусной линзы менялся характер распределения в области пробоя. Регистрация оптического пробоя осуществлялась с применением оптического многоканального анализатора спектров Flame PRO System с временным разрешением  $3$  нс. Эксперименты проводились по следующей схеме. Излучение лазера 1 с помощью поворотного зеркала 2 и линзы 3 фокусировалось в жидкость. Излучение плазмы 4 оптического пробоя проецировалось линзой 6 на входную щель монохроматора 7, сопряженного с CCD-камерой 5. Управление осуществлялось компьютером 8.

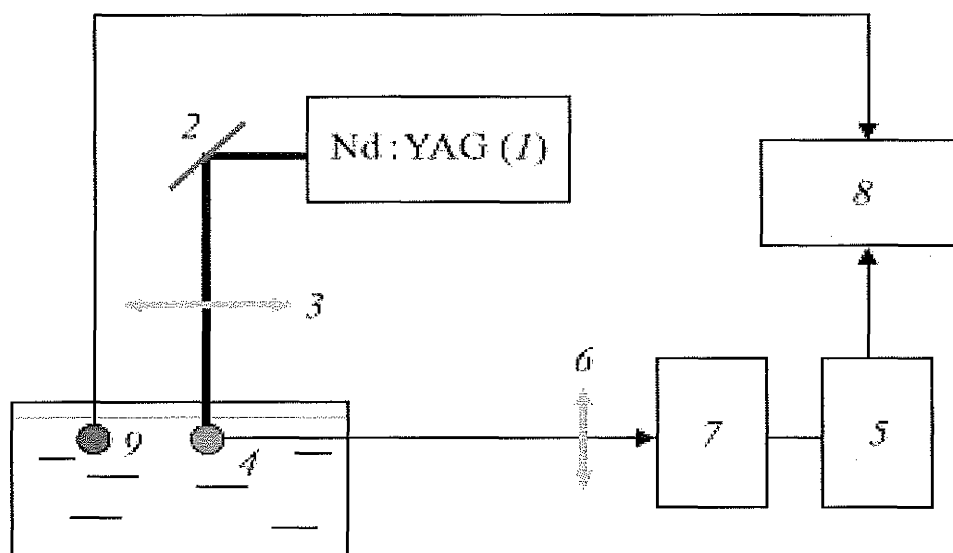


Рис.1. 16. Схема эксперимента

В качестве широкополосного акустического приемника использовался гидрофон типа 8103 фирмы Br. uel & Kj. r 9, информация с которого оцифровывалась и записывалась с применением многоканальной платы ввода-вывода фирмы L-Card с максимальной частотой оцифровки  $\sim 5$  МГц.

В экспериментах были получены серии снимков оптического пробоя при экспозиции  $3$  нс с различным шагом временной задержки  $t_d$  относительно начала пробоя. Далее проводилась обработка изображений в зави-

симости от времени задержки, так что можно было изучить динамику образования и роста пузырьков в жидкости. Анализ одновременно записанной акустической информации позволял связать динамику пузырьков с параметрами акустической эмиссии из области оптического пробоя.

На рис. 1.17 представлены оптические изображения области пробоя в воде, которые были получены при различной фокусировке лазерного излучения линзами. В результате пробоя происходил либо в толще воды (*a*) либо в приповерхностных слоях воды (*b*), либо наблюдался смешанный пробой, представляющий собой комбинацию указанных выше типов пробоя (*c*).

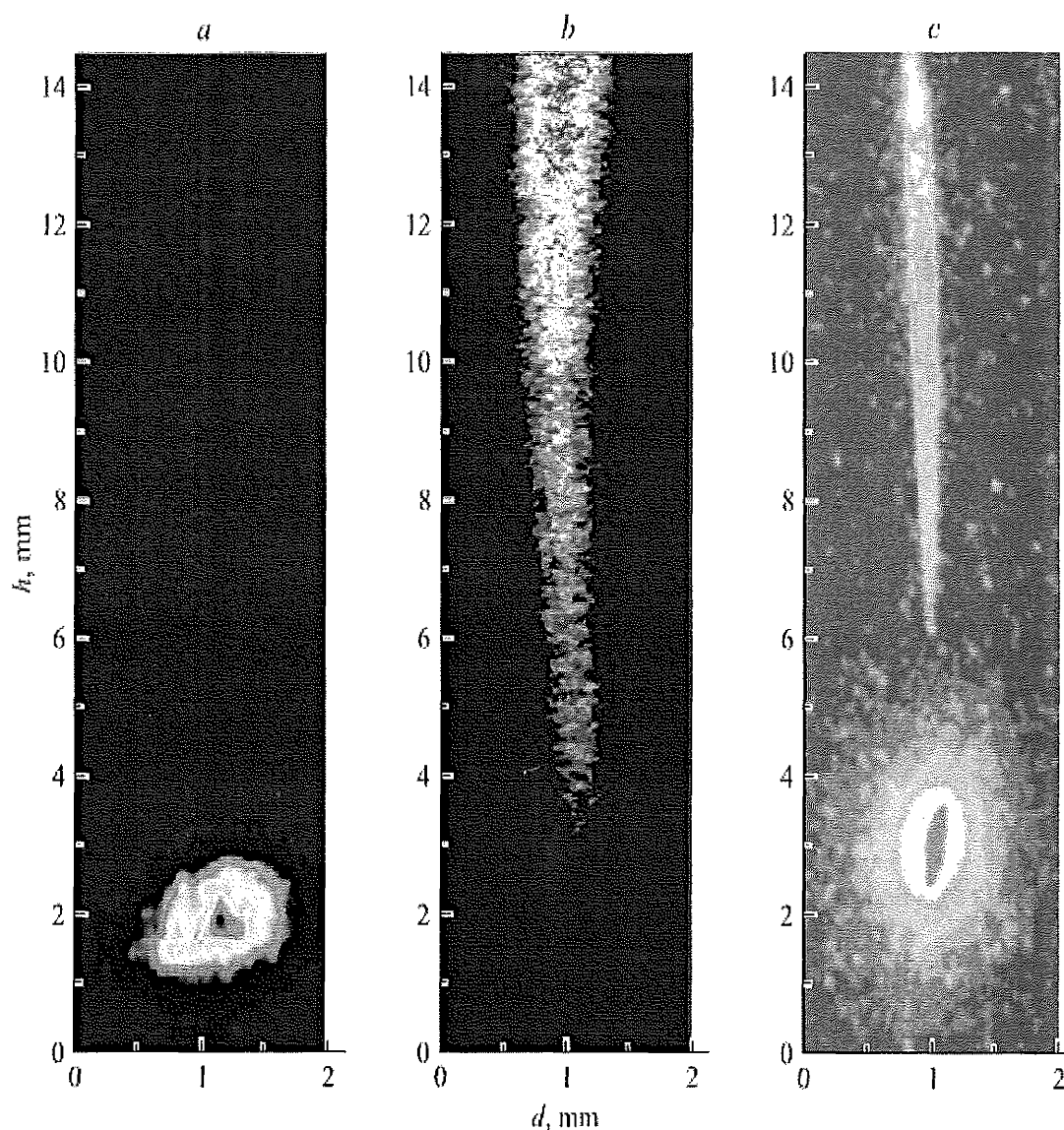


Рис. 1. 17. Различные режимы пробоя в воде: *a* — локализованный в толще воды, *b* — приповерхностный, *c* — смешанный



На рис. 1.18 представлена спектральная плотность акустической эмиссии от различных режимов пробоя в воде. Видно, что характер акустической эмиссии и значения спектральных плотностей звука существенно различаются в зависимости от характера оптического пробоя. Важным является наличие спектрального максимума на частотах 50–60 kHz.

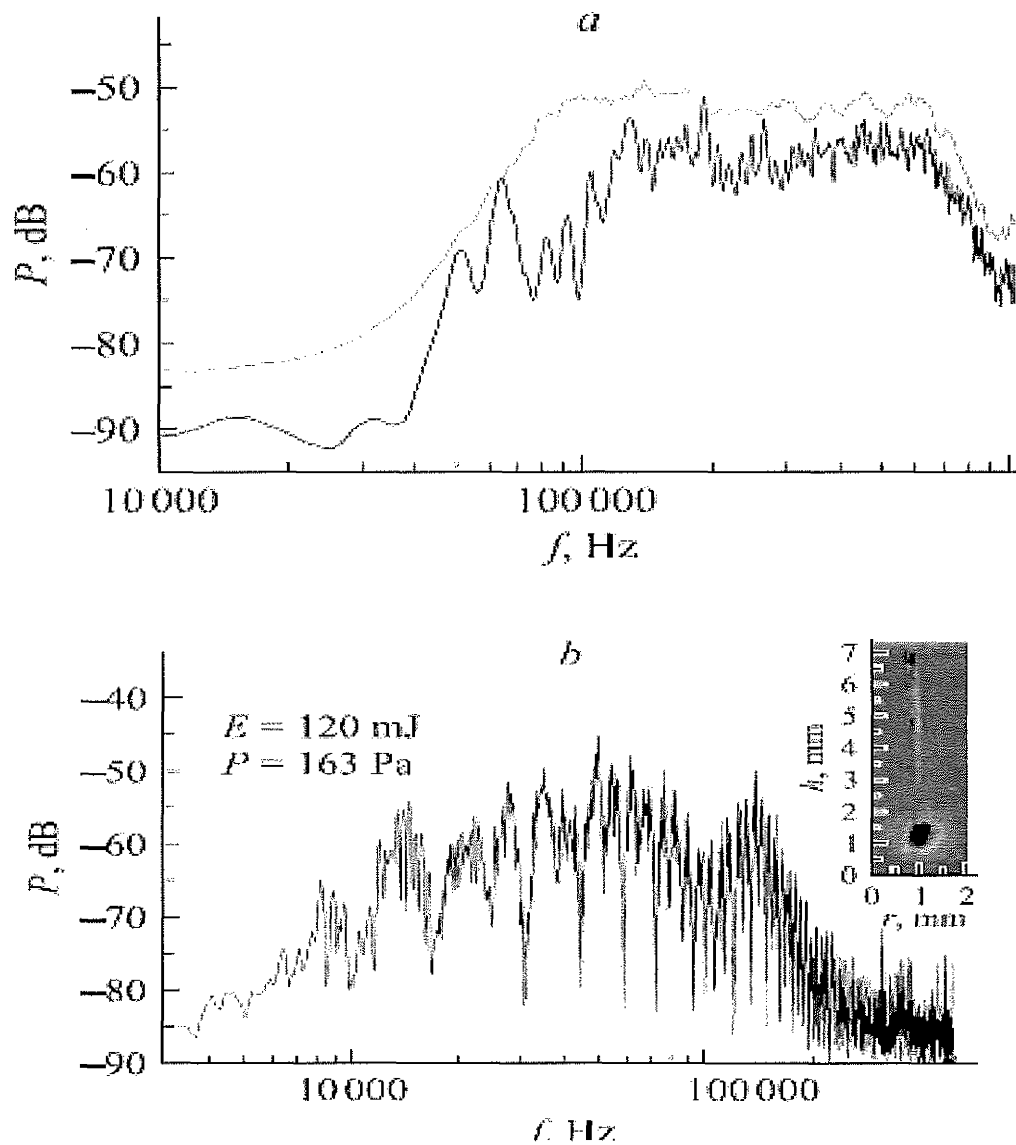


Рис. 1.18. Спектральная плотность акустической эмиссии при различных режимах пробоя в воде: *a* — при наличии только одного из различных режимов пробоя в воде (представленные на рис. 1.17, *a*, *b*), *b* — при наличии смешанного пробоя в воде

На рис. 1.19 показана зависимость давления звука  $P$  на переднем фронте акустического импульса от энергии  $E$ . На врезке представлена зависимость от времени давления звука  $P$  в акустическом импульсе, принимаемого гидрофоном при оптическом пробое жидкости.

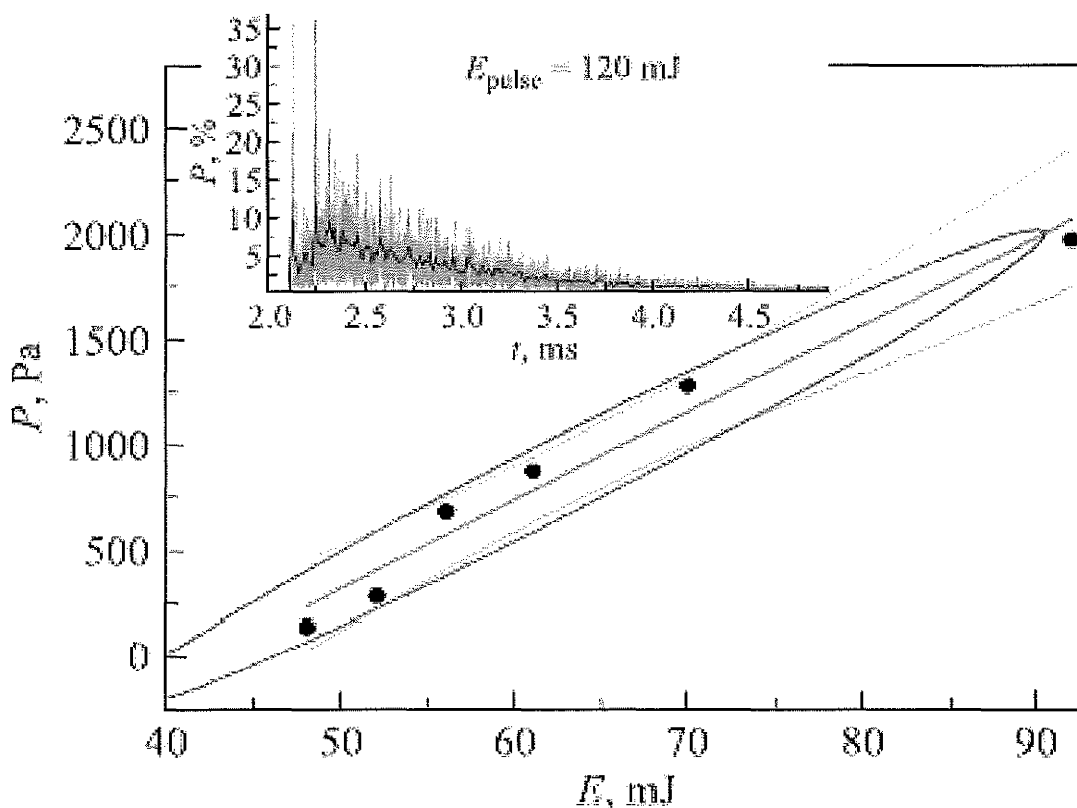


Рис.1.19. Зависимость давления звука  $P$  на переднем фронте акустического импульса от энергии  $E$ . На врезке — форма акустического импульса

В целом наблюдается линейная зависимость акустического давления от энергии лазерного импульса.

## ГЛАВА 2

### ГЕНЕРАЦИЯ ЗВУКА МИКРОЧАСТИЦАМИ, ВЗВЕШЕННЫМИ В ЖИДКОСТИ, ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

#### § 2.1. ГЕНЕРАЦИЯ ЗВУКА МИКРОЧАСТИЦАМИ, ВЗВЕШЕННЫМИ В МОТОРНОМ МАСЛЕ, ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

При взаимодействии мощного лазерного излучения с жидкостями и твердыми телами наблюдается генерация акустических колебаний в облучаемом образце. В зависимости от плотности энергии, поглощенной в поверхностном слое жидкости, возможны различные механизмы генерации акустических и ударных волн : тепловое расширение, поверхностное испарение, взрывное вскипание и испарение, оптический пробой.

Если поглощенная энергия превышает энергию парообразования, то начинается испарение. В этом случае возбуждение акустических колебаний происходит в результате реакции отдачи, возникающей при испарении жидкости [3].

В случае, когда интенсивность падающего излучения достигает величины порядка  $1 \text{ МВт/см}^2$ , в жидкостях с достаточно большим коэффициентом поглощения происходит взрывное вскипание и испарение, В этом случае происходит перегрев жидкости и переход её в метастабильное состояние. Этот механизм не имеет полной последовательной физико- математической модели, так как происходят сложные процессы, которые носят нелинейный характер [4]. Но при этом механизме достигается достаточно высокий коэффициент преобразования оптической энергии в акустическую, достигающий величины порядка  $10^{-2}$ .

В настоящей работе рассмотрены результаты исследований генерации акустических волн микрочастицами находящихся в тонком слое моторного масла под действием лазерного излучения. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 2.1.

В экспериментах использовался Nd: YAG лазер, который входит в состав лазерного маркирующего комплекса. Использование такого комплекса в подобных экспериментах очень удобно, так как в его состав входит фокусирующая система, сканирующая система и блок управления с программным обеспечением. Лазер излучает в одномодовом режиме излучение с длиной волны  $1,06 \text{ мкм}$ . Плотность мощности излучения в фокальной плоскости достигает величин порядка  $10^6 - 10^7 \text{ Вт/ см}^2$ , когда происходит взрывное испарение с поверхности металлов, пластмасс, резины и т.д.

Сканирующая система позволяет облучать заданную площадь поверхности с определенной скоростью по заданной программе.

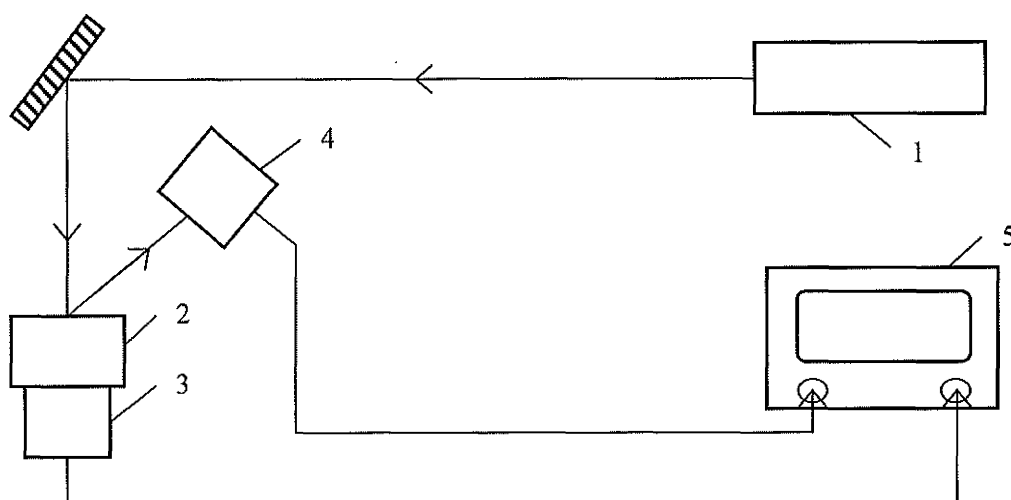


Рис. 2.1. Схема экспериментальной установки: 1- лазерный маркирующий комплекс, 2- кювета с жидкостью, 3- пьезодатчик, 4- фотодиод, 5- осциллограф.

Плотность мощности излучения в фокальной плоскости достигает величин порядка  $10^6 - 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>, когда происходит взрывное испарение с поверхности металлов, пластмасс, резины и т.д. Сканирующая система позволяет облучать заданную площадь поверхности с определенной скоростью по заданной программе. Для регистрации акустического сигнала использовался пьезоэлектрический преобразователь с эффективной частотой 5 МГц, который встроен в кювету с жидкостью.

Наблюдения показали, что интенсивности лазерного излучения маркирующего комплекса недостаточно, для того, чтобы вызвать оптический пробой в чистой воде. Взрывного испарения в чистой воде также не происходит, так как коэффициент поглощения воды на такой длине волны достаточно мал. Нанесение на поверхность воды тонкого слоя чистого смазочного масла также не приводит к оптическому пробое, но в этом случае появляются отдельные редкие акустические импульсы.

Для моделирования интенсивного поглощения, в масло добавлялись частицы мелкодисперсного порошка «Тонер», который используется в принтерах. В этом случае наблюдались световые вспышки в масляной плёнке и регистрировались достаточно интенсивные акустические сигналы. При этом сигналов было во много раз больше, чем в чистом масле. Число акустических сигналов за определённый промежуток времени было пропорционально концентрации частиц. Нужно отметить, что средний

размер частиц порошка ( $\sim 20$  мкм) сравним с диаметром лазерного пучка ( $\sim 50$  мкм).

На рис. 2. 2 приведены результаты измерений амплитуды давления акустического сигнала от плотности мощности лазерного излучения, когда пьезодатчик располагался на расстоянии 2 см. от масляной плёнки, в которой находятся микрочастицы. Лазерный пучок фокусировался на поверхность плёнки и сканировался по её поверхности по определённым программам по площади  $0.5 - 1$  см<sup>2</sup>. На этом рисунке приводятся результаты для амплитуд, близких к максимальным для данной плотности мощности лазерного излучения.

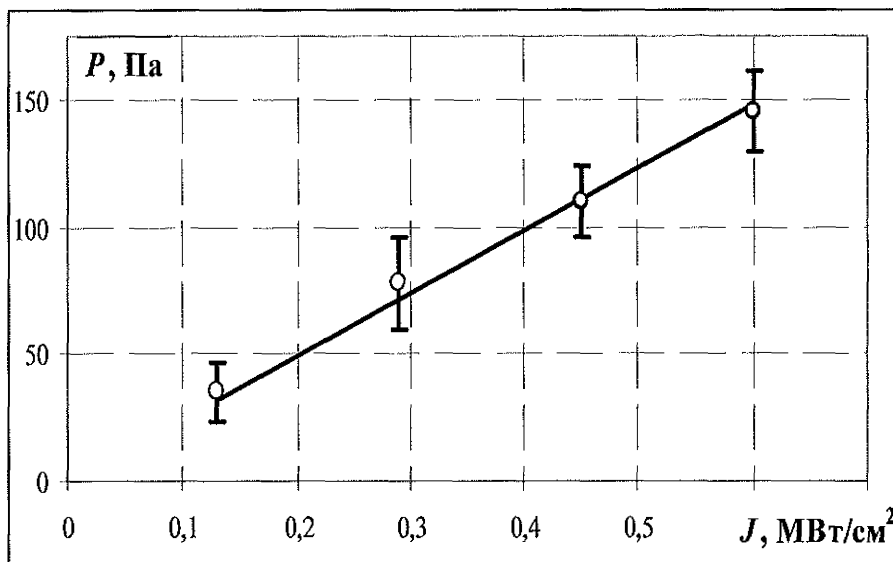


Рис. 2.2. Зависимость амплитуды давления акустического сигнала от плотности мощности излучения

Такую зависимость можно считать линейной, что характерно для случая, когда генерация акустических сигналов происходит в пределах действия одного механизма генерации.

Эффективность преобразования энергии лазерного излучения в энергию акустического сигнала при этом составила величину порядка  $10^{-3}$ , что характерно для испарительного механизма генерации. Эта величина меньше, чем максимально возможная, но нужно учесть, что размеры частиц в среднем меньше, чем диаметр лазерного пучка.

На рис. 2. 3 приведен один из типичных результатов измерения зависимости давления акустического сигнала от времени при плотности мощности лазерного излучения  $0.6$  МВт/см<sup>2</sup>. Из рисунка видно, что длительность первого акустического импульса гораздо больше, чем длительность

лазерного импульса ( $\sim 40$  нс). Это характерно для высокой плотности мощности лазерного излучения, когда происходят фазовые переходы в облучаемом образце. Кроме первого импульса, наблюдаются несколько дополнительных акустических импульсов. Подобная структура акустического сигнала наблюдалась ранее, при воздействии мощного импульсного излучения  $\text{CO}_2$  лазера на свободную поверхность воды [4]. В работе [5] высказывалось предположение, что генерация звука при высоких плотностях мощности лазерного излучения, характерных для испарительного механизма, обусловлена неустойчивостью приповерхностного слоя, и его разрушением под действием импульса разряжения, при отражении ударной волны от поверхности воды.

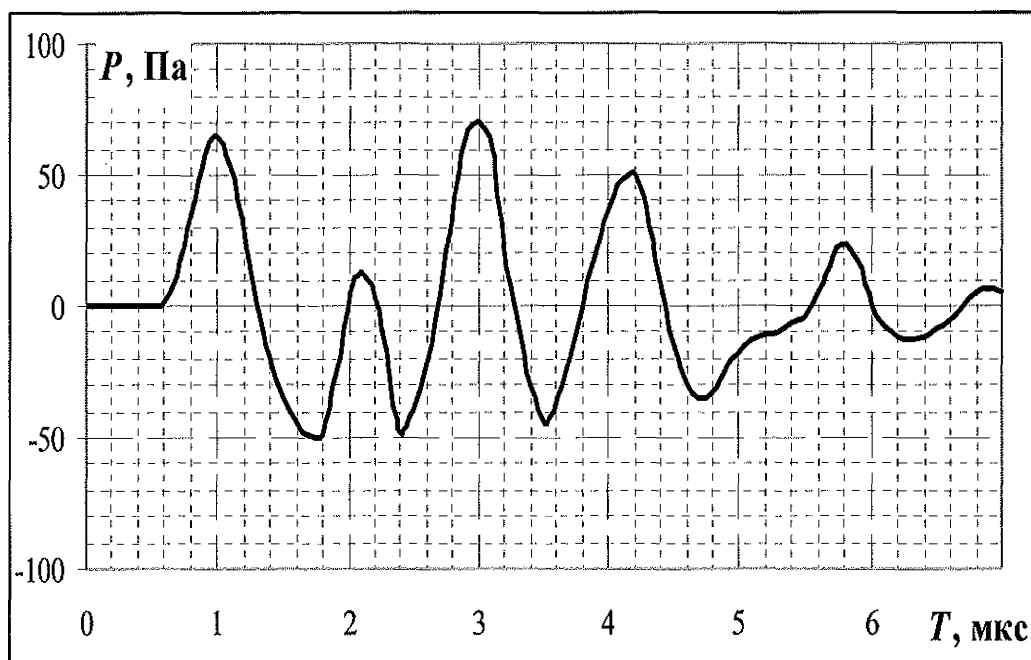


Рис. 2.3. Форма акустического сигнала.

В нашем случае ситуация сложнее. Излучение лазера поглощается твердыми частицами, взвешенными в моторном масле. Происходит нагрев, плавление и испарение этих частиц. Происходит также кипение и испарение слоев масла, прилегающего к частицам. Формируется ударная волна с амплитудой давления, достигающей сотен атмосфер. Ударная волна отражается от поверхностей масляной пленки и воды. Все эти процессы в той или иной степени могут участвовать в формировании акустического сигнала, который достигает пьезодатчика.

## § 2.2. ГЕНЕРАЦИЯ ЗВУКА ЧАСТИЦАМИ, ВЗВЕШЕННЫМИ В ВОДЕ, ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

При воздействии мощного лазерного излучения на вещество возникает оптико-акустический эффект, который заключается в генерации звука в облучаемом образце. В зависимости от плотности энергии поглощенной в поверхностном слое жидкости возможны различные механизмы генерации акустических и ударных волн.

Для сравнительно низких плотностей поглощенной энергии, когда не происходит изменения агрегатного состояния вещества, основным механизмом является тепловой, при котором генерация происходит за счет термоупругих напряжений [1, 2].

Если поглощенная энергия превышает энергию парообразования, то начинается испарение. В этом случае возбуждение акустических колебаний происходит в результате реакции отдачи, возникающей при испарении жидкости [3].

В случае, когда интенсивность падающего излучения достигает величины порядка  $1 \text{ МВт/см}^2$ , в жидкости с достаточно большим коэффициентом поглощения происходит взрывное вскипание и испарение жидкости, когда происходит перегрев жидкости и переход её в метастабильное состояние. Этот механизм не имеет полной последовательной физико-математической модели, так как происходят сложные процессы, которые носят нелинейный характер [4, 5]. Но при этом механизме достигается достаточно высокий коэффициент преобразования оптической энергии в акустическую, достигающий величины порядка  $10^{-2}$ . Механизм оптического пробоя реализуется, когда интенсивность лазерного излучения превышает порог пробоя. (Подробнее см. § 1.2, 1.3, 1.4.)

В настоящей работе рассмотрены результаты исследований генерации акустических волн микрочастицами находящимися в поверхностном слое воды под действием лазерного излучения. Подобные исследования проводились ранее для аналогичных частиц, находящихся в тонком слое моторного масла [30, 31] (см. § 2.2.). Схема экспериментальной установки приведена на рис. 2.1. В экспериментах использовался Nd: YAG лазер, который входит в состав лазерного маркирующего комплекса. Использование такого комплекса в подобных экспериментах очень удобно, так как в его состав входит фокусирующая система, сканирующая система и блок управления с программным обеспечением. Лазер излучает в одномодовом режиме излучение с длиной волны 1,06 мкм. Лазерный пучок фокусировался на область вблизи поверхности воды и сканировался по её поверхности по определённым программам.

Наблюдения показали, что взрывного испарения в чистой воде не происходит, так как коэффициент поглощения воды на такой длине волны достаточно мал. При добавлении в воду частиц мелкодисперсного порошка «Гонер», который используется в принтерах, наблюдались световые вспышки в поверхностном слое воды, и регистрировались достаточно интенсивные акустические сигналы. В случае, когда интенсивность падающего излучения достигала величины порядка  $1 \text{ МВт/см}^2$ , число частиц в облучаемом объёме заметно уменьшалось. Это характерно для механизма взрывного вскипания и испарения.

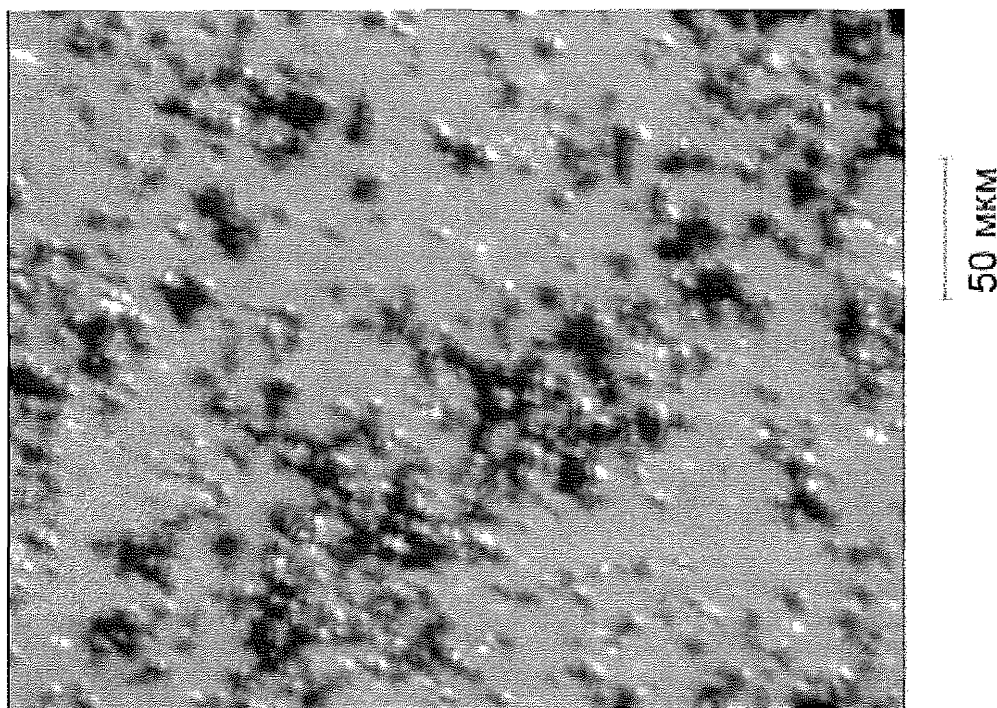


Рис. 2.4. Фотография частиц под микроскопом, взвешенных в поверхностном слое воды

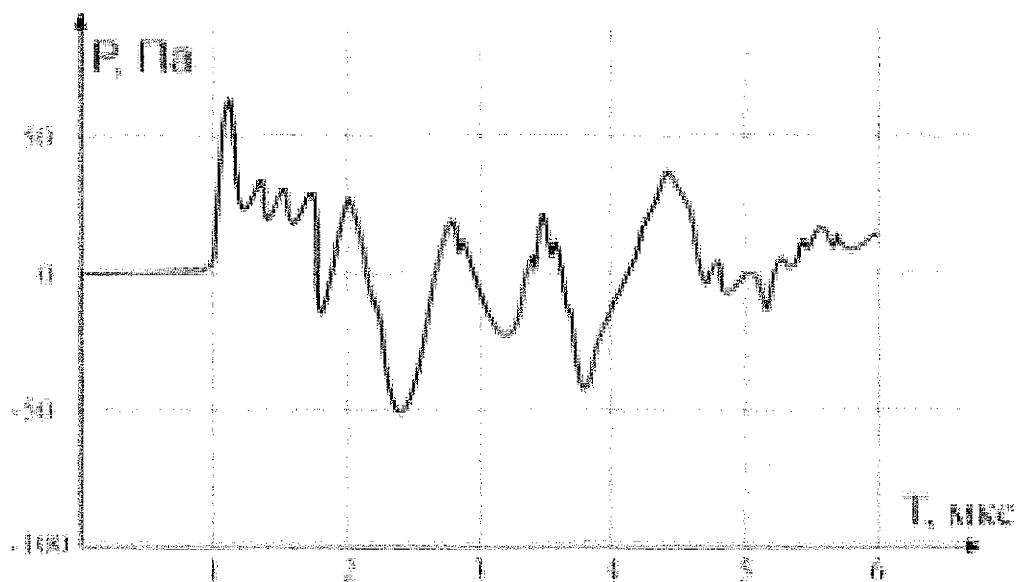
На рис. 2.4 приведена фотография частиц под микроскопом, взвешенных в поверхностном слое воды, из которой видно, что частицы имеют размеры порядка 5 - 30 мкм, но некоторые из них слипаются в более крупные частицы, размером  $\sim 60$  мкм, что сравнимо с диаметром лазерного пучка ( $\sim 50$  мкм).

На рис. 2.5 приведены результаты измерения зависимости давления акустического сигнала от времени. Пьезодатчик находился на расстоянии 3 см от поверхности воды. Из рисунка видно, что наблюдается последова-



тельность двуполярных импульсов. Длительность первого акустического импульса гораздо больше, чем длительность лазерного импульса (~40 нс).

мкс. а



б

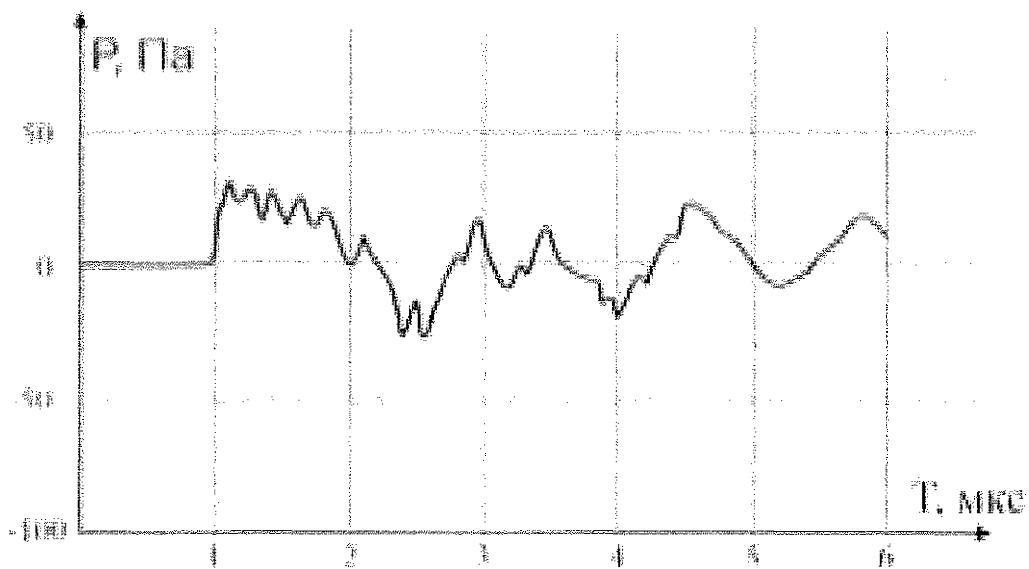


Рис. 2.5. Форма акустического сигнала для частиц, взвешенных в воде при интенсивности лазерного излучения  $I = 0,6 \text{ МВт/см}^2$  – кривая а), и в два раза меньшей интенсивности – б)

Это характерно для высокой плотности мощности лазерного излучения, когда происходят фазовые переходы в облучаемом образце. Кроме первого импульса, наблюдаются несколько дополнительных акустических импульсов. На импульсы длительностью около 1 мкс накладываются более мелкие импульсы, длительностью около 0,2 мкс. Это характерно для высокой плотности мощности лазерного излучения, когда происходят фазовые переходы в облучаемом образце. Кроме первого импульса, наблюдаются несколько дополнительных акустических импульсов. На импульсы длительностью около 1 мкс накладываются более мелкие импульсы, длительностью около 0,2 мкс. Это характерно для высокой плотности мощности лазерного излучения, когда происходят фазовые переходы в облучаемом образце. Кроме первого импульса, наблюдаются несколько дополнительных акустических импульсов. На импульсы длительностью около 1 мкс накладываются более мелкие импульсы, длительностью около 0,2 мкс.

Сравнение данного рисунка с аналогичным, полученным при аналогичных условиях возбуждения для частиц, взвешенных в тонкой пленке моторного масла толщиной около 1 мм, нанесенной на поверхность воды (рис. 2.2), показывает, что амплитуды первых положительных импульсов примерно одинаковы, амплитуды последующих импульсов при генерации в моторном масле могут быть больше, чем у первого, что не наблюдается при генерации в воде, а также практически отсутствуют более короткие пульсации при генерации в масле. Это можно объяснить тем, что физические свойства воды и масла различны, а также тем, что появляется дополнительная отражающая поверхность на границе воды и масла.

В работе [6] высказывалось предположение, что генерация звука при высоких плотностях мощности лазерного излучения, характерных для испарительного механизма, обусловлена неустойчивостью приповерхностного слоя, и его разрушением под действием импульса разрядки, при отражении ударной волны от поверхности воды. Модель взрывного пульсационного испарения при облучении поверхности воды интенсивным лазерным излучением рассмотрена в работах [5, 6]. Модель периодических вскипаний не поглощающих жидкостей на поглощающей подложке рассмотрена в работе [25].

В нашем случае ситуация сложнее. Излучение лазера поглощается твердыми частицами, взвешенными в воде. Может происходить нагрев, плавление и испарение этих частиц. Происходит также кипение и испарение слоя воды, прилегающего к частицам. Формируется ударная волна с амплитудой давления, достигающей сотен атмосфер. Ударная волна отражается от поверхности воды. Все эти процессы в той или иной степени могут участвовать в формировании акустического сигнала, который достигает пьезодатчика. Согласно техническому описанию, используемого в нашей работе лазера, интенсивность его излучения может достигать  $10^{10}$  --

$10^{11}$  Вт/м<sup>2</sup>. Используя одиночные импульсы этого излучения, мы наблюдали яркое свечение углеродных частиц и слышали звук характерный для ударных волн. Можно предположить, что температура углеродных частиц в этом случае может достигать несколько тысяч градусов, и может происходить взрывное пульсационное вскипание. Это объясняет пульсирующий характер акустических импульсов.

### § 2.3. МОДЕЛЬ ВЗРЫВНОГО ПУЛЬСАЦИОННОГО ВСКИПАНИЯ

Генерации звука при взрывном вскипании и испарении и моделям взрывного пульсационного вскипания и испарения при падении лазерного излучения на поверхность вещества посвящено достаточно большое количество работ ( см. § 1.4 ), хотя последовательное описание объемного вскипания в условиях лазерного воздействия оказывается весьма сложной задачей, которая пока еще далека от своего окончательного решения.

Согласно этим моделям за счёт испарения и теплопроводности жидкости максимум температурного профиля в ней с температурой  $T_{\max}$  смещается от поверхности на некоторую глубину. В этом случае в режиме поверхностного испарения давление на поверхность жидкости  $p(T_0)$  будет меньше давления насыщенных паров  $p_s(T)$ , а максимальная температура  $T_{\max}$  больше температуры на поверхности жидкости  $T_0$ , и прилегающий к поверхности слой жидкой фазы при достаточно большой температуре будет находиться в метастабильном перегретом состоянии. Это состояние может существовать только при температурах, которые не выше температуры спинодали  $T_c(P)$ , и которая определяет границу области абсолютной неустойчивости метастабильной жидкой фазы. При приближении максимальной температуры к температуре спинодали  $T_c$  в окрестности  $T_{\max}$  происходит взрывной переход жидкой метастабильной фазы в газообразное состояние. Возникающее при этом избыточное давление  $p = p_s(T_{\max}) - p(T_0)$  будет разрушать и выбрасывать поверхностный слой жидкой фазы, которая прилегает к образовавшейся паровой прослойке. При этом за счёт импульса давления отдачи будет возникать акустический сигнал. После этого будет формироваться новая граница раздела фаз, и подобные процессы могут повторяться периодически. Периодичность взрывных вскипаний зависит от длительности импульса и интенсивности лазерного излучения.

В условиях нашей задачи в глубину плёнки моторного масла толщиной около 1 мм, которая находилась на поверхности воды, или чистую воду добавлялись частицы мелкодисперсного углерода (графита). Частицы находились в поверхностном слое на глубине примерно до 1 мм. Вода и моторное масло слабо поглощают излучение с длиной волны 1,06 мкм. Графит относится к проводникам электрического тока, и коэффициент по-

глощения излучения на этой длине волны у него порядка  $\alpha \approx 10^5 \text{ см}^{-1}$ . Лазерное излучение непосредственно поглощалось углеродными частицами и нагревало их, а за счёт теплопроводности нагревались слои воды, прилегающие к частицам.

Для оценок рассмотрим модель углеродной частицы в виде куба со стороной  $h = 10 \text{ мкм}$ , на которую сверху перпендикулярно одной из поверхностей падает лазерное излучение интенсивностью  $I_0 \approx 10 \text{ МВт/см}^2$ . Глубина проникновения излучения в частицу при этом будет  $\delta = 1/\alpha = 10^{-5} \text{ см}$ , что гораздо меньше, чем  $h$ . Это будет характерный размер нагреваемой непосредственно излучением области. В данном случае можно рассматривать перенос тепла из этой области только вглубь частицы и в прилегающий к этой поверхности частицы слой воды.

Характерная, глубина проникновения тепла, как известно (см., например, [27]), оценивается по формуле

$$L = \sqrt{a t} \quad , \quad (2.1)$$

где  $a$  – коэффициент температуропроводности вещества,  $t$  – характерное время нагрева. Оценим эту величину по формуле (2.1) за время длительности лазерного импульса  $t_n \approx 40 \text{ нс}$ . Для углерода  $a \approx 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ , и  $L_n \approx 0.6 \text{ мкм}$ .

Поток тепла через определённый слой вещества можно оценить по формуле [28]

$$Q = \kappa \frac{\partial T}{\partial x} \approx \kappa \frac{\Delta T}{L} \quad , \quad (2.2)$$

где  $\kappa$  – коэффициент теплопроводности вещества,  $\Delta T$  – характерная величина изменения температуры. Используя эту формулу можно оценить отношение потоков тепла от нагретой поверхности внутрь частицы  $Q_n$ , и в окружающую воду  $Q_v$  при одинаковой разности температур  $\Delta T$ . Если взять коэффициент теплопроводности графита  $\kappa_n \approx 60 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$ , для воды  $\kappa_v \approx 0.56 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$ , а для характерной глубины проникновения тепла в графит и в воду значения полученные ранее, можно видеть что  $Q_n \gg Q_v$ , то есть поток тепла от нагреваемой поверхности будет в основном направлен вглубь частицы.

В этом случае для оценки температуры на поверхности частицы можно воспользоваться одномерным уравнением теплопроводности с экспоненциально спадающим с глубиной источником, которое имеет вид [29].

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{q \exp - \frac{x}{\delta}}{\delta \rho c_p} \quad , \quad (2.3)$$

где  $\rho$  – плотность вещества,  $C_p$  – его удельная теплоёмкость,  $q = A q_0$ ,  $A$  – поглощательная способность вещества,  $q_0 = I_0$  – в данном случае интенсивность лазерного излучения на поверхности вещества. Для графита  $A \approx 0.95$ .

Решение этого уравнения для приращения температуры на поверхности вещества (при  $x = 0$ ) за время длительности лазерного импульса имеет вид [29].

$$T(t) = \frac{I_0 \delta}{k} \left\{ \frac{2}{\delta} \sqrt{\frac{at}{\pi}} + \exp\left(\frac{at}{\delta^2}\right) \operatorname{erfc}\left(\sqrt{\frac{at}{\delta^2}}\right) - 1 \right\}, \quad (2.4)$$

где  $\operatorname{erfc}(z) = 1 - \operatorname{erf}(z)$  – дополнительная функция ошибок Лапласа.

Подставляя в формулу (2.4) характерные значения параметров для искусственно полученных марок графитов,  $a \approx 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ , коэффициент теплопроводности  $k \approx 15 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$ ,  $\delta \approx 10^{-7} \text{ м}$ , и интенсивность лазерного излучения на поверхности частицы  $I_0 \approx 10^{11} \text{ Вт}/\text{м}^2$ , получим зависимость, график которой приведен на рис. 2.6.

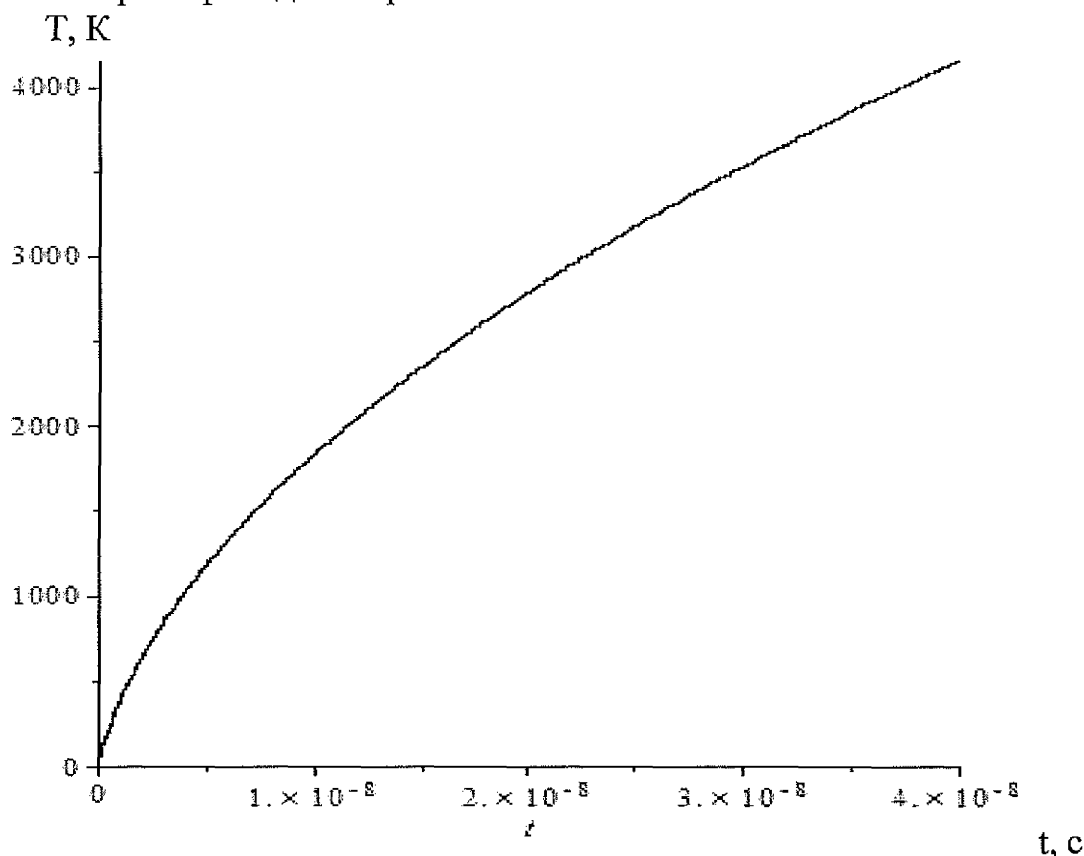


Рис. 2.6. Зависимость температуры на поверхности частицы от времени длительности лазерного импульса

Полученные значения для приращения температуры следует считать оценочными, так как в действительности при достижении температур порядка 1000 К теплофизические параметры графита могут измениться в несколько раз. Графиты обладают высокой анизотропией. Теплофизические параметры в различных направлениях могут также отличаться в несколько раз. При температуре порядка 2600 К в некоторых образцах начинается плавление, а при температуре 3800 К начинается кипение.

Согласно техническому описанию используемого в нашей работе лазера, интенсивность его излучения может достигать  $10^{10}$  --  $10^{11}$  Вт/м<sup>2</sup>. Используя одиночные импульсы этого излучения, мы наблюдали яркое свечение углеродных частиц и слышали звук характерный для ударных волн. При этом пьезоэлектрический преобразователь регистрировал акустические сигналы.

Всё это можно объяснить взрывным вскипанием углеродных частиц. Но нужно также учесть вклад в акустический сигнал взрывного вскипания плёнки жидкости, которая прилегает к частице и которая будет нагреваться за счёт отвода тепла от частицы. Температура спинодали для воды ( $T_c \approx 580$  К) на много меньше, чем для углерода, и за счёт этого может произойти несколько пульсационных вскипаний. Характерное время теплопроводности для частиц, которые мы использовали для оценок порядка 10 мкс, что сравнимо с продолжительностью акустических сигналов.

Энергию полученную частицей за счёт поглощённого лазерного излучения можно оценить по формуле

$$W = (1 - R) I_0 h^2 t_n,$$

где  $R$  – коэффициент отражения, который для гранита примерно равен 0.5. Подставляя в формулу характерные значения для интенсивности излучения

$I_0 \approx 1$  МВт/см<sup>2</sup>, стороны частицы  $h = 10$  мкм, длительности лазерного импульса  $t_n \approx 40$  нс, получим  $W \approx 20$  нДж.

Приращение температуры частицы при поглощении энергии импульса лазерного излучения, когда другими потерями тепла можно пренебречь, можно оценить по формуле

$$T = W / (\rho C_p h^3),$$

где  $\rho$  - плотность графита,  $C_p$  - удельная теплоёмкость. Подставляя в формулу характерные значения параметров  $\rho \approx 1400$  кг/м<sup>3</sup>,  $C_p \approx 710$  Дж/(кг·К), получим  $\approx 200$  К.

## ГЛАВА 3

### ГЕНЕРАЦИЯ ЗВУКА В ЖИДКОСТИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ НЕПРЕРЫВНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

#### § 3.1. ОПТИЧЕСКИЙ ПРОБОЙ В ВОДЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ НЕПРЕРЫВНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

При воздействии мощного лазерного излучения на вещество возникает оптико-акустический эффект, который заключается в генерации звука в облучаемом образце. В зависимости от плотности энергии поглощенной в поверхностном слое жидкости возможны различные механизмы генерации акустических и ударных волн: тепловое расширение, поверхностное испарение, взрывное вскипание и испарение, оптический пробой [1]. Подробнее см. § 1.2, 1.3, 1.4.

Механизм оптического пробоя, который обладает свойствами взрыва, реализуется, когда интенсивность лазерного излучения превышает порог пробоя [2]. В этом случае в фокальной области происходят микровзрывы и появляются полости заполненные плазмой. Лазерное излучение поглощается в плазме, полость расширяется, излучая ударную акустическую волну.

Оптическому пробоя в жидкости под действием коротких одиночных импульсов лазерного излучения посвящено довольно большое число экспериментальных работ, хотя теория этого явления находится в начальном состоянии. О наблюдении акустических сигналов, которые возникают под действием непрерывного лазерного излучения в условиях оптического пробоя, впервые сообщалось в работе [34]. В настоящей работе приводятся результаты более подробных исследований оптического пробоя в воде под действием непрерывного лазерного излучения. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 3.1.

В экспериментах использовался иттербиевый волоконный лазер ЛС-06, максимальная мощность излучения которого 600 Вт на длине волны 1,075 мкм. Излучение лазера фокусировалось с помощью линзы с фокусным расстоянием 73 мм на поверхность воды в сосуде.

Для регистрации акустического сигнала использовался пьезоэлектрический преобразователь с эффективной частотой 5 МГц, который встроен в стеклянную кювету с жидкостью, и располагался на расстоянии 4 см от поверхности воды.

Для регистрации интенсивности лазерного излучения и свечения из фокальной области линзы использовался фотодиод ФД-256, который подключался к источнику тока с  $U=9В$  в режиме обратного тока. В опытах использовалась дистиллированная вода. Лазер ЛС-06 работал в непрерывном режиме.

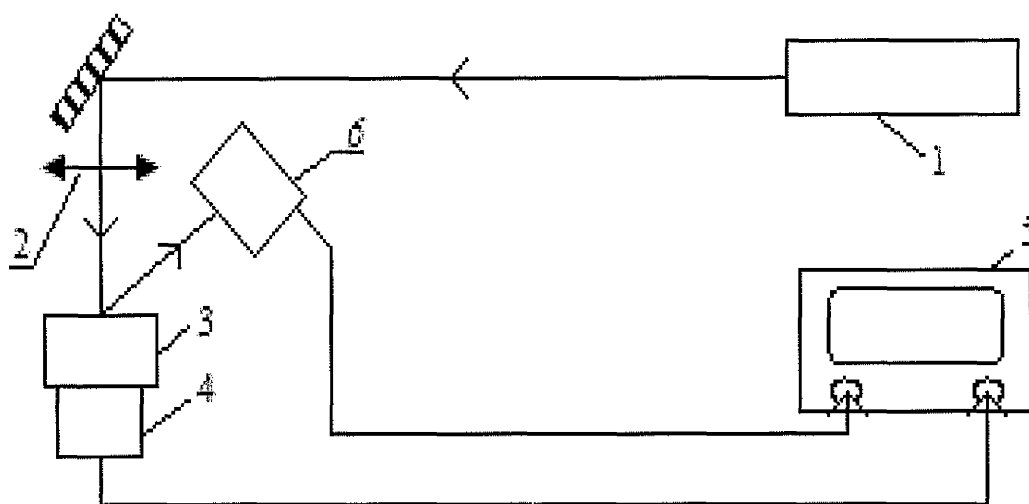


Рис. 3.1. Схема экспериментальной установки: 1- лазер ЛС-06, 2 – линза, 3- кювета с жидкостью, 4 – пьезодатчик, 5 – осциллограф, 6 – фотодиод

При фокусировке лазерного излучения на поверхность воды, при максимальной мощности излучения максимальная интенсивность излучения  $J_{\max}$  в центре лазерного пучка при минимальном радиусе пучка определялась в предположении, что этот пучок Гауссовый, по расходимости этого пучка, и составила около  $200 \text{ МВт/см}^2$ .

Визуальные и видеонаблюдения показали, что при интенсивности излучения, близкой к максимальной, наблюдались все явления, характерные для оптического пробоя в жидкости (рис. 3.2). В приповерхностном слое воды наблюдалась искра, которая опускалась на глубину 1- 3 мм от поверхности воды. От искры вниз опускалась струя воды и микропузырьков на глубину около 1 см, а вверх поднималась струя пара и пузырьков на высоту до 7 см. На поверхности воды были видны волны.

Наблюдения показали, что при изменении плотности мощности излучения от 15 до 100 % от максимального значения, пьезоэлектрический преобразователь регистрировал акустические сигналы.



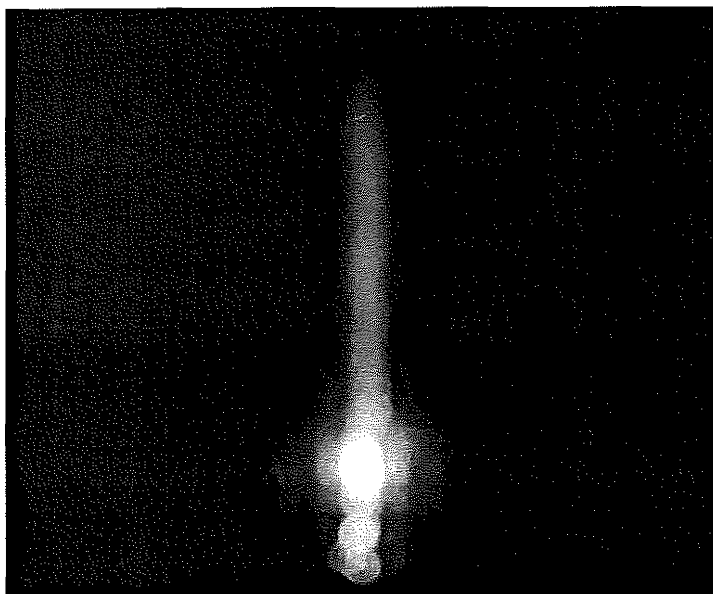


Рис. 3.2. Фотография оптического пробоя, полученная на цифровую фотокамеру.

На рис. 3. 3 приведена зависимость давления акустических сигналов  $P$  от времени при интенсивности лазерного излучения составляющей 50% от максимальной, и где  $P_{\max}$  – максимальная амплитуда давления в данной серии измерений . Видно, что эти сигналы нестабильны по форме, амплитуде, длительности и периоду следования, хотя нестабильность выходной мощности лазера не превышала 1 % . При более высокой интенсивности излучения стохастичность возрастала.

Нестабильность акустических сигналов можно объяснить стохастическим характером оптического пробоя, который возникает при взаимодействии непрерывного лазерного излучения с поверхностью воды. Акустические импульсы начинают появляться при интенсивности лазерного излучения, составляющей около 15 % от максимального значения, что соответствует примерно  $30 \text{ МВт/см}^2$ . При малых интенсивностях лазерного излучения (15--20 %) акустические сигналы появляются нестабильно через промежутки времени, составляющие десятые доли секунды или несколько секунд. При интенсивности излучения выше средней, эти импульсы появляются гораздо чаще. Следует отметить, что в [8] , где использовались одиночные наносекундные лазерные импульсы, также наблюдались акустические импульсы длительно-стью несколько миллисекунд.

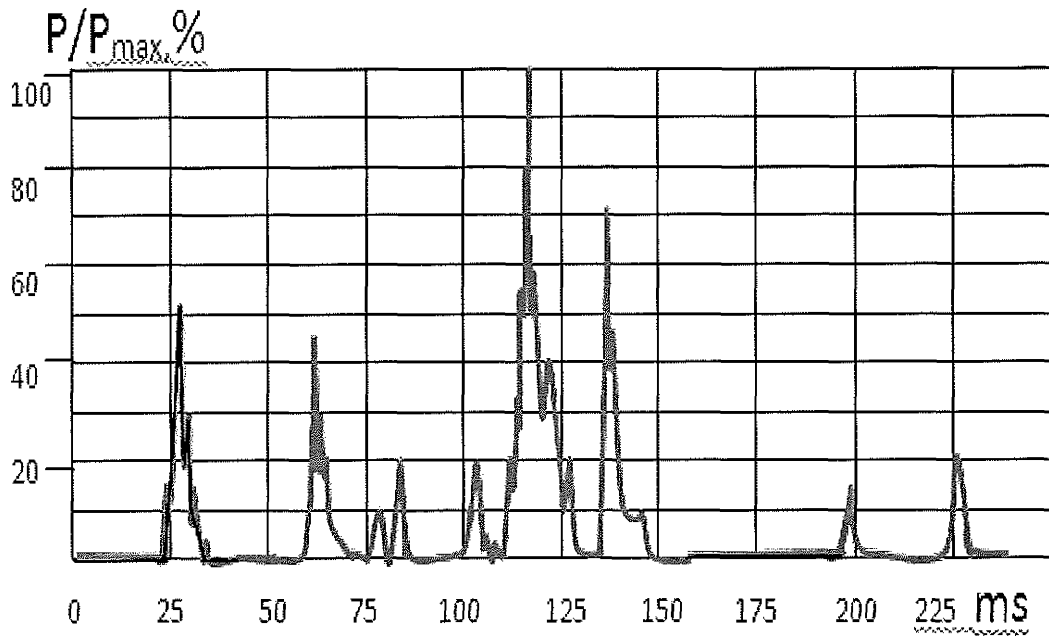


Рис. 3.3. Форма акустического сигнала при работе лазера в непрерывном режиме, зафиксированная с помощью пьезоэлектрического преобразователя

На рис. 3.4 приведены результаты измерений зависимости амплитуды давления акустических сигналов  $P$  от интенсивности лазерного излучения  $J$ .

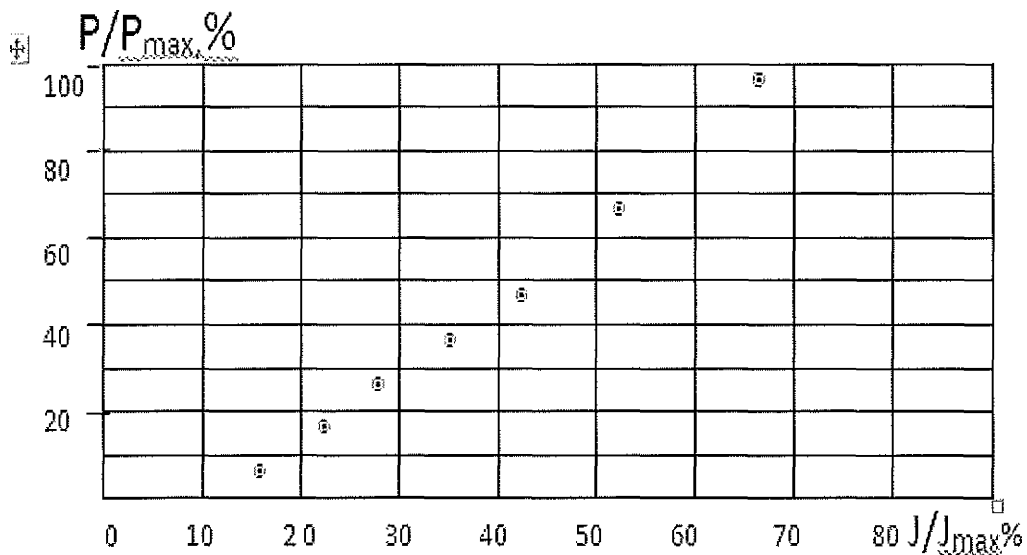


Рис. 3.4. Зависимость амплитуды давления акустических сигналов  $P$  от интенсивности лазерного излучения  $J$

Эта амплитуда определялась как среднее значение из максимальных амплитуд в нескольких сериях измерений при определённой интенсивности излучения, а  $P_{\max}$  определялась при интенсивности лазерного излучения, составляющей 70% от максимального значения. Оценки, проведённые для применяемого в измерениях пьезоэлектрического преобразователя, показывают, что этой амплитуде давления соответствует величина примерно равная 30 кПа. Оценки также показывают, что если считать источник акустического излучения точечным, то в условиях эксперимента давление вблизи излучающей поверхности могло достигать сотен атмосфер, что характерно для ударных волн и оптического пробоя.

Фотодиод использовался также для регистрации интенсивности лазерного излучения, которое в условиях эксперимента проходило через слой воды толщиной 4,5 см, и отражалось, и рассеивалось от поверхности металлической пластины, которая располагалась на расстоянии 10 см от поверхности воды. Фотодиод был направлен на область падения излучения на пластину и был направлен под углом примерно  $30^\circ$  к её поверхности. В этом случае светофильтры не применялись. В тех случаях, когда не наблюдаются акустические сигналы и свечение из фокальной области линзы, фотодиод регистрировал постоянную интенсивность излучения  $J_0$ . Но в определённые моменты времени интенсивность излучения, прошедшего через слой воды, начинала изменяться.

На рис. 3.5 приводится форма сигнала интенсивности лазерного излучения прошедшего через слой воды при интенсивности лазерного излучения, составляющей 50 % от максимального значения, из которой видно, что в некоторый момент времени интенсивность излучения резко уменьшается. Аналогичные сигналы также нестабильны по форме и времени повторения, но они возникают практически одновременно с акустическими сигналами. Изменения интенсивности могут достигать 85 %. Но эти изменения могут происходить не только за счёт поглощения лазерного излучения, а также за счёт его рассеяния и свечения из фокальной области линзы. Искривление поверхности воды в области падения лазерного излучения может оказывать фокусирующее действие, вследствие чего интенсивность прошедшего излучения может превышать  $J_0$ .

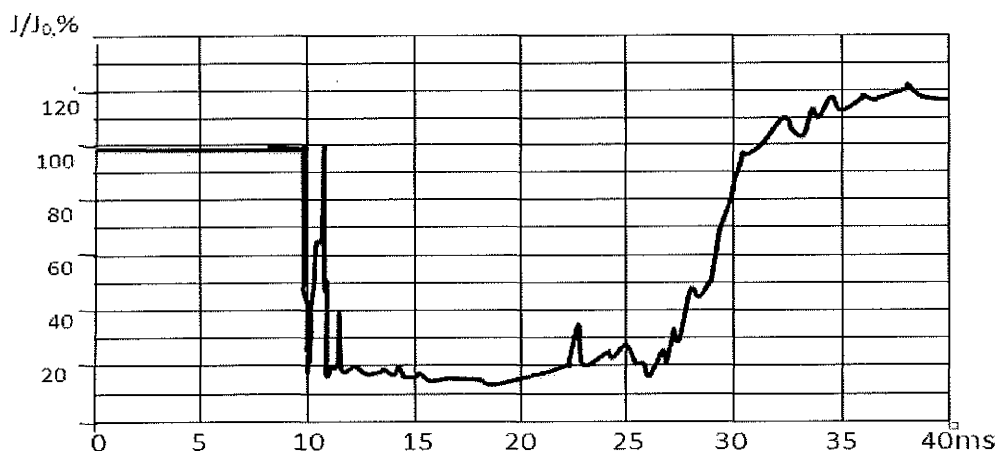


Рис. 3.5. Форма сигнала интенсивности лазерного излучения, прошедшего через слой воды, зафиксированная с помощью фотодиода

Итак, в условиях эксперимента при достижении определённого значения интенсивности лазерного излучения начинают проявляться все характерные особенности оптического пробоя ( эффективная генерация звуковых волн, свечение из фокальной области линзы, эффективное поглощение лазерного излучения), которые носят спорадический характер.

Известно, что оптический пробой имеет пороговый характер. Это явление достаточно хорошо изучено для коротких ( наносекундных или микросекундных ) лазерных импульсов. Например, для излучения на длине волны 1,064 мкм пробой можно наблюдать при интенсивностях лазерного излучения  $10^9$ — $10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup>. Оптический пробой в жидкостях носит спорадический характер. При достижении определённого порогового значения интенсивности лазерного излучения пробой возникает не при каждом лазерном импульсе.

Также известно, что для возникновения оптического пробоя в прозрачных средах нужны затравочные структурные изменения в жидкости. Это могут быть инородные частицы или пузырьки растворённого газа. Когда, например, твердотельная микрочастица попадает в перетяжку лазерного пучка, и она разогревается до температуры ионизации молекул воды, которые окружают эту частицу, то происходит образование плотной плазмы, в которой происходит сильное поглощение излучения и образование плазменной полости.

Однако многие исследователи отмечали, что даже в высокоочищенных от твёрдых примесей жидкостях оптический пробой не исчезает. В работе [7] модель спорадического пробоя строится на основе

предположения о том, что оптический пробой возникает на гетерогенных структурах, бабстонных кластерах, которые представляют собой нанопузырьки растворённых газов, которые объединяются в частицы микронных размеров. В этой работе рассмотрена роль бабстонных кластеров и показано, что в дважды дистиллированной, деионизованной и промытой гелием воде на длине волны излучения 1,064 мкм оптический пробой наблюдается при интенсивностях не меньше  $10^{12}$ -- $10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>, хотя в случае не обработанной гелием воды пробой возникает при интенсивностях излучения  $10^9$  Вт/см<sup>2</sup>.

В условиях нашего эксперимента (непрерывная генерация излучения, дистиллированная вода) оптический пробой начинается при интенсивности излучения около  $3 \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>, что почти на два порядка ниже, чем при наносекундном лазерном излучении. Это можно объяснить тем, что пробой в наших условиях начинает появляться в воде при температуре, близкой к температуре кипения. Хотя вода слабо поглощает излучение на длине волны 1,06 мкм, но коэффициент поглощения на этой длине волны в несколько раз больше, чем в видимом диапазоне. Оценки показывают, что в условиях нашего эксперимента вода при пороговой интенсивности излучения в области перетяжки лазерного пучка начинает закипать через время порядка 0,1—0,2 мс. В работе [7] отмечается, что при температурах вблизи точки кипения плотность бабстонных кластеров существенно возрастает. Вблизи точки кипения также повышается плотность паровых пузырьков, которые тоже служат гетерогенными центрами оптического пробоя, и это снижает порог пробоя. При кипении воды появляются парогазовые пузырьки над её поверхностью, что может в определённые моменты времени приводить к фокусировке лазерного излучения. Поверхность воды при кипении стохастически изменяется, что также может приводить к фокусировке излучения, и увеличению интенсивности лазерного излучения в фокальной области линзы, что может привести к пробоям.

### **3.2. ОПТИЧЕСКИЙ ПРОБОЙ В ТОЛЩЕ ВОДЫ ПОД ДЕЙСТВИЕМ НЕПРЕРЫВНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

При воздействии мощного лазерного излучения на вещество возникает оптико-акустический эффект, который заключается в генерации звука в облучаемом образце. В зависимости от плотности энергии поглощенной в поверхностном слое жидкости возможны различные механизмы генерации акустических и ударных волн: тепловое расширение, поверхностное испарение, взрывное вскипание и испарение, оптический пробой [1].

Механизм оптического пробоя, который обладает свойствами взрыва, реализуется, когда интенсивность лазерного излучения превышает порог пробоя [2]. В этом случае в фокальной области лазерного луча происходят микровзрывы и появляются полости заполненные плазмой. Лазерное излучение поглощается в плазме, полость расширяется, излучая ударную акустическую волну.

Оптическому пробую в жидкости под действием коротких одиночных импульсов лазерного излучения посвящено довольно большое число экспериментальных работ, хотя теория этого явления находится в начальном состоянии. О наблюдении акустических сигналов, которые возникают под действием непрерывного лазерного излучения в условиях оптического пробоя в дистиллированной воде при фокусировке излучения на поверхность воды впервые сообщалось в работах [34,35]. В настоящей работе приводятся результаты исследований оптического пробоя под действием непрерывного лазерного излучения при фокусировке излучения в толще воды. В работе использовались те же приборы и устройства, которые использовались в работе [35] ( см. § 3.1.). Схема экспериментальной установки приведена на рис. 3.1.

В экспериментах использовался иттербиевый волоконный лазер ЛС-06, максимальная мощность излучения которого 600 Вт на длине волны 1,075 мкм. В состав комплекса с этим лазером входит лазер непрерывного излучения мощность которого 1 мВт на длине волны 0,63 мкм, которое совмещается с излучением основного лазера. Излучение лазеров фокусировалось с помощью линзы с фокусным расстоянием 73 мм в толще воды на глубине 18 мм от поверхности воды, либо на поверхность воды в сосуде.

Для регистрации акустического сигнала использовался пьезоэлектрический преобразователь с эффективной частотой 5 МГц, который встроен в стеклянную кювету с жидкостью, и располагался на расстоянии 4 см от области фокусировки лазерного излучения. Для контроля интенсивности лазерного излучения и синхронизации использовался фотодиод ФД-256. В опытах использовалась дистиллированная вода. Лазер ЛС-06 работал в непрерывном режиме.

При фокусировке лазерного излучения максимальная интенсивность излучения  $J_{\max}$  в центре лазерного пучка после прохождения через линзу при минимальном радиусе пучка определялась в предположении, что этот пучок Гауссовый, по расходимости этого пучка, и составила около 200 МВт/см<sup>2</sup>. Все наблюдения и измерения, проведенные в толще воды, для сравнения повторялись при фокусировке излучения на поверхности воды при тех же условиях и геометрии опыта.

Визуальные и видеонаблюдения показали, что при фокусировке излучения в толще воды при интенсивности излучения, составляющей половину от максимальной, наблюдались все явления, характерные для оптиче-

ского пробоя в жидкости. В области фокусировки излучения не вооружённым глазом наблюдалась искра длиной 1-3 мм. От искры вверх поднималась струя воды и микропузырьков, но в отличие от фокусировки на поверхность воды, эта струя не поднимается на большую высоту над поверхностью воды. При достаточно высокой интенсивности лазерного излучения наблюдалось вихревое движение воды около фокальной области лазерного луча. На поверхности воды были видны волны.

В условиях нашего эксперимента оптический пробой можно было наблюдать и фиксировать с помощью видимого излучения лазера, который сопровождает излучение лазера ЛС-06. Каустика сопровождающего лазера совмещена с излучением основного лазера, и его излучение можно использовать в качестве зондирующего при изучении взаимодействия излучения лазера ЛС-06 с веществом. Излучение этого лазера непрерывное, и включается независимо от излучения основного лазера. Наблюдения показывают, что при включении основного лазера, диаметр пучка зондирующего лазера увеличивается в 2-3 раза. Это можно объяснить тем, что вода в фокальной области излучения этих лазеров закипает и происходит рассеяние света на продуктах кипения. Если интенсивность излучения основного лазера не превышает порогового значения, интенсивность зондирующего излучения не изменяется, но при превышении порога, интенсивность этого излучения начинает совершать резкие колебания, синхронные с акустическими импульсами и свечением из области пробоя.

Наблюдения показывают, что при фокусировке излучения в глубине воды характерные особенности оптического пробоя начинают проявляться при интенсивностях лазерного излучения (25--30 %) от максимального значения, что примерно в два раза выше, чем при фокусировке на поверхности воды.

Наблюдения показали, что при изменении плотности мощности излучения от 25 до 100 % от максимального значения, пьезоэлектрический преобразователь регистрировал акустические сигналы, аналогичные тем, которые возникали при фокусировке излучения на поверхность воды [35] (см. § 3.1.).

На рис. 3.6 приведена зависимость давления акустических сигналов  $P$  от времени при интенсивности лазерного излучения составляющей 50 % от максимального значения, полученные при фокусировке излучения в толще воды (рис. 3.6, а), и при фокусировке на поверхности воды (рис. 3.6, б). где  $P_{\max}$  – максимальная амплитуда давления в данной серии измерений. Видно, что эти сигналы нестабильны по форме, амплитуде, длительности и периоду следования, хотя нестабильность выходной мощности лазера не превышала 1 %.

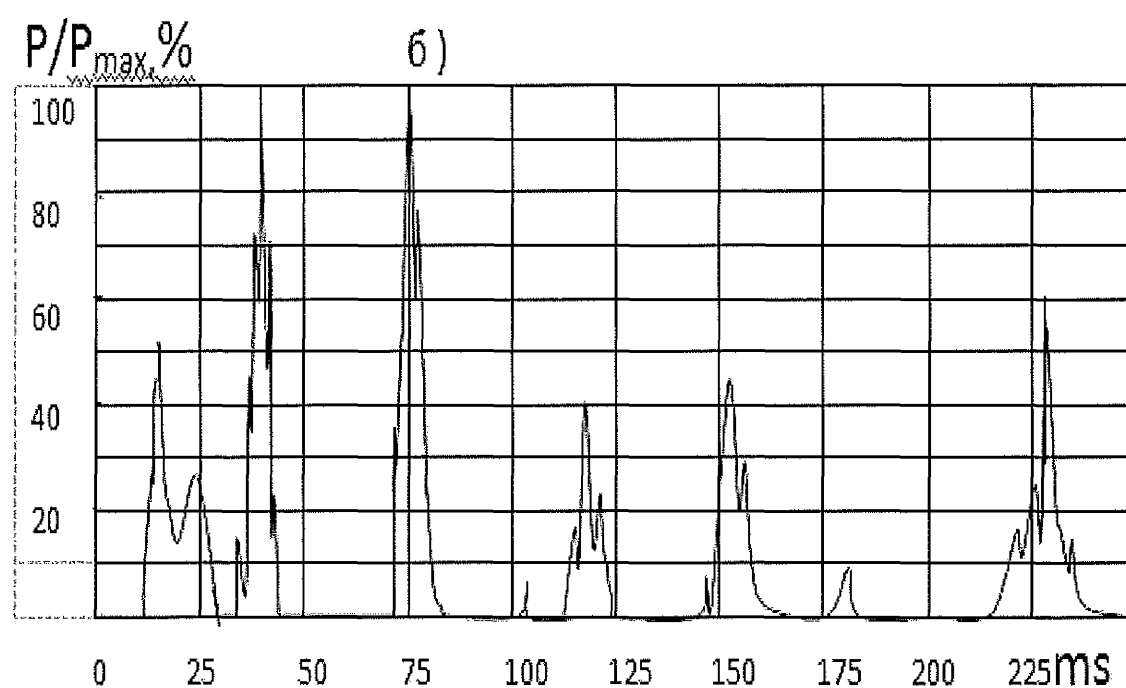
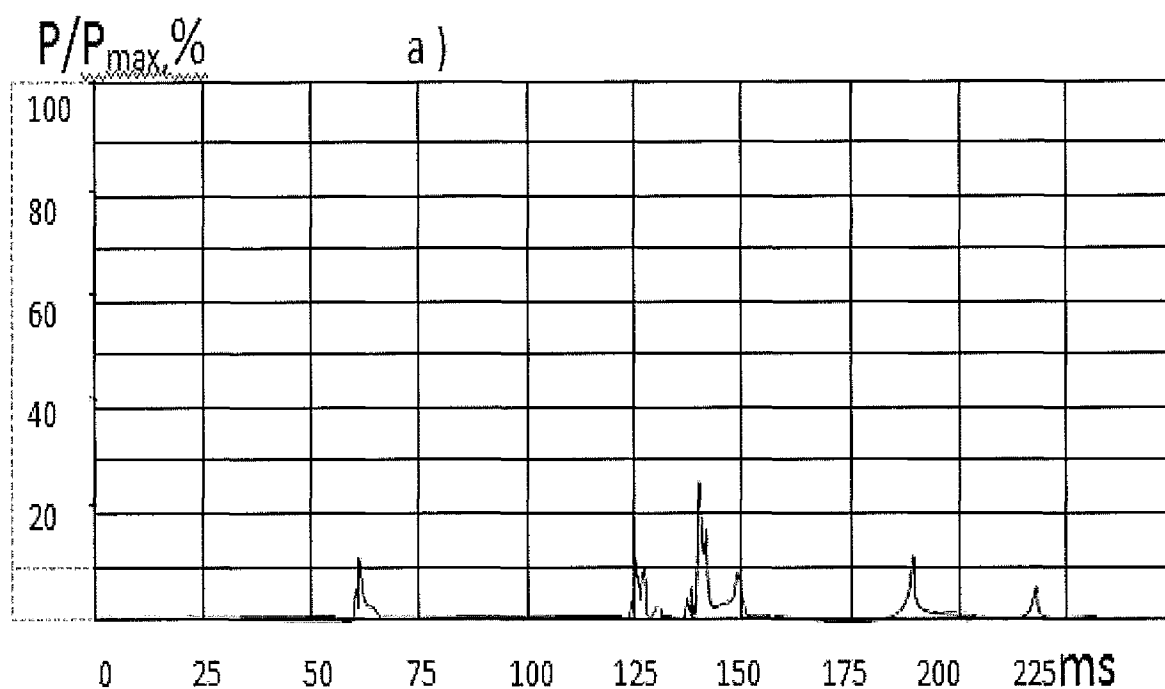


Рис. 3.6. Формы акустических сигналов, полученные при фокусировке излучения в толще воды (а), и при фокусировке на поверхности воды( рис. б)



Проведено несколько серий подобных измерений, которые показали, что амплитуда акустических сигналов, полученных при фокусировке излучения на поверхности воды, в среднем примерно в четыре раза больше, чем при фокусировке излучения в толще воды

Известно, что для возникновения оптического пробоя в прозрачных средах нужны затравочные структурные изменения в жидкости. Это могут быть инородные частицы или пузырьки растворённого газа (бабстонные кластеры [7]). Когда, например, микрочастица попадает в перетяжку лазерного пучка, и она разогревается до температуры ионизации молекул воды, которые окружают эту частицу, то происходит образование плотной плазмы, в которой происходит сильное поглощение излучения и образование плазменной полости.

Для расчёта возбуждения акустических волн при оптическом пробое обычно используется простейшая модель, в которой предполагается, что при превышении некоторой пороговой интенсивности в фокальной области происходят микровзрывы и появляются полости, заполненные светящейся плазмой. В результате поглощения излучения сферическая полость (пузырёк) заполняется однородной плазмой и расширяется. Энергия поглощённого излучения идёт на нагревание вещества в полости и работу расширения. При этом не учитывается нагрев приповерхностного слоя жидкости, прилегающего к пузырьку, который может иметь существенное значение для генерации звука.

Известно (см., например, [6]), что при достаточно быстром нагреве поверхностного слоя жидкости до температуры абсолютной неустойчивости происходит взрывное вскипание, которое сопровождается излучением акустического импульса. Такой процесс может повторяться. В нашем случае энергия к поверхностному слою воды, который окружает пузырьёк, поступает от плазменной полости, которая может иметь температуру порядка  $10^4$  К. Если тонкий поверхностный слой может быть нагрет до температуры абсолютной неустойчивости в метастабильном состоянии, которая для воды порядка 584 К, то произойдёт взрывное вскипание. Поверхностный слой разрушается и сбрасывается. Когда пузырьёк находится вблизи поверхности воды, водяные капли могут выбрасываться на достаточно большую высоту. В условиях нашего эксперимента можно было наблюдать капли, которые поднимались на высоту около 12 см.

Различие порогов пробоя при различной фокусировке лазерного пучка можно объяснить тем, что динамика возникновения, развития и схлопывания пузырьков, которые образуются при оптическом пробое, происходит в разных условиях. В глубине воды пузырьёк со всех сторон

окружён водой, в отличие от тех, которые находятся на поверхности воды.

### **§ 3.3. ОПТИЧЕСКИЙ ПРОБОЙ В ВОДНОМ ИОННОМ РАСТВОРЕ ХЛОРИДА НАТРИЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ НЕПРЕРЫВНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

При воздействии мощного лазерного излучения на вещество возникает оптико-акустический эффект, который заключается в генерации звука в облучаемом образце. В зависимости от плотности энергии поглощенной в поверхностном слое жидкости возможны различные механизмы генерации акустических и ударных волн: тепловое расширение, поверхностное испарение, взрывное вскипание и испарение, оптический пробой[1]. Подробнее см. § 1.2, 1.3, 1.4.

Механизм оптического пробоя, который обладает свойствами взрыва, реализуется, когда интенсивность лазерного излучения превышает порог пробоя [2]. В этом случае в фокальной области лазерного луча происходят микровзрывы и появляются полости, заполненные плазмой. Лазерное излучение поглощается в плазме, полость расширяется, излучая ударную акустическую волну.

Оптическому пробояю в жидкости под действием коротких одиночных импульсов лазерного излучения посвящено довольно большое число экспериментальных работ, хотя теория этого явления находится в начальном состоянии. О наблюдении акустических сигналов, которые возникают под действием непрерывного лазерного излучения в условиях оптического пробоя в дистиллированной воде, впервые сообщалось в работах [35,36]. В настоящей работе приводятся результаты исследований оптического пробоя в солёной воде под действием непрерывного лазерного излучения, в условиях, аналогичных этим работам. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 3.1.

В экспериментах использовался иттербиевый волоконный лазер ЛС-06, максимальная мощность излучения которого 600 Вт на длине волны 1,075 мкм. Излучение лазера фокусировалось с помощью линзы с фокусным расстоянием 73 мм на поверхность воды в сосуде. Для регистрации акустического сигнала использовался пьезоэлектрический преобразователь с эффективной частотой 5 МГц, который встроен в стеклянную кювету с жидкостью, и располагался на расстоянии 4 см от поверхности воды. Для контроля интенсивности лазерного излучения и синхронизации использовался фотодиод ФД-256. В опытах использовался водный ионный раствор 0.6 М NaCl, что примерно соответствует концентрации соли в морской воде. Лазер ЛС-06 работал в непрерывном режиме.

При фокусировке лазерного излучения на поверхность воды максимальная интенсивность излучения  $J_{\max}$  в центре лазерного пучка при ми-

нимальном радиусе пучка определялась в предположении, что этот пучок Гауссовый, по расходимости этого пучка, и составила около  $200 \text{ МВт/см}^2$ . Все наблюдения и измерения, проведенные с использованием водного раствора соли, для сравнения повторялись в дистиллированной воде при тех же условиях и геометрии опыта.

Визуальные и видеонаблюдения показали, что при интенсивности излучения, близкой к максимальной, наблюдались все явления, характерные для оптического пробоя в жидкости. В приповерхностном слое воды наблюдалась искра, которая опускалась на глубину 1-3 мм от поверхности воды. От искры вниз опускалась струя воды и микропузырьков на глубину около 1 см, а вверх поднималась струя пара и пузырьков на высоту до 7 см. При достаточно высокой интенсивности лазерного излучения наблюдалось вихревое движение воды около фокальной области лазерного луча. На поверхности воды были видны волны.

В условиях нашего эксперимента оптический пробой можно было наблюдать и фиксировать с помощью видимого излучения лазера, который сопровождает излучение лазера ЛС-06. Каустика пилотного лазера совмещена с излучением основного лазера, и его излучение можно использовать в качестве зондирующего при изучении взаимодействия излучения лазера ЛС-06 с веществом. Излучение этого лазера непрерывное, и включается независимо от излучения основного лазера. Наблюдения показывают, что при включении основного лазера, диаметр пучка зондирующего лазера увеличивается в 2-3 раза. Это можно объяснить тем, что вода в фокальной области излучения этих лазеров закипает, и происходит рассеяние света на продуктах кипения. Если интенсивность излучения основного лазера не превышает порогового значения, интенсивность зондирующего излучения не изменяется, но при превышении порога, интенсивность этого излучения начинает совершать резкие колебания синхронные с акустическими импульсами и свечением из области пробоя.

Наблюдения показывают, что при малых интенсивностях лазерного излучения (12--20 %) акустические сигналы и колебания интенсивности зондирующего луча появляются нестабильно через промежутки времени, составляющие десятые доли секунды или несколько секунд, но в солёной воде эти сигналы появляются гораздо чаще (в 2-5 раз), чем в дистиллированной воде.

Наблюдения показали, что при изменении плотности мощности излучения от 15 до 100 % от максимального значения, пьезоэлектрический преобразователь регистрировал акустические сигналы, аналогичные тем, которые возникали в дистиллированной воде [35].

На рис. 3.7 приведена зависимость давления акустических сигналов  $P$  от времени при интенсивности лазерного излучения со-

ставляющей 50 % от максимального значения, где  $P_{\max}$  – максимальная амплитуда давления в данной серии измерений. Видно, что эти сигналы также нестабильны по форме, амплитуде, длительности и периоду следования как и в дистиллированной воде, хотя нестабильность выходной мощности лазера не превышала 1 %.

Нестабильность акустических сигналов можно объяснить стохастическим характером оптического пробоя, который возникает при взаимодействии непрерывного лазерного излучения с поверхностью воды. Акустические импульсы начинают появляться при интенсивности лазерного излучения, составляющей около 12 % от максимального значения, что соответствует примерно  $30 \text{ МВт/см}^2$ , то есть порог пробоя примерно такой же, как и в дистиллированной воде.

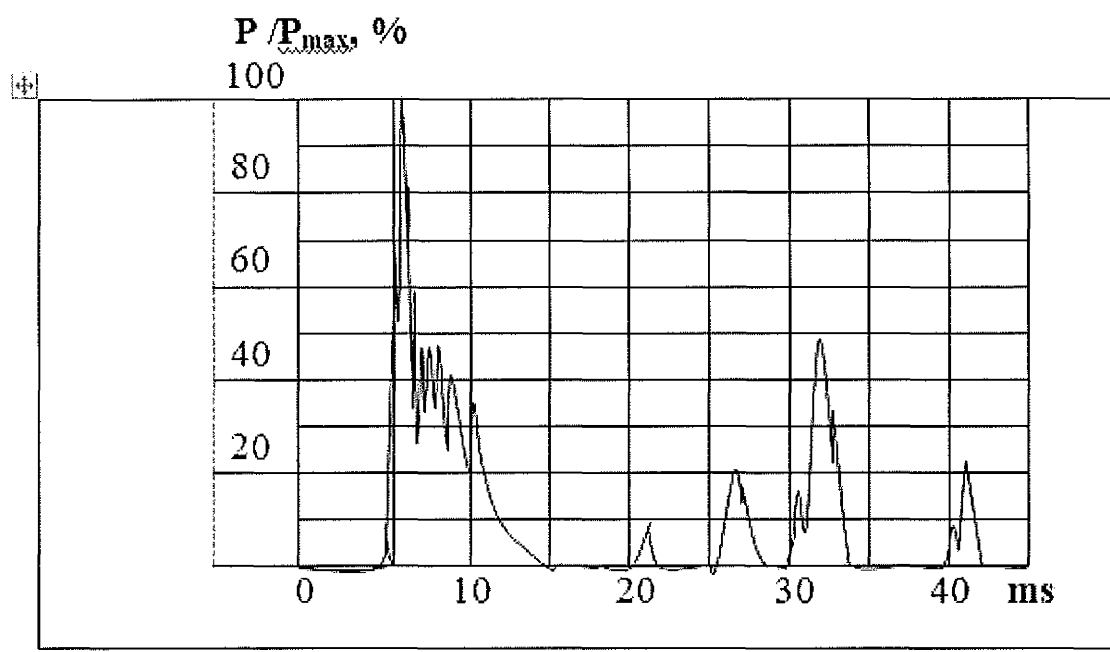


Рис. 3.7. Форма акустического сигнала при работе лазера в непрерывном режиме

В условиях нашего эксперимента оптический пробой можно было наблюдать и фиксировать с помощью видимого излучения лазера, который сопровождает излучение лазера ЛС-06. Каустика пилотного лазера совмещена с излучением основного лазера, и его излучение можно использовать в качестве зондирующего при изучении взаимодействия излучения лазера ЛС-06 с веществом. Излучение этого лазера непрерывное и включается

независимо от излучения основного лазера. Наблюдения показывают, что при включении основного лазера, диаметр пучка зондирующего лазера увеличивается в 2-3 раза. Это можно объяснить тем, что вода в фокальной области излучения этих лазеров закипает, и происходит рассеяние света на продуктах кипения. Если интенсивность излучения основного лазера не превышает порогового значения, интенсивность зондирующего излучения не изменяется, но при превышении порога, интенсивность этого излучения начинает совершать резкие колебания синхронные с акустическими импульсами и свечением из области пробоя.

Наблюдения показывают, что при малых интенсивностях лазерного излучения (12--20 %) акустические сигналы и колебания интенсивности зондирующего луча появляются нестабильно через промежутки времени, составляющие десятые доли секунды или несколько секунд, но в солёной воде эти сигналы появляются гораздо чаще (в 2-5раз), чем в дистиллированной воде.

Итак, в солёной воде также как и в дистиллированной при достижении определённого значения интенсивности лазерного излучения начинают проявляться все характерные особенности оптического пробоя ( эффективная генерация звуковых волн, свечение из фокальной области линзы, эффективное поглощение лазерного излучения), которые носят спорадический характер.

Известно, что оптический пробой имеет пороговый характер. Это явление достаточно хорошо изучено для коротких ( наносекундных или микросекундных ) лазерных импульсов. Например, для излучения на длине волны 1,064 мкм пробой можно наблюдать при интенсивностях лазерного излучения  $10^9$ — $10^{10}$  Вт/см<sup>2</sup>. Оптический пробой в жидкостях носит спорадический характер. При достижении определенного порогового значения интенсивности лазерного излучения пробой возникает не при каждом лазерном импульсе.

Также известно, что для возникновения оптического пробоя в прозрачных средах нужны затравочные структурные изменения в жидкости. Это могут быть инородные частицы или пузырьки растворённого газа. Когда, например, твердотельная микрочастица попадает в перетяжку лазерного пучка, и она разогревается до температуры ионизации молекул воды, которые окружают эту частицу, то происходит образование плотной плазмы, в которой происходит сильное поглощение излучения и образование плазменной полости.

Однако многие исследователи отмечали, что даже в высокоочищенных от твёрдых примесей жидкостях оптический пробой не исчезает. В работе[7] модель спорадического пробоя строится на основе

предположения о том, что оптический пробой возникает на гетерогенных структурах, бабстонных кластерах, которые представляют собой нанопузырьки растворённых газов, которые объединяются в частицы микронных размеров. В этой работе рассмотрена роль бабстонных кластеров и показано, что в дважды дистиллированной, деионизованной и промытой гелием воде на длине волны излучения 1,064 мкм оптический пробой наблюдается при интенсивностях не меньше  $10^{12}$ -- $10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>, хотя в случае не обработанной гелием воды пробой возникает при интенсивностях излучения  $10^9$  Вт/см<sup>2</sup>. Промывка воды гелием способствует уменьшению концентрации растворённых в воде газов и бабстонных кластеров. Согласно этой модели, оптический пробой происходит, если в момент выстрела лазера хотя бы один кластер попадёт в некоторый объём внутри которого интенсивность лазерного луча превышает пороговую интенсивность пробоя.

В этой же работе [7] приводятся результаты исследования концентрации бабстонных кластеров в водном 1М растворе NaCl, оценена концентрация бабстонных кластеров, равная примерно  $4 \cdot 10^5$  см<sup>3</sup>. Показано, что с ростом концентрации NaCl объёмная плотность бабстонных кластеров при определённых условиях возрастает. Этим можно объяснить тот факт, что в условиях нашего эксперимента частота оптических пробоев в водном растворе NaCl больше, чем в дистиллированной воде.

В условиях нашего эксперимента (непрерывная генерация излучения, солёная вода) оптический пробой начинается при интенсивности излучения около  $3 \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>, что почти на два порядка ниже, чем при наносекундном лазерном излучении. Это можно объяснить тем, что пробой в наших условиях начинает появляться в кипящей воде, которая находится в области перетяжки лазерного пучка. Хотя вода слабо поглощает излучение на длине волны 1,06 мкм, но коэффициент поглощения на этой длине волны в несколько раз больше, чем в видимом диапазоне, и составляет примерно 0,16 1/см. Оценки показывают, что в условиях нашего эксперимента вода при пороговой интенсивности излучения в области перетяжки лазерного пучка начинает закипать через время порядка 0,2 мс. При кипении воды появляются парогазовые пузырьки в области фокусировки лазерного пучка и над поверхностью воды, что может в определённые моменты времени приводить к фокусировке лазерного излучения. Поверхность воды при кипении стохастически изменяется, что также может приводить к фокусировке излучения и увеличению интенсивности лазерного излучения в фокальной области лазерного пучка, что может привести к пробоям. Кроме того, излучение в этих условиях взаимодействует с пузырьками с парогазовой смесью, что также может снижать порог пробоя.

## ГЛАВА 4

### ГЕНЕРАЦИЯ ЗВУКА В ЖИДКОСТИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ИМПУЛЬСОВ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

#### § 4.1. ОПТИЧЕСКИЙ ПРОБОЙ В ВОДЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ИМПУЛЬСОВ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

При воздействии мощного лазерного излучения на вещество возникает оптико-акустический эффект, который заключается в генерации звука в облучаемом образце. В зависимости от плотности энергии поглощенной в поверхностном слое жидкости возможны различные механизмы генерации акустических и ударных волн: тепловое расширение, поверхностное испарение, взрывное вскипание и испарение, оптический пробой.

Механизм оптического пробоя, который обладает свойствами взрыва, реализуется, когда интенсивность лазерного излучения превышает порог пробоя [1]. В этом случае в фокальной области происходят микровзрывы и появляются полости заполненные плазмой. Лазерное излучение поглощается в плазме, полость расширяется, излучая ударную акустическую волну.

Оптическому пробоя в жидкости под действием коротких одиночных наносекундных и микросекундных импульсов лазерного излучения посвящено довольно большое число экспериментальных работ, хотя теория этого явления находится в начальном состоянии.

В настоящей работе рассмотрены результаты исследований генерации акустических волн в воде под действием периодической последовательности миллисекундных импульсов лазерного излучения. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 4. 1.

В экспериментах использовался иттербиевый волоконный лазер ЛС-06, максимальная мощность излучения которого 600 Вт на длине волны 1,075 мкм. Излучение лазера фокусировалось с помощью линзы на поверхность воды в сосуде.

Для регистрации акустического сигнала использовался пьезоэлектрический преобразователь с эффективной частотой 5 МГц, который встроен в кювету с жидкостью, и располагался на расстоянии 4 см от поверхности воды. Для регистрации лазерных импульсов использовался фотодиод. В экспериментах использовалась дистиллированная вода.

Лазер ЛС-06 может работать в непрерывном режиме и в режиме модуляции, когда излучается периодическая последовательность лазерных им-

пульсов. При работе в режиме модуляции в настоящей работе используется генератор импульсов Г5-54, который определяет длительность и частоту повторения лазерных импульсов. В этом режиме максимальная частота- 5 кГц.

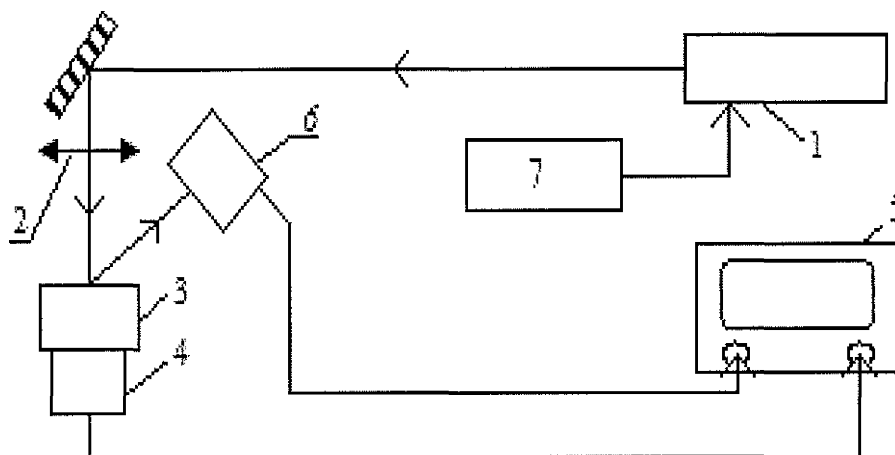


Рис. 4.1. Схема экспериментальной установки: 1 – лазер ЛС-06, 2 – линза, 3- кювета с жидкостью, 4 – пьезодатчик, 5 – осциллограф, 6 – фотодиод, 7 – генератор импульсов

. На рис. 4.2 приведена фотография сигнала модуляции и выходной мощности лазера.

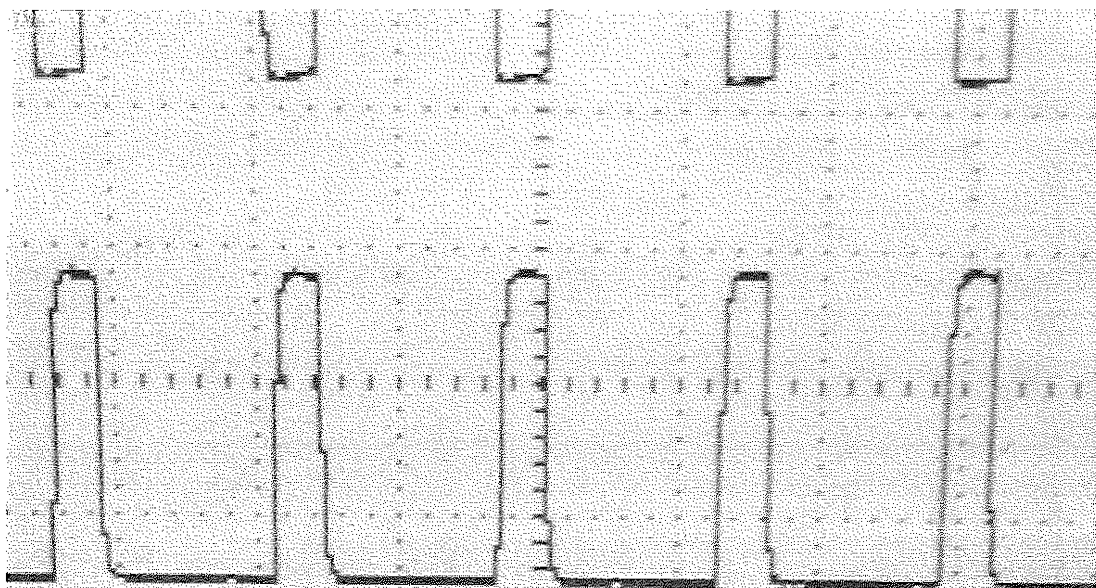


Рис. 4.2. Верхний график- сигнал модуляции лазера, нижний – выходная мощность. М 1.00 ms



При фокусировке лазерного излучения на поверхность воды, при максимальной мощности излучения максимальная интенсивность излучения  $J_{\max}$  в центре лазерного пучка при минимальном радиусе пучка определялась в предположении, что этот пучок Гауссовый, по расходимости этого пучка, и составила около  $200 \text{ МВт/см}^2$ .

Визуальные и видео наблюдения показали, что при интенсивности излучения близкой к максимальной наблюдались все явления, характерные для оптического пробоя в жидкости. В приповерхностном слое воды в фокальной области лазерного луча наблюдалась искра, которая опускалась на глубину 1- 4 мм от поверхности воды, и поперечный размер которой составляет доли миллиметра. От искры вниз опускалась струя воды и микропузырьков на глубину около 1 см, а вверх поднималась струя пара на высоту до 7 см. На поверхности воды были видны волны. Вокруг фокальной области луча наблюдалось турбулентное движение воды.

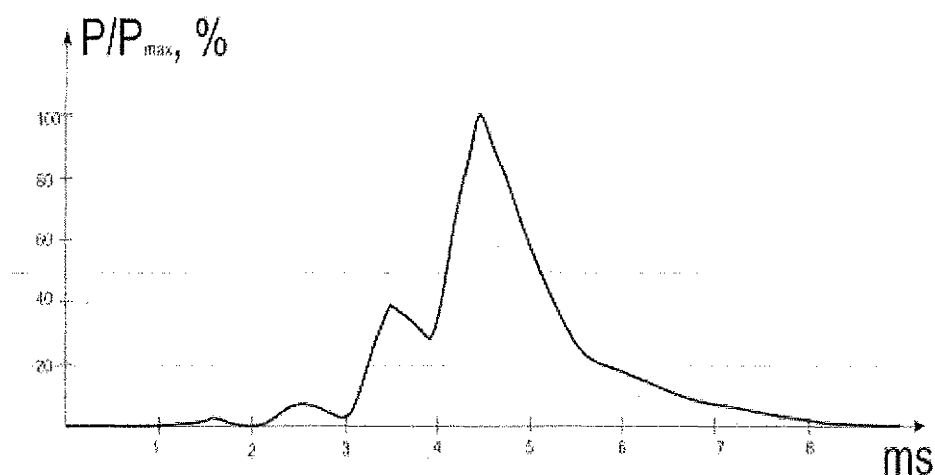
Наблюдения показали, что при изменении плотности мощности излучения от 15 до 100 % от максимального значения, пьезоэлектрический преобразователь регистрировал акустические сигналы.

В условиях нашего эксперимента оптический пробой можно было наблюдать и фиксировать не только по регистрации акустических сигналов, а также с помощью видимого излучения лазера, который сопровождает излучение лазера ЛС-06. Каустика сопровождающего лазера совмещена с излучением основного лазера, и его излучение можно использовать в качестве зондирующего при изучении взаимодействия излучения лазера ЛС-06 с веществом. Излучение этого лазера непрерывное и включается независимо от излучения основного лазера. Если интенсивность излучения основного лазера не превышает порогового значения, интенсивность зондирующего излучения практически не изменяется, но при превышении порога, интенсивность этого излучения начинает совершать резкие колебания синхронные с акустическими импульсами и свечением из области пробоя.

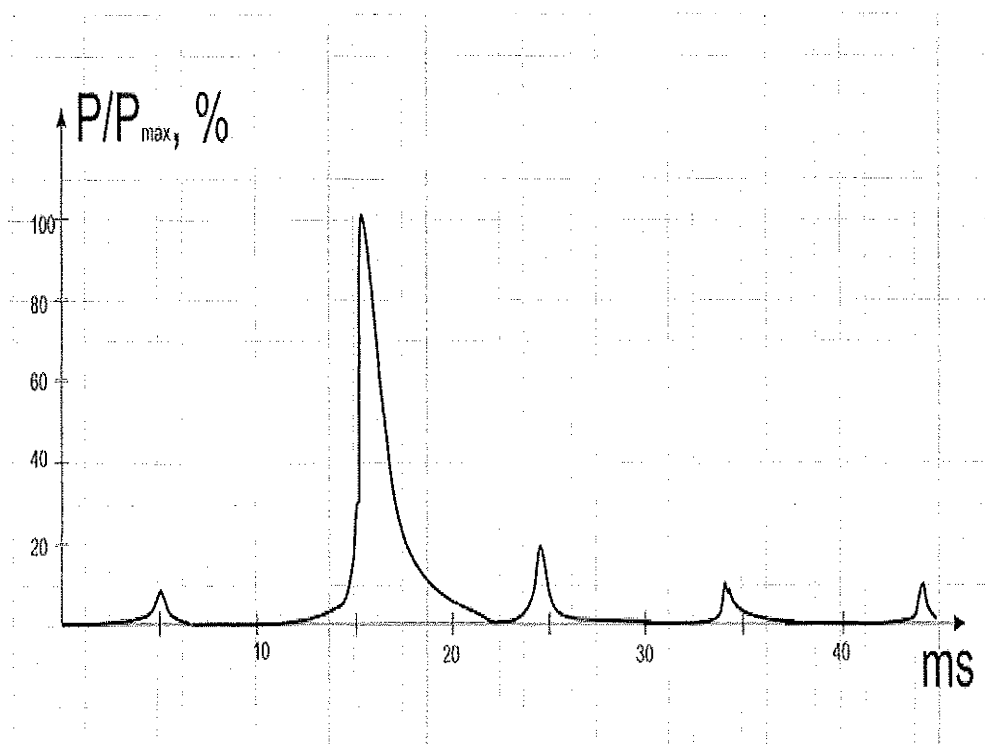
Наблюдения показывают, что при работе лазера в режиме модуляции, в том случае, когда длительность лазерных импульсов сравнима с периодом их следования, характерные особенности оптического пробоя начинают проявляться при интенсивностях лазерного излучения 15 -- 20 % от максимального значения, что примерно одинаково с тем, что наблюдается при режиме непрерывного излучения ( см. выше). А когда период следования лазерных импульсов в 4 – 5 раз больше, чем длительность этих импульсов, и эта длительность не превышает 0.3 ns, эти характерные особенности начинают проявляться при интенсивностях лазерного излучения 30 -- 35 % от максимального значения.

Наблюдения показали, что при повышении порога плотности мощности излучения пьезоэлектрический преобразователь регистрировал акустические сигналы, аналогичные тем, которые возникали при работе лазера в непрерывном режиме. Эти сигналы были нестабильны по форме. Нестабильность акустических сигналов по амплитуде давления и по длительности достигала 80 %, хотя нестабильность выходной мощности лазера 1 %. При малых интенсивностях лазерного излучения максимальные по амплитуде акустические сигналы повторялись через 1 – 2 с, а при больших – через десятые доли секунды.

На рис. 4.3 приведены результаты измерения зависимости давления акустического сигнала от времени при интенсивности лазерного излучения 70 % от максимального значения. Давление  $P_{\max}$  определялось как максимальная амплитуда давления в данном измерении. Начало отсчёта времени выбиралось произвольно. График рис. 4.3, а получен при работе лазера в режиме с модуляцией для периодической последовательности лазерных импульсов длительностью 0,1 ms и периодом следования 0,2 ms, а график 4.3, б – для лазерных импульсов длительностью 9 ms и периодом повторения 10 ms. Следует отметить, что в пределах нестабильности по форме и амплитуде выбраны наиболее часто встречающиеся импульсы. Амплитуда давления  $P_{\max}$  и длительность акустических импульсов в случаях а) и б) были примерно одинаковы. Более редко встречались импульсы более сложной формы, с амплитудой и длительностью превышающих средние значения этих величин в два раза. Максимальная амплитуда акустических сигналов в одной серии измерений могла отличаться на порядок, и акустический сигнал возникал не при каждом лазерном импульсе.



а



б

Рис.4.3. Форма акустического сигнала: а - при длительности лазерного импульса 0,1 ms и периодом следования 0,2 ms; б - при длительности 9 ms и периодом следования 10 ms

Следует отметить, что в пределах нестабильности по форме и амплитуде, выбраны наиболее часто встречающиеся импульсы. Амплитуда давления  $P_{max}$  и длительность акустических импульсов в случаях а) и б) были примерно одинаковы. Более редко встречались импульсы более сложной формы, с амплитудой и длительностью превышающих средние значения этих величин в два раза. Максимальная амплитуда акустических сигналов в одной серии измерений могла отличаться на порядок, и акустический сигнал возникал не при каждом лазерном импульсе.

На рис. 4.4 приведены результаты измерения зависимости давления акустического сигнала от времени при интенсивности лазерного излучения 70 % от максимального значения, полученные при работе лазера в режиме с модуляцией для периодической последовательности лазерных импульсов длительностью 0,25 ms и периодом следования 1,25 ms.

Давление  $P_{\max}$  определялось как максимальная амплитуда давления в данном измерении.

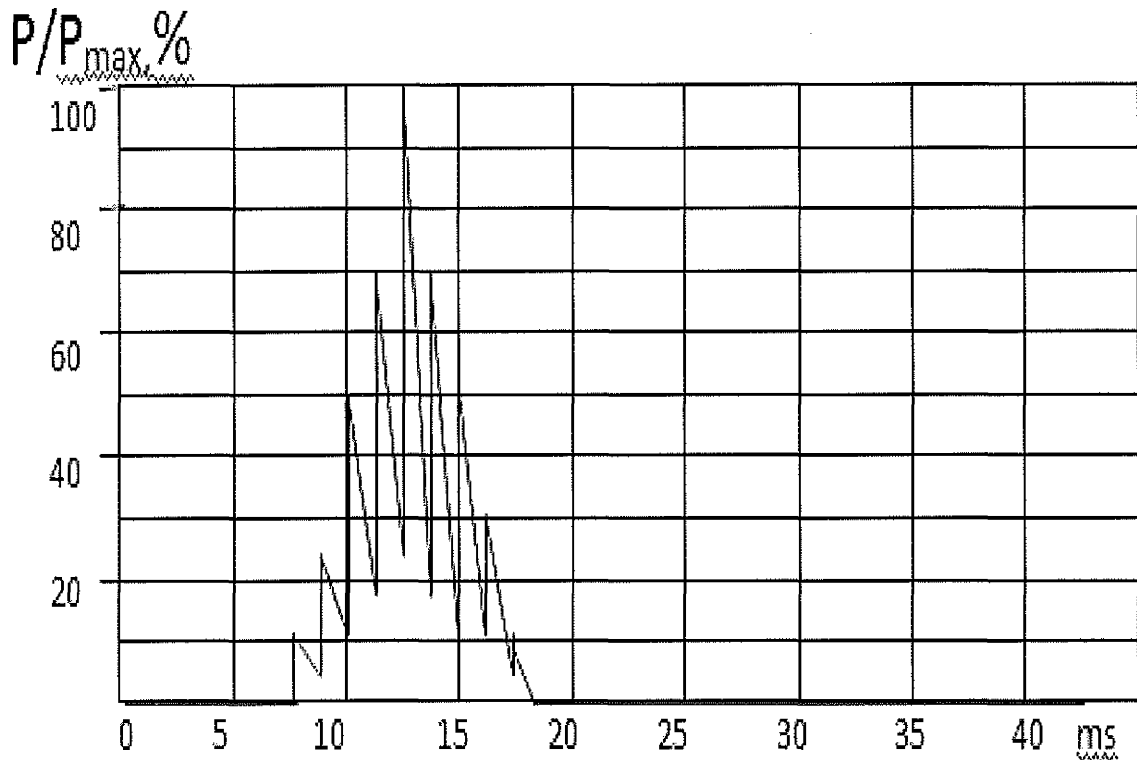


Рис. 4.4. Форма акустического сигнала при длительности лазерного импульса 0,25 ms и периодом следования 1,25 ms

Основные особенности генерации акустических сигналов в таком режиме были аналогичны тем, которые были описаны выше для работы в режиме с модуляцией, только амплитуда давления  $P_{\max}$  была в среднем в 2 – 3 раза меньше. Кроме этого, акустический сигнал имел вид пульсаций, которые имели длительность, совпадающую с периодом следования лазерных импульсов, и происходили синхронно с этими импульсами.

Длительность акустических импульсов в указанном выше диапазоне интенсивности лазерного излучения при работе лазера в режиме с модуляцией составляла примерно 5 – 10 миллисекунд. Это означает, что на генерацию одного акустического импульса влияют несколько лазерных импульсов.

Нестабильные изменения давления в акустических импульсах обусловлены различными процессами, которые сопровождают пробой, например, теплопроводность, образование кавитационных пузырьков, взрывное испарение, выброс пароводяной струи, образование волн *на* поверхности воды, расширение плазменной полости, излучение ударной волны. Все эти процессы могут приводить к прекращению оптического пробоя и генерации акустического импульса. При работе в режиме модуляции, когда период следования лазерных импульсов в 5 раз превышает их длительность, акустический импульс имеет вид пульсаций, но генерация внутри этого импульса, состоящим из пульсаций, не прекращается.

Известно, что для возникновения оптического пробоя в прозрачных средах нужны затравочные структурные изменения в жидкости. Это могут быть инородные частицы или пузырьки растворённого газа. Когда, например, твердотельная микрочастица попадает в перетяжку лазерного пучка, и она разогревается до температуры ионизации молекул воды, которые окружают эту частицу, то происходит образование плотной плазмы, в которой происходит сильное поглощение излучения и образование плазменной полости.

Однако многие исследователи отмечали, что даже в высокоочищенных от твёрдых примесей жидкостях оптический пробой не исчезает. В работе [7] модель спорадического пробоя строится на основе предположения о том, что оптический пробой возникает на гетерогенных структурах, бабстонных кластерах, которые представляют собой объединения из нанопузырьков растворённых газов. Множественный характер пробоя объяснялся попаданием бабстонных кластеров в перетяжку луча в достаточно длинных каустиках. Спорадический характер пробоя можно было объяснить попаданием в момент облучения (либо непопаданием) бабстонного кластера внутрь каустики (а точнее, внутрь некоторого объема, включающего каустику и зависящего от энергии лазерного импульса). Сам механизм оптического пробоя при взаимодействии излучения с бабстонным кластером был теоретически проанализирован в обзоре [10]. Данная модель строилась на основе достаточно коротких (наносекундных) импульсов лазерного излучения.

В наших экспериментах использовались достаточно длинные (миллисекундные) импульсы. Можно предположить, что использование таких импульсов увеличивает вероятность попадания нескольких бабстонных кластеров или кластеров значительного размера внутрь каустики лазерного луча, что способствует снижению порога оптического пробоя.

В наших экспериментах наблюдались однополярные акустические импульсы, что характерно для оптического пробоя, в отличие от двуполярных импульсов, которые, например, наблюдались при взрывном вскипании и испарении частиц, взвешенных в воде[5].

Нужно отметить, что нестабильность, а также влияние на генерацию акустического сигнала не только одного оптического импульса, делает затруднительным передачу информации от оптического сигнала к акустическому в таких режимах.

#### **§ 4.2. ИЗМЕНЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПОСЛЕ ПРОХОЖДЕНИЯ ЕГО ЧЕРЕЗ ОБЛАСТЬ ФОКУСИРОВКИ В УСЛОВИЯХ ОПТИЧЕСКОГО ПРОБОЯ В ВОДЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ПОСЛЕДОВАСТИ ИМПУЛЬСОВ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

Фотодиод ФД-256 использовался в экспериментах для регистрации интенсивности лазерного излучения, которое в условиях опыта проходило через слой воды толщиной 4,5 см и отражалось и рассеивалось от поверхности зеркала или металлической пластины, которая располагалась на расстоянии 10 см от поверхности воды. Фотодиод помещался в непрозрачную трубку для того, чтобы он мог воспринимать излучение только с определённого направления, был направлен на область падения излучения на зеркало под углом примерно  $30^{\circ}$  к её поверхности. В этом случае применялись светофильтры для уменьшения интенсивности света, падающего на фотодиод. В тех случаях, когда не наблюдались характерные особенности оптического пробоя фотодиод регистрировал постоянную интенсивность излучения  $J_0$ . Но в определённые моменты времени интенсивность излучения, прошедшего через слой воды, начинала резко изменяться.

На рис. 4.5 приводится форма сигнала интенсивности лазерного излучения, прошедшего через слой воды при интенсивности лазерного излучения, составляющей 40 % от максимального значения.

Сигнал получен при работе лазера в режиме модуляции, когда длительность лазерного импульса в 5 раз меньше, чем период их следования, из которой видно, что в некоторый момент времени амплитуда одного из импульсов излучения резко уменьшается, примерно, в два раза. Наблюдения показывают, что при работе лазера в режиме модуляции в этом случае интенсивность лазерного излучения незначительно

превышает порог оптического пробоя и наблюдаются достаточно редкие акустические импульсы сравнительно небольшой амплитуды.

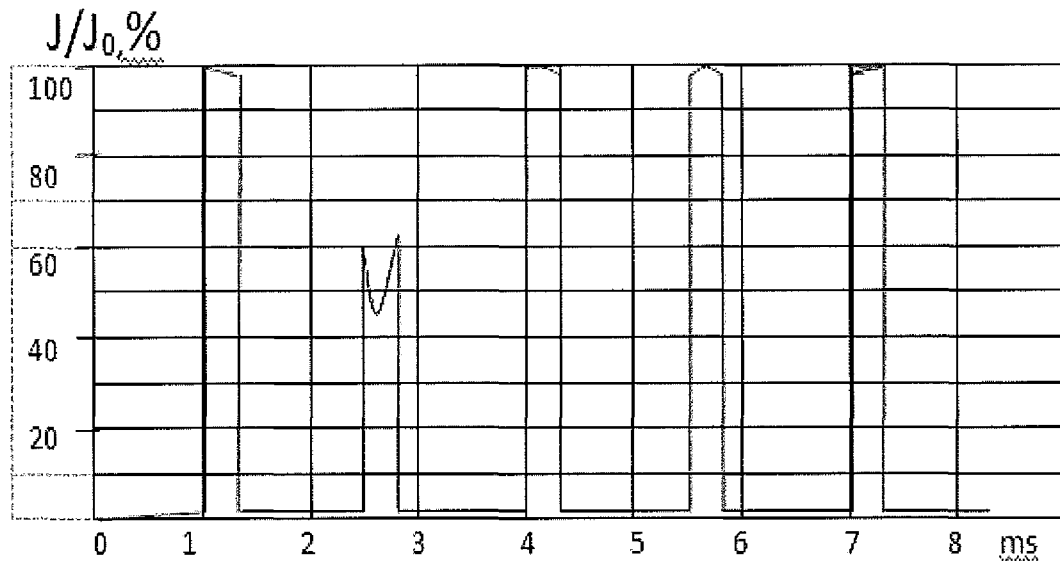


Рис. 4.5. Форма сигнала интенсивности лазерного излучения , прошедшего через слой воды, при длительности лазерного импульса 0,3 ms с периодом следования 1.5 ms

На рис. 4.6 приводится форма сигнала интенсивности лазерного излучения, прошедшего через слой воды, при интенсивности лазерного излучения, составляющей 70 % от максимального значения.

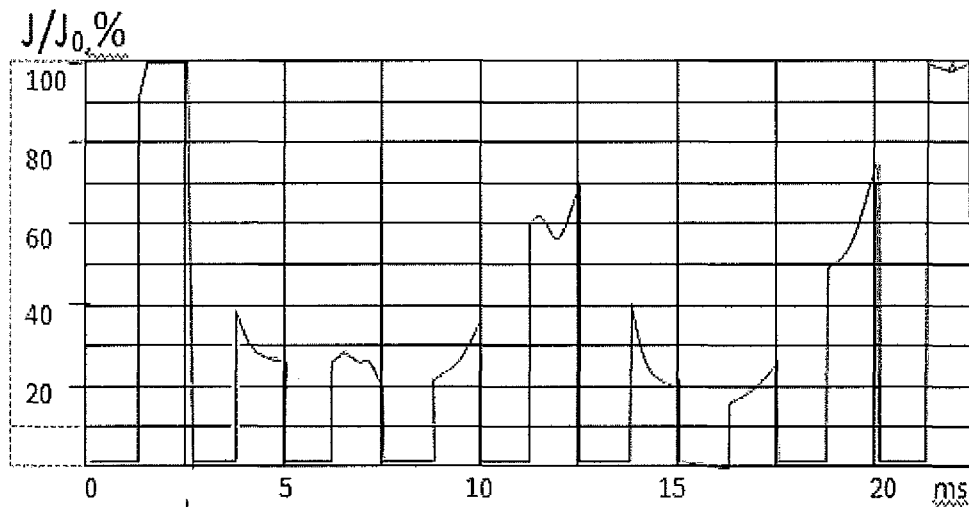


Рис. 4.6. Форма сигнала интенсивности лазерного излучения , прошедшего через слой воды, при длительности лазерного импульса 1.25 ms с периодом следования 2.5 ms

Лазер работал в режиме модуляции, когда длительность лазерного импульса в 2 раза меньше, чем период их следования, из которой видно, что в некоторый момент времени амплитуды импульсов излучения резко уменьшаются.

Из рисунка видно, что уменьшение интенсивности импульсов излучения может достигать 85 %, что также достигалось при использовании непрерывного излучения (см. § 3.1).

На рис. 4.7 приводится форма сигнала интенсивности лазерного излучения, прошедшего через слой воды.

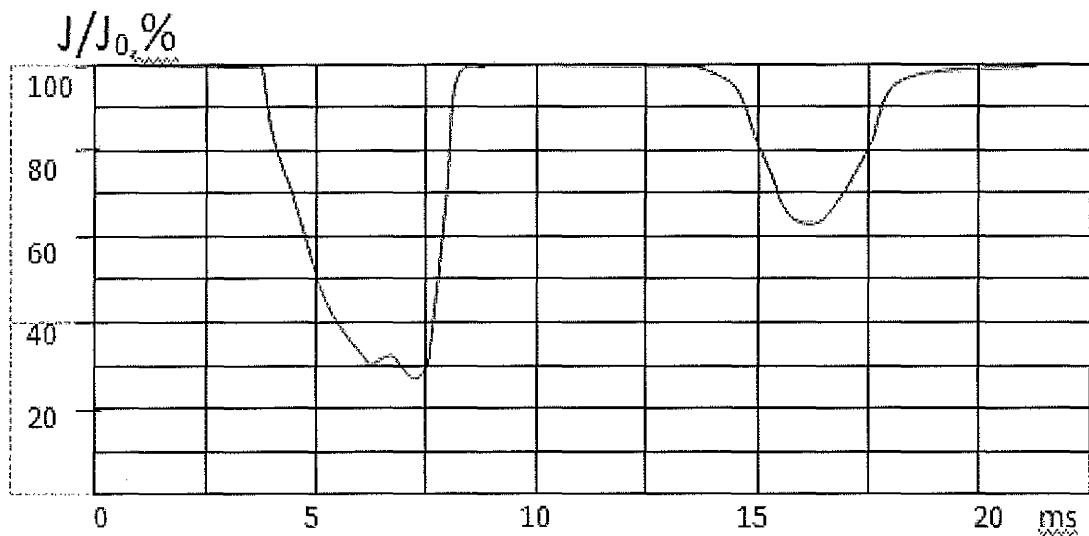


Рис. 4.7. Форма сигнала интенсивности лазерного излучения, прошедшего через слой воды, при длительности лазерного импульса 0,25 ms с периодом следования 5 ms

Интенсивность лазерного излучения составляла 50 % от максимального значения, при работе лазера в режиме модуляции, когда длительность лазерного импульса в 2 раза меньше, чем период их следования. Но длительность импульсов была так мала, что в данном масштабе они почти сливаются, и поэтому на рисунке приводится огибающая этих импульсов. Приведенные выше сигналы также нестабильны по форме амплитуде и времени повторения, как и акустические сигналы, и они возникали практически одновременно с ними. Можно предполагать, что уменьшение интенсивности лазерного излучения в основном происходит за счёт поглощения лазерного излучения в области перетяжки лазерного луча, где возникает оптический пробой. Но нужно также



иметь в виду, что уменьшение интенсивности может быть связано с отражением и рассеянием излучения от области пробоя.

Известно, что для возникновения оптического пробоя в прозрачных средах нужны затравочные структурные изменения в жидкости. Это могут быть инородные частицы или пузырьки растворённого газа (бабстонные кластеры) (см. § 1.4). Когда такая микрочастица попадает в перетяжку лазерного пучка, и она разогревается до температуры ионизации молекул воды, которые окружают эту частицу, то может произойти образование плотной плазмы, в которой происходит сильное поглощение излучения и образование плазменной полости. Поглощение лазерного излучения в данных условиях зависит от концентрации и размеров бабстонных кластеров, и размеров плазменной полости, которые находятся в каустике лазерного пучка.

В работе [7] отмечается, что при температурах вблизи точки кипения плотность бабстонных кластеров существенно возрастает. Вблизи точки кипения также повышается плотность паровых пузырьков, которые тоже служат центрами оптического пробоя, и это снижает порог пробоя.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключении можно отметить следующее:

1. При генерации звука углеродными микрочастицами, взвешенными в воде, или моторном масле, под действием лазерного излучения, в некоторых режимах наблюдается пульсирующие акустические сигналы. Такой характер сигнала можно объяснить периодическим взрывным вскипанием углеродных частиц, и жидкости, окружающей частицы.

2. При использовании непрерывного лазерного излучения порог оптического пробоя примерно на 1.5- 2 порядка ниже, по сравнению с теми режимами, где использовались короткие (наносекундные) импульсы.

3. Показано, что порог пробоя в толще воды примерно в два раза выше, чем на её поверхности, а амплитуда акустических сигналов примерно в четыре раза меньше.

4. При использовании периодической последовательности импульсов лазерного излучения, порог оптического пробоя зависит от длительности лазерных импульсов и периодов их повторения.

5. Показано, что отсутствует полная экранировка за областью лазерной плазмы лазерного излучения в непрерывном режиме и в режиме периодической последовательности лазерных импульсов, но интенсивность излучения уменьшается до 85 %, что гораздо больше, чем при использовании коротких импульсов.

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ

1. *Лямшев Л. М.* Оптико-акустические источники звука // УФН. 1981. Т. 151. С. 637.
2. *Бункин Ф. В., Трибельский М. И.* Нерезонансное взаимодействие мощного оптического излучения с жидкостью // УФН. 1980. Т. 130. № 2. С. 193- 240.
3. Термооптическая генерация звука в условиях развитого поверхностного испарения // Акуст. Журн. / С. В. Егерев, Л. М. Лямшев, К. А. Наугольных, А. Е. Пашин, В. Н. Учаснов. 1985. Т. 31. № 2. С. 277-278.
4. *Витиас А. Ф., Корнеев В. В., Сенцов Ю. И.* Взрывное вскипание диэлектрических жидкостей при радиационном разогреве // Квантовая электроника. 1980. Т. 16. № 4. С. 796- 800.
5. *Сенцов Ю. И.* Модель взрывного пульсационного испарения диэлектрических жидкостей при облучении их поверхностей интенсивным лазерным излучением // ПМиТФ. 2008. Т. 49. № 6. С. 17 – 24.
6. *Андреев С. Н., Орлов С. В., Самохин А. А.* Моделирование взрывного вскипания при импульсном лазерном воздействии // Труды института общей физики им. А.М. Прохорова. 2004. Т. 60. С. 127–148.
7. *Бункин Ф. В., Шкирин А. В.* Исследование бабстонно-кластерной структуры воды и водных растворов электролитов методами лазерной диагностики // Труды института общей физики им. А. М. Прохорова. 2013. Т. 69. С. 3-57
8. *Буланов А. В. , Нагорный И.Г., Соседко Е. В.* Особенности акустической эмиссии при оптическом пробое жидкости под действием Nd: YAG лазера.// Ж Т Ф. 2013. Т. 83. С. 117 – 120.
9. *Лямшев Л.М.* К теории оптической генерации звука в жидкостях и твердых телах // Акустический журнал. 1977. Т. 2. Вып. 3. № 1. С. 169-170.
10. *Бункин Ф.В., Комиссаров В. М.* Оптическое возбуждение звуковых волн : обзор). // Акустический журнал. 1973. Т. 19, 3. С. 305-320.
11. *Бункин Ф. В., Михалевич В. Г., Шипуло Г. П.* Генерация монохроматического звука в воде при поглощении в ней лазерного излучения // Квант, электрон. 1976. Т. 3. С. 437.
12. Теоретическое и экспериментальное исследование генерации звука при фотопоглощении; возможности генерации нелинейного звука /

- С. А. Ахманов, В. М. Гордиенко, А. А. Карабутов, А. В. Михеенко, О.В. Руденко, В. И. Шмальгаузен // Тез. докл. 7 Всес. конф. по когерентной и нелинейной оптике. Т. 2. Тбилиси, 1976. С. 189.
13. *Гордиенко В.М., Решилов А.Б., Шмальгаузен В.* Стробоскопическое наблюдение оптико-акустических взаимодействий // Акустический журнал. 1978. Т. 24. С. 132-133.
  14. *Гордиенко В.М., Решилов А.Б., Шмальгаузен В.* Визуализация оптико-акустических взаимодействий // Вестник Моск. ун-та. 1978. Т. 19. С. 59.
  15. *Карапетян Р. В., Самохин А. А.* Влияние просветления на режим развитого испарения металлов под действием оптического излучения // Квантовая электрон. 1974. Т. 4. С. 2053–2055.
  16. *Бункин Ф. В.* Замечания к статье Р.В. Карапетяна и А.А. Самохина «Влияние просветления на режим развитого испарения металлов под действием оптического излучения» // Квантовая электрон. 1974. Т. 4. С. 2055.
  17. *Шилов Ю. Н.* О «волне просветления», возникающей при воздействии на алюминиевую мишень импульсного лазерного излучения, и условиях ее существования // ФТТ. 1977. Т. 19. 1977. С. 1966–1968.
  18. *Bunkin N.F., Bunkin F.V.* The new concepts in the optical breakdown of transparent liquids // Laser Phys. 1993. Vol. 3. P. 63.
  19. *Райзер Ю. П.* Лазерная искра и распространение зарядов. М. : Наука, 1974.
  20. *Бутенин А. В., Коган Б. Я.* О механизме оптического пробоя прозрачных диэлектриков // Квантовая электроника. 1971. Т. 5. С. 143.
  21. *Carome E.F., Moeller G.E., Clark N.A.* Intense ruby-laser-induced acoustic impulses in liquids // J. Acoust. Soc. Am. 1966. Vol. 40, N 6. P. 1462–1466.
  22. *Boyle J.W., Ghormley J.A., Hochanadel C.J., Riley J.F.* Production of hydrated electrons by flash photolysis of liquid water with light in the first continuum // J. Phys.Chem. 1969. Vol. 73, N 9. P. 2886–2890.
  23. *Grand D., Bernas A., Amouyal E.* Photoionization of aqueous indole: Conduction bandedge and energy gap in liquid water // Chem. Phys. 1979. Vol. 44, N 1. P. 73–79.
  24. Параметрические взаимодействия в глубоко очищенной воде в поле мощного оптического излучения. Эффект дегазации / В. А. Бабенко, Н. Ф. Бункин, Н. В. Суязов, В. А. Сычев // Квантовая электроника. 2007. Т. 37, № 9. С. 804–812. 7 Всес. конф. по когерентной и нелинейной оптике. Т. 2 Тбилиси, 1976. С. 189.

25. *Лямшев. Л. М.* Лазеры в акустике // УФН. 1987. 151. С. 479-527.
26. Исследование слоистой структуры, возникающей под действием импульсного излучения CO<sub>2</sub> лазера на свободную поверхность воды / С. В. Грибин, И. И. Комиссарова, Г. В. Островская, Б. И. Спесивцев, В. Н. Филиппов, Е. Н. Шедова // Журнал технической физики. 2000. Т. 70. С. 64-68.
27. *Ахманов С. А., Никитин С. Ю.* Физическая оптика. М. : Издательство московского университета. 2004. С. 656.
28. *Либенсон М. Н., Яковлев Е. Б., Шандыбина Г. Д.* Взаимодействие лазерного излучения с веществом. Часть 1. СПб: СПбГУ ИТМО, 2008. – 141с.
29. *Либенсон М. Н., Яковлев Е. Б., Шандыбина Г. Д.* Взаимодействие лазерного излучения с веществом. Ч. 2. СПб : СПбГУ ИТМО. – 2014 – 181с.
30. *Михеенко А. В., Кондратьев А. Н., Силютин И. В.* Генерация звука микрочастицами, взвешенными в жидкости, под действием лазерного излучения // Физика : фундаментальные и прикладные исследования, образование : материалы 7 науч. конф. Хабаровск : Изд-во ТОГУ. 2013. С. 251-254.
31. *Михеенко А. В.* Генерация звука частицами в жидкости под действием лазерного излучения // Учёные заметки ТОГУ. 2013. Т. 4. С. 1307—1309.
32. *Михеенко А. В. Силютин И. В.* Генерация звука частицами в жидкости под действием лазерного излучения // Вестник ТОГУ. 2014 № 4. С. 25–29.
33. *Михеенко А. В. Силютин И. В.* Генерация звука в воде под действием периодической последовательности импульсов лазерного излучения // Учёные заметки ТОГУ. 2014 Т. 5. № 3 С. 224–227.
34. *Михеенко А. В. Силютин И. В.* Генерация звука в воде под действием периодической последовательности импульсов лазерного излучения и непрерывным лазерным излучением. // Вестник ТОГУ. 2015 3. С. 17–22.
35. *Михеенко А. В.* Оптический пробой в воде под действием непрерывного лазерного излучения // Вестник ТОГУ. 2015 2015. С. 41–47.
36. *Михеенко А. В.* Оптический пробой в толще воды под действием непрерывного лазерного излучения // Физика: фундаментальные и прикладные исследования, образование : материалы 14 науч. конф. Хабаровск: Изд- во ТОГУ, 2016. С. 37-40.

37. *Михеенко А. В.* Оптический пробой в водном ионном растворе хлорида натрия под действием непрерывного лазерного излучения. // Учёные заметки ТОГУ. 2016. Т. 7. № 2. С. 303–307.
38. *Михеенко А. В.* Оптический пробой в толще воды под действием непрерывного лазерного излучения // Учёные заметки ТОГУ. 2016 Т. 7. № 4. С. 797— 801.
39. *Михеенко А. В.* Генерация звука в условиях оптического пробоя в воде под действием периодической последовательности импульсов лазерного излучения // Учёные заметки ТОГУ. 2017. Т. № 2. С 301–305.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	3
---------------	---

### ГЛАВА 1

МЕХАНИЗМЫ ГЕНЕРАЦИИ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН ПРИ ПОГЛОЩЕНИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ.....	5
§ 1.1. Возможные механизмы генерации .....	5
§ 1.2. Тепловой механизм генерации звука.....	6
§ 1.3. Генерация звука при поверхностном испарении вещества.....	12
§ 1.4. Генерация звука при взрывном вскипании и испарении.....	17
§ 1.5. Генерация звука при оптическом пробое жидкости.....	23

### ГЛАВА 2

ГЕНЕРАЦИЯ ЗВУКА МИКРОЧАСТИЦАМИ, ВЗВЕШЕННЫМИ В ЖИДКОСТИ, ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ.....	35
§ 2.1. Генерация звука микрочастицами, взвешенными в моторном масле, под действием лазерного излучения.....	35
§ 2.2. Генерация звука частицами, взвешенными в воде, под действием лазерного излучения.....	39
§ 2.3. Модель взрывного пульсационного вскипания.....	43

### ГЛАВА 3

ГЕНЕРАЦИЯ ЗВУКА В ЖИДКОСТИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ НЕПРЕРЫВНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ.....	47
§ 3.1. Оптический пробой в воде под действием непрерывного излучения.....	47
§ 3.2. Оптический пробой в толще воды под действием непрерывного излучения.....	53
§ 3.3. Оптический пробой в водном ионном растворе хлорида натрия под действием непрерывного лазерного излучения.....	58

## ГЛАВА 4

ГЕНЕРАЦИЯ ЗВУКА В ЖИДКОСТИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ИМПУЛЬСОВ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ.....	63
§ 4.1. Оптический пробой в воде под действием периодической последовательности импульсов лазерного излучения.....	63
§ 4.2. Изменение интенсивности лазерного излучения после прохождения его через область фокусировки в условиях оптического пробоя под действием периодической последовательности импульсов лазерного излучения.....	70
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	73
БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЕ ССЫЛКИ .....	74

Научное издание

**Михеенко Александр Васильевич**

**ГЕНЕРАЦИЯ ЗВУКА В ЖИДКОСТИ  
ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

Монография

Отпечатано с авторского оригинала-макета  
Дизайнер *Е. И. Саморядова*

Подписано в печать 17. 05.17. Формат 60x84 1/16. Гарнитура «Таймс».  
Бумага писчая. Печать цифровая.  
Усл. печ. л. 4,77. Тираж 500 экз. Заказ 156

Издательство Тихоокеанского государственного университета  
680035, Хабаровск, ул. Тихоокеанская, 136.  
Отдел оперативной полиграфии  
издательства Тихоокеанского государственного университета.  
680035, Хабаровск, ул. Тихоокеанская, 136.