

ФИЗИКА ЖИДКОСТЕЙ И ГАЗОВ

В.И. ВЫСОЦКИЙ¹⁾,

доктор физ.-мат. наук, профессор,
заведующий кафедрой

А.А. КОРНИЛОВА²⁾,

Директор инновационного центра физического
факультета МГУ имени М.В. Ломоносова

А.О. ВАСИЛЕНКО¹⁾,

аспирант

В.И. ТОМАК³⁾,

канд. техн. наук, начальник отдела

Ю.В. КОРНЕЕВА²⁾,

канд. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник

Т.Б. КРИТ²⁾

канд. физ.-мат. наук, старший научный сотрудник

М.В. ВЫСОЦКИЙ¹⁾

канд. физ.-мат. наук, ассистент

¹⁾ Киевский национальный университет

им. Т. Шевченко

Киев, Украина

²⁾ Московский государственный университет

им. М.В. Ломоносова

³⁾ НИИ ЭМ при МГТУ (МВТУ) им. Н.Э. Баумана,

Москва, Российская Федерация

ИССЛЕДОВАНИЕ АНОМАЛЬНЫХ РАДИАЦИОННЫХ И ТЕПЛОВЫХ ЯВЛЕНИЙ ПРИ КАВИТАЦИИ СТРУИ ЖИДКОСТИ. ЧАСТЬ 2. ГЕНЕРАЦИЯ И ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЗАТУХАЮЩИХ ТЕПЛОВЫХ ВОЛН, ФОРМИРУЕМЫХ ПРИ КАВИТАЦИИ

Рассмотрены акустические и тепловые эффекты, которые сопровождают кавитационные явления, протекающие в струе жидкости при ее кавитации. В процессе экспериментов с использованием акустических детекторов обнаружено, что в пространстве за пределами кавитационной камеры регистрируются низкочастотные и высокочастотные колебания, частоты которых лежат, соответственно, в области 8...20 кГц и 70...250 МГц. Эти волны регистрируются как возле поверхности камеры, так и далеко за ее пределами (вплоть до 2 м), причем волны высокой частоты распространяются без заметного поглощения. Первая группа волн соответствует «обычным» акустическим колебаниям и ее происхождение связано с механическим резонансом кавитационной камеры, который модулирует интенсивность многопузырьковой кавитации. Более высокочастотные волны не связаны с акустическими процессами, поскольку гиперзвуковые волны высокой такой частоты не распространяются в воздухе. Эти волны не относятся к электромагнитным колебаниям. Проведенный ранее и уточненный в работе теоретический анализ показал, что эти слабозатухающие высокочастотные волны предположительно представляют собой тепловые волны, которые при определенных условиях могут распространяться в разных средах без затухания. Основными требованиями к существованию и возбуждению таких волн является конечное время локальной тепловой релаксации (времени локальной «максвеллизации») теплового возмущения в материальной среде, а также наличие в спектре теплового возмущения спектральных компонент на частоте этих волн. Второе условие выполняется при воздействии на границе раздела очень коротких ударных волн, связанных с кавитацией. Все эти условия были выполнены в проведенных экспериментах.

Ключевые слова: кавитация в струе жидкости, ударные волны, уравнение теплопроводности, тепловые (температурные) волны, непоглощающиеся волны.

V.I. VYSOTSKIY¹⁾,

Doctor of Phys.-Math. Sciences, Professor,

Head of Department

A.A. KORNILOVA²⁾,

Director of the Innovation Centre of the Physics

Department of Moscow State University

Yu.V. KORNEEVA²⁾,

Cand. of Phys.-Math. Sciences, Senior Researcher

A.O. VASYLENKO¹⁾,

Postgraduate Student

V.I. TOMAK³⁾,

Cand. of Phys.-Math. Sciences, Head of Department

T.B. KRIT²⁾

Cand. of Phys.-Math. Sciences, Senior Researcher

M.V. VYSOTSKYY¹⁾

Cand. of Phys.-Math. Sciences, Assistant

¹⁾ *Kiev National Shevchenko University*

Kiev, Ukraine

²⁾ *Lomonosov Moscow State University*

³⁾ *Bauman Moscow State Technical University*

(Research Institute of Power Machine Building)

Russian Federation

INVESTIGATION OF ANOMALOUS RADIATION AND HEAT PHENOMENA IN CAVITATION LIQUID JET 2. PART. 2. GENERATION AND STUDY OF UNDAMPED THERMAL WAVES FORMED AT CAVITATION

In the work the acoustic and thermal effects that accompany the cavitation phenomena occurring in the fluid jet at its cavitation are considered. During experiments using acoustic detectors was founded that in the space outside of the cavitation chamber registered low and high frequency vibrations, whose frequencies are, respectively, in the 8...20 kHz and 70...250 MHz. These waves are detected as near the surface of the chamber, and far beyond its limits (up to 2 m). The high frequency waves propagate without significant absorption. The first group of waves corresponds to the «normal» acoustic vibrations and its origin is connected with the mechanical resonance of the cavitation chamber, which modulates the intensity of the multibubble cavitation. The high-frequency waves are not related to acoustic processes because hypersonic waves of such high frequency not propagate in air. These waves also do not relate to electromagnetic oscillations. Conducted earlier and adjusted in the work theoretical analysis has shown that these high-frequency weakly damped waves are related to heat (temperature) waves, which under certain conditions can be distributed in different environments without damping. The main requirements for existence and excitation of such waves is the presence a finite duration of local thermal relaxation time (local time of «maxwellization») of thermal perturbation in material medium, as well as the presence in the spectrum of the thermal perturbation of the spectral components on the frequency of these waves. All of these conditions have been fulfilled in these experiments. The second condition is satisfied under the influence at the interface a very short shock waves associated with cavitation.

Key words: cavitation in a fluid jet, shock waves, heat equation, thermal (temperature) waves, undamped waves.

Введение

В первой части данной статьи [1] был рассмотрен ряд новых радиационных процессов, которые сопутствуют кавитации струи жидкости, выходящей под давлением из узкого канала. Одним из самых интересных радиационных процессов, который был обнаружен и исследован при проведении экспериментов с машинным маслом и водой,

является генерация интенсивного рентгеновского излучения [2...6]. Активность генерации этого излучения с поверхности одной экспериментальной камеры достигала 0,1 Кюри, а энергия (частота) лежала в интервале 1...5 кэВ и зависела от типа жидкости, ее давления и от типа атомов, которые находятся на внешней поверхности стенки камеры, в которой была локализована струя кавитирующей жидкости.

Механизм генерации такого излучения связан с несколькими последовательными этапами:

- возбуждение ударных волн в объеме жидкости на последнем этапе коллапса каждого кавитационного пузырька;
- распространение этих ударных волн до поверхности струи жидкости (в случае свободного выхода струи) или до наружной поверхности стенки (или экрана), с внутренней поверхностью которого взаимодействует эта струя;
- отражение ударной волны от этих поверхностей, в результате чего происходит ионизация или возбуждение поверхностных атомов;
- генерация рентгеновского излучения этими атомами при их рекомбинации или при спонтанном распаде возбужденных состояний.

Кроме того, при выполнении этих исследований были обнаружены неизвестные ранее тепловые процессы, формирование которых происходит на поверхности, которая генерирует рентгеновское излучение или вблизи от нее. Наиболее интересные результаты были связаны с регистрацией акустическим детектором высокочастотных колебаний на большом расстоянии от этой поверхности. Частота этих гиперзвуковых колебаний соответствовала десяткам мегагерц, а их регистрация на большом расстоянии от источника прямо противоречит законам классической акустики. Этот вывод может быть сделан, исходя из выражения для коэффициента затухания звука для газов и жидкостей (напр. [7])

$$\delta(T) = \frac{\omega^2}{2\rho\{c(T)\}^3} \left[\left(\frac{4}{3}\eta + \xi \right) + \lambda(T) \left(\frac{1}{c_v} - \frac{1}{c_p} \right) \right], \quad (1)$$

где $c(T) \approx (331,3 + 1,21 T^0) \cdot 10^2$ см/с – скорость звука; ρ – плотность воздуха; $c_p = 1000$ Дж/кг·К и $c_v = 717$ Дж/кг·К – удельные теплоемкости воздуха при комнатной температуре и нормальном давлении при постоянном давлении и объеме; $\eta = 1,9 \cdot 10^{-5}$ Па·с и $\xi = 17,2 \cdot 10^{-6}$ Па·с – коэффициенты сдвиговой и объемной вязкости воздуха; T^0 – температура в градусах Цельсия.

Из этой формулы непосредственно следует, что распространение гиперзвука с частотой $\omega_{HF} = \approx 10 \dots 100$ МГц в воздухе при комнатной температуре соответствует очень большому коэффициенту затухания $\delta(T) \approx 10^2 \dots 10^4$ см⁻¹. Такому затуханию соответствует длина пробега гиперзвука в интервале от $\langle l \rangle \approx 100$ мкм до $\langle l \rangle \approx 1$ мкм, что в $10^4 \dots 10^6$ раз меньше результатов проведенных нами экспериментов, где такие волны регистрировались на расстоянии более 1 м [6, 8]. Следует также учесть, что резонансная частота используемого в этих экспериментах широкополосного акустического детектора была 1 МГц, что намного меньше

частоты регистрируемого сигнала. Это свидетельствует о невысокой эффективности регистрации, которая пропорциональна добротности Q акустического резонанса в детекторе. Исходя из этого очевидно, что реальная амплитуда сигнала высокой частоты в месте нахождения акустического детектора была очень большой.

Есть все основания считать, что регистрируемые сигналы соответствуют не акустическим, а тепловым (температурным) волнам, которые в силу ряда причин являются незатухающими. Ниже рассматриваются физические механизмы существования и возбуждения таких волн, методы их регистрации и анализируются некоторые кавитационные эксперименты, где они были обнаружены и частично исследованы.

1. Уравнения теплопроводности и его решения для системы с памятью

Для анализа результатов экспериментов по регистрации тепловых волн, возбуждаемых короткими ударными волнами, необходимо более детально рассмотреть процесс передачи теплового возмущения в реальных (не модельных) средах и специфику уравнений, которые описывают температурные волны в средах с большим временем релаксации (в средах с «памятью»). Этот анализ ранее был проведен в работах [9...12].

Сначала кратко напомним вывод классического уравнения теплопроводности.

Классическое уравнение (закон Фурье) для нестационарного потока тепла $\mathbf{q}(\mathbf{r}, t)$ с использованием постоянного коэффициента теплопроводности λ имеет вид

$$\mathbf{q}(\mathbf{r}, t) = -\lambda \cdot \text{grad}(T(\mathbf{r}, t)), \quad (2)$$

Если объединить это уравнение с законом сохранения энергии для локальной области (уравнением непрерывности) при наличии распределенного источника тепла σ в среде с объемной плотностью ρ и теплоемкостью c_v ,

$$\rho c_v \frac{\partial T(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \text{div} \mathbf{q}(\mathbf{r}, t) + \sigma(\mathbf{r}, t), \quad (3)$$

то можно получить классическое уравнение параболического типа для температурного поля

$$\rho c_v \frac{\partial T(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \text{div} \{ \lambda \text{grad}[T(\mathbf{r}, t)] \} + \sigma(\mathbf{r}, t). \quad (4)$$

Следует заметить, что уравнения (2)...(4) неявным образом используют два приближения, которые лежат в основе классической термодинамики: принцип локального термодинамического равновесия и принцип локальности. Принцип локальности разрешает перейти от уравнения сохранения

энергии в интегральной форме к уравнению сохранения энергии в дифференциальной (локальной) форме. Принцип локального термодинамического равновесия обосновывает возможность описания неравновесной системы, в которой имеется градиент температуры, концентрации и т.д., путем введения локальных равновесных состояний небольших подсистем.

Очевидно, что такое приближение справедливо только для медленных процессов, когда время релаксации подсистем к равновесному состоянию τ существенно меньше характерного времени процесса (например, продолжительности теплового фронта для импульсного или периода для периодического процессов возбуждения тепла).

Решение этого классического уравнения теплопроводности (3) в среде без источников (при $\sigma = 0$) представляет собой суперпозицию быстро затухающих встречных волн, каждая из которых в одномерном случае имеет вид

$$\begin{aligned} T(\omega, x, t) &= A_{\omega} e^{i(\omega t - kx)} + B_{\omega} e^{i(\omega t + kx)} \equiv \\ &\equiv A_{\omega} e^{-kx} e^{i(\omega t - kx)} + B_{\omega} e^{kx} e^{i(\omega t + kx)}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$k = \kappa(1 - i), \quad \kappa = \sqrt{\omega / 2G}.$$

Здесь $G = \lambda / \rho c_v$ – коэффициент теплопроводности.

Такие решения хорошо известны и рассматриваются в качестве иллюстрации в любом учебнике по математической физике.

Из полученных решений видно, что для этих «обычных» температурных волн коэффициент затухания $\delta \equiv \kappa$ равен действительной части волнового числа $k = \kappa$, вследствие чего эти волны затухают на расстоянии, сравнимом с длиной волны, которая зависит от частоты и термодинамических параметров среды. Этот результат принципиально отличает электромагнитные волны от тепловых: электромагнитные волны в средах с небольшой дисперсией очень слабо затухают и могут регистрироваться на большом расстоянии именно как волны, в то время как тепловые волны из-за процесса диссипации быстро преобразуются в медленно диффундирующее и релаксирующее тепловое поле.

Из (5) также следуют формальные выражения для фазовой v_p и групповой v_g скоростей встречных волн

$$v_p = \omega / k = \pm \sqrt{2G\omega}(1 + i), \quad (6a)$$

$$v_g = (dk(\omega) / d\omega)^{-1} = \pm 2\sqrt{2G\omega}(1 + i), \quad (6b)$$

хотя само понятие групповой скорости в системах с сильным поглощением не вполне корректно и неоднозначно.

В работах [5...7] было предсказано существование незатухающих температурных волн, которые в определенных условиях могут распространяться без диссипации в средах с малым, но конечным временем τ локальной релаксации температуры (временем установления локального термодинамического равновесия или, иначе говоря, длительностью процесса «максвеллизации»). Длительность такой релаксации в случае излучательного (радиационного) переноса может быть связана, например, с продолжительностью спонтанного излучения в атомных или плазменных системах после их начального возбуждения. Другой механизм памяти может быть связан с временем релаксации возбуждения, полученного по одному каналу конкретным элементом системы, на локальное окружение этого элемента. Такой механизм релаксации связан, например, с временем установления локального равновесия электронной подсистемы в металлах, сверхпроводниках и полупроводниках, для которых $\tau \approx 10^{-14} \dots 10^{-10}$ с.

В плазме время установления равновесного (максвелловского) распределения в пределах электронной подсистемы в небольшой области равно

$$\tau^{(ee)} \approx \sqrt{m_e} (k_B T_e)^{3/2} / 4\pi \Lambda n_e e^4,$$

где n_e , m_e , T_e – соответственно, концентрация электронов, масса электрона и электронная температура, $\Lambda \approx 15$ – «кулоновский» логарифм.

Для ионной подсистемы в плазме время релаксации равно $\tau^{(ii)} \approx \sqrt{m_i / m_e} \tau^{(ee)}$.

В воздухе и жидкости длительность процесса «максвеллизации» $\tau \approx 10/n < \sigma(v)v >$ определяется сечением упругого рассеяния $\sigma(v)$, текущей скорости v частиц среды с учетом их нагрева тепловой волной и концентрацией этих частиц n . При изменении температуры и, особенно, плотности и состава воздуха (например, при наличии водяных паров), величина τ может изменяться в широких пределах ($\tau \approx 10^{-7} \dots 10^{-8}$ с).

В рамках формализма матрицы плотности этот процесс отвечает релаксации диагональных и недиагональных элементов матрицы плотности.

Также очевидно, что время релаксации должно зависеть от интенсивности тепловой волны и от температуры среды, в которой распространяется волна. Решение такой нелинейной задачи – крайне сложная проблема.

Далее рассмотрим простейший случай фиксированного времени релаксации, что соответствует малой интенсивности теплового поля (малому изменению температуры, соответствующей температурной волне).

Наиболее простой учет процесса температурной релаксации (без наличия нелокальности и временной неоднородности процесса установления температуры) может быть осуществлен с помощью видоизмененного уравнения непрерывности

$$\rho c_v \frac{\partial T(\mathbf{r}, t + \tau)}{\partial t} = -\operatorname{div} \mathbf{q}(\mathbf{r}, t), \quad (7a)$$

соответствующего интегральному соотношению

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V W_T(\mathbf{r}, t + \tau) dV = - \int_S \mathbf{q}(\mathbf{r}, t) \mathbf{n} dS, \quad (7b)$$

получаемому при интегрировании дифференциального соотношения (7a) с помощью формулы Гаусса.

Здесь $W_T(\mathbf{r}, t + \tau) = \rho c_v T(\mathbf{r}, t + \tau)$ – объемная плотность тепловой энергии; \mathbf{n} – вектор внешней нормали к поверхности, окружающей объем V .

Из (7b) следует, что изменение полной тепловой энергии в момент времени $t + \tau$ в малом объеме V определяется потоком энергии $\mathbf{q}(\mathbf{r}, t)$ через поверхность S , ограничивающую этот объем, соответствующему предыдущему моменту времени t .

Подставляя соотношение (2) в (7a), получаем уравнение температуропроводности с задержкой τ , которое в одномерном случае однородной среды имеет вид

$$\frac{\partial T(x, t + \tau)}{\partial t} = G \frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial x^2}. \quad (8)$$

Решение уравнения (8) определяется суперпозицией температурных волн

$$\begin{aligned} T(\omega, x, t) = & A_\omega \exp\left(-\kappa \frac{\cos \omega \tau}{\sqrt{1 + \sin \omega \tau}} x\right) \times \\ & \exp\left\{i\left(\omega t - \kappa \sqrt{1 + \sin \omega \tau} x\right)\right\} + \\ & B_\omega \exp\left(\kappa \frac{\cos \omega \tau}{\sqrt{1 + \sin \omega \tau}} x\right) \times \\ & \exp\left\{i\left(\omega t + \kappa \sqrt{1 + \sin \omega \tau} x\right)\right\}, \cos \omega \tau \geq 0, \end{aligned} \quad (9)$$

впервые полученных в работах [5...7].

Каждая из этих волн принципиально отличается от температурных волн, соответствующих «стандартному» решению (5).

Для волн, определяемых решением (9), коэффициент затухания

$$\delta = \kappa \frac{\cos \omega \tau}{\sqrt{1 + \sin \omega \tau}} = \sqrt{\omega / 2G} \frac{\cos \omega \tau}{\sqrt{1 + \sin \omega \tau}} \quad (10a)$$

и фазовые скорости встречных волн

$$v_p = \pm \sqrt{\frac{2G\omega}{1 + \sin \omega \tau}} = \pm \frac{\sqrt{2G\omega}}{|\cos(\omega\tau/2) + \sin(\omega\tau/2)|} \quad (10b)$$

зависят как от коэффициента температуропроводности $G = \lambda/\rho c_v$, так и от времени задержки τ и

частоты волны ω . При $\tau = 0$ решения (5) и (9) совпадают.

Эти волны, как следует из структуры решения (9), могут существовать только при условии $\cos \omega \tau \geq 0$, которому соответствует физически результат – волна в среде затухает в направлении распространения. Возбуждение температурных волн с частотой, соответствующей условию $\cos \omega \tau < 0$ в уравнении (9), невозможно, т.к. существование таких волн противоречит принципу причинности – их амплитуда возрастает в направлении распространения.

Волнам с частотами

$$\omega_{opt(n)} = (2n + 1/2)\pi / \tau, \quad (11)$$

соответствующими условию $\cos \omega_{opt} \tau = 0$, отвечают действительные волновые числа $k = \pm \kappa \sqrt{2}$, а общее решение уравнения (9) в этом случае имеет вид суперпозиции прямой и обратной незатухающих температурных волн

$$\begin{aligned} T(\omega_{opt}, x, t) = & A_{\omega_{opt}} \exp\left\{i\left(\omega_{opt} t - \kappa \sqrt{2} x\right)\right\} + \\ & + B_{\omega_{opt}} \exp\left\{i\left(\omega_{opt} t + \kappa \sqrt{2} x\right)\right\}. \end{aligned} \quad (12)$$

Физический механизм формирования этих волн связан с влиянием тепловой релаксации на фазовые условия, определяющие диссипацию энергии теплового движения.

Легко убедиться, что фазовая скорость каждой из двух встречных незатухающих волн

$$v^{(n)} = \sqrt{G\omega_n} = \sqrt{G(2n + 1/2)\pi / \tau} \quad (10c)$$

меньше скорости любой из затухающих волн и возрастает с увеличением частоты (11).

Процесс возбуждения таких незатухающих волн связан с возможными источниками. Идеальным случаем является использование локального периодического нагрева с частотой (11), соответствующей одной из таких волн. Такая система может основываться, например, на процессе взаимодействия высокочастотной электромагнитной волны, модулированной частотой $\omega_{opt(n)}$ с поглощающей поверхностью. Как показывают проведенные эксперименты (ниже), частота такой модуляции должна соответствовать десяткам или сотням МГц. В этом случае от поверхности в соприкасающийся с ней воздух будут испускаться такие волны.

Другой, более простой вариант, состоит в воздействии на границу между конденсированной средой и воздухом коротких акустических импульсов, длительность которых Δt должна быть меньше времени τ релаксации теплового возбуждения в воздухе. В этом случае в спектре локальных тепловых

волн, формируемых в окрестности области локального нагрева, формируемого под действием этих импульсов, будут присутствовать непоглощающиеся тепловые волны с частотами, соответствующими условию (11). Именно такой случай реализуется в рассматриваемой ниже задаче.

2. Обнаружение и исследование незатухающих высокочастотных температурных волн в кавитационных экспериментах

Эксперименты по исследованию незатухающих высокочастотных колебаний, формируемых кавитационными процессами в струе жидкости, проводились на нескольких установках.

Фото и схема первой из них представлена на рисунке 1. В этой системе вода под давлением 250 атм. прокачивалась по тонкому и длинному каналу через форсунку малого диаметра в кавитационную камеру. На выходе канала возникало пузырьковое кавитационное облако, пульсации которого вблизи внутренней поверхности металлической мишени создавали интенсивные ударные волны. Внутренняя поверхность металлической мишени находилась на расстоянии 14 мм от выходного отверстия канала, а пространство между этой поверхностью и форсункой образовывало кавитационную камеру.

Для регистрации термомеханических волн в воздухе за внешней стороной металлической мишени использовался широкополосный акустический приемник из пьезокерамики ЦТС-19 диаметром 20 мм и резонансной частотой 1 МГц, который мог перемещаться в продольном направлении вдоль оси системы.

В экспериментах использовались мишени из вольфрама и молибдена.

На рисунке 2 представлен вид сигналов, регистрируемых этим приемником на разных расстояниях (1,9 и 21 см) от мишени из вольфрама. Видно, что в пространстве за мишенью (в воздухе) регистрировались как низкочастотные (НЧ), так и высокочастотные (ВЧ) сигналы, частота которых слабо изменялась с расстоянием. Параметры регистрируемых сигналов представлены в таблице.

Низкочастотный сигнал с частотой $\omega_{LF} \approx 8,3 \dots 8,9$ кГц связан с пространственным акустическим резонансом, существующим в пределах кавитационной камеры. Этот резонанс соответствовал петле обратной связи, которая включала воздействие акустических ударных волн, формируемых на внутренней поверхности мишени, на характеристики струи жидкости в объеме форсунки, что приводило к модуляции процесса формирования модулированного потока кавитационных

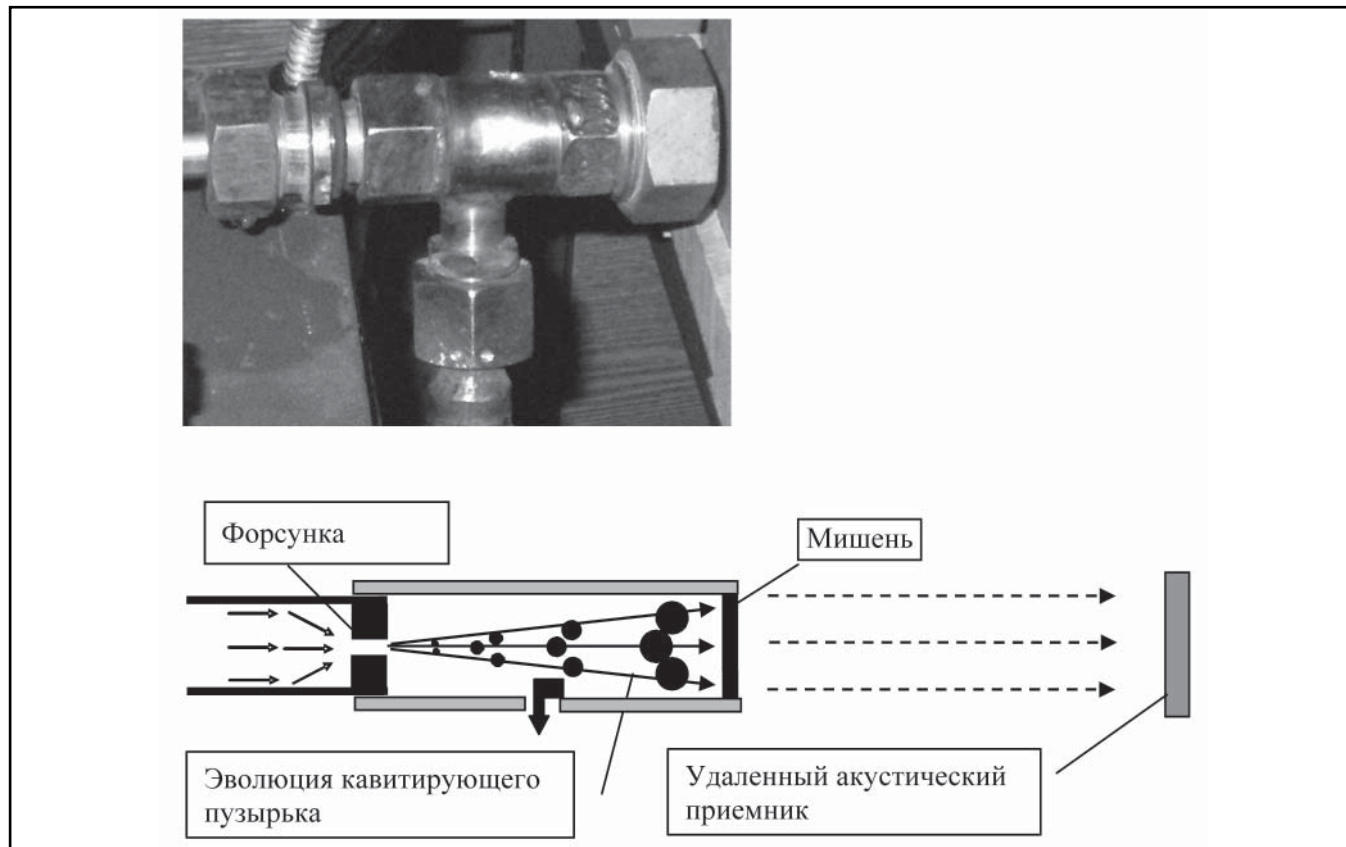


Рис. 1. Общий вид и схема экспериментальной установки для регистрации высокочастотных тепловых волн при кавитации струи воды в закрытой камере

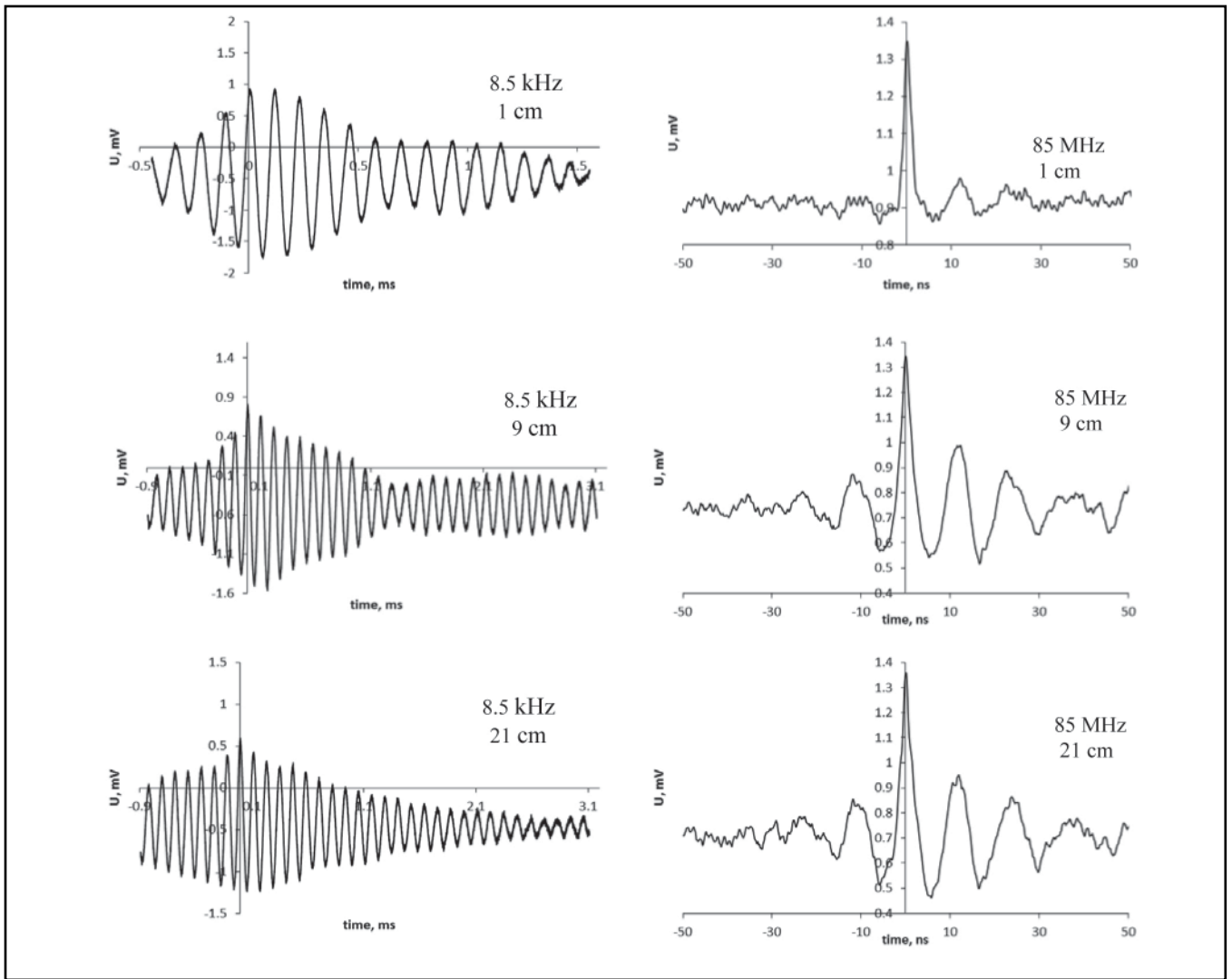


Рис. 2. Низкочастотные (≈ 8.5 kHz) и высокочастотные (≈ 85 MHz) сигналы, регистрируемые акустическим приемником, находящемся в воздухе на разных расстояниях L от мишени.

пузырьков. Наличие этого резонанса способствовало установлению режима периодической синхронизированной кавитации струи жидкости. Небольшое изменение этой частоты может быть связано с обратным воздействием низкочастотных акустических волн, отраженных от приемника в направлении к мишени.

Из этих данных следует, что амплитуда низкочастотного сигнала по мере удаления приемника от мишени быстро убывает (рис. 3) и характеризуется аппроксимационным коэффициентом убывания

волны $\delta_{LF} \approx 0,05$ см⁻¹, который определяется совместным действием двух факторов: «обычного» линейного затухания звуковой волны (1) и дифракционным расширением фронта низкочастотной волны, генерируемой ограниченным по апертуре источником. Закономерности этих процессов хорошо согласуются со стандартными представлениями акустики для низкочастотных акустических волн.

Принципиально другая ситуация соответствует процессу регистрации высокочастотного сигнала

Таблица

Изменение амплитуды и частоты регистрируемых низкочастотной и высокочастотной волн в зависимости от расстояния акустического детектора от внешней поверхности мишени

Расстояние от мишени L , см	Частота НЧ сигнала, кГц	Амплитуда НЧ сигнала, мВ	Частота ВЧ сигнала, МГц	Амплитуда ВЧ сигнала, мВ
0,5	8,91	4,42	84,75	0,52
3	8,96	2,69	84,75	0,62
9	8,65	2,37	80,65	0,83
17	8,71	2,09	84,75	0,89
21	8,28	1,84	86,21	1,04

с частотой около 85 МГц. Динамика изменения амплитуды этого сигнала также представлена на рисунке 3.

Из результатов измерений следует, что амплитуда ВЧ волны по мере удаления от мишени не убывает, а даже немного возрастает! На больших расстояниях от мишени наблюдается насыщение амплитуды. При поворотах приемника в вертикальной и горизонтальной плоскостях амплитуда регистрируемого сигнала падала, что подтверждает направленный волновой и одновременно неэлектромагнитный характер регистрируемого сигнала. Из этих результатов следует, что пространственное возрастание амплитуды ВЧ волны синхронизовано с убыванием амплитуды НЧ волны. Очевидно, что такое обстоятельство соответствует своеобразной «перекачке» НЧ акустической волны в ВЧ волну через промежуточную стадию поглощения акустической НЧ компоненты, ведущей к локальному нагреву воздуха. Этот гипотетический механизм нуждается в дальнейшем изучении.

Как отмечено во введении, сигнал с частотой $\omega_{HF} \approx 80...85$ МГц, регистрируемый акустическим детектором на таком расстоянии не может быть «обычной» ультразвуковой (точнее гиперзвуковой) волной, поскольку такие волны затухают на расстоянии в единицы или десятки микрон. Исходя из рассмотренной выше теории температурных волн, следует предположить, что эти волны являются незатухающими температурными волнами, которые могут регистрироваться обычными акустическими детекторами.

Еще одна серия измерений тепловых волн была проведена на установке КМТ, рассмотренной в работе [1]. Эта установка предназначена для гидродинамической (технологической) обработки разных

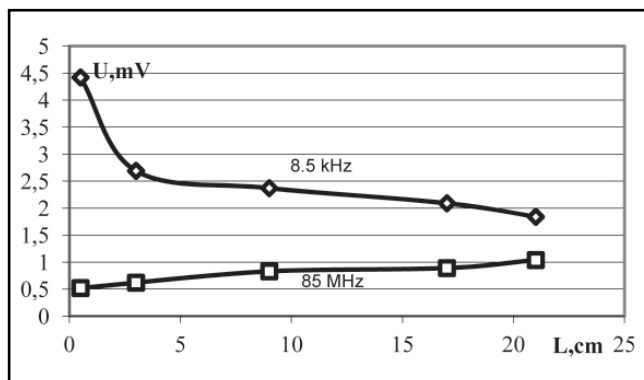


Рис. 3. Изменение амплитуды регистрируемых низкочастотных и высокочастотных волн, регистрируемых акустическим детектором на разных расстояниях от области возбуждения. Здесь U – напряжение (в единицах милливольт) на выходе акустического детектора с резонансной частотой 1 МГц.

материалов, включая ее резку. Кавитация струи воды на выходе этой установки приводит к генерации рентгеновского излучения около внешней (боковой) поверхности выходного канала, а также к генерации в окружающем неэлектромагнитных волн, регистрируемых акустическим детектором на большом расстоянии от этой же поверхности.

Ниже представлены результаты исследования волн, которые имеют разные частоты, распространяются в воздухе и регистрируются акустическими детекторами. Давление воды в установке было равно 200 атм.

На рисунке 4 представлен панорамный частотный спектр и временная структура низкочастотных волн, регистрируемых акустическим детектором с резонансной частотой 1 МГц на расстоянии 0,5 см от боковой поверхности выходного канала. Эти волны могут быть как «обычными» акустическими, так и низкочастотными температурными волнами.

Видно, что основная модулирующая частота низкочастотной компоненты равна ≈ 23 кГц и она соответствует собственной частоте акустических колебаний в водовыводящей трубке экспериментальной установки. Наличие таких колебаний приводит к модуляции процесса формирования кавитационных пузырьков и, вследствие этого, к модуляции последовательностей ударных волн, возбуждающих и ионизирующих поверхностные атомы. Большая визуальная «толщина» линии периодических колебаний на рисунке 4 и ее внутренняя структура свидетельствует о том, что эта частота модулирует намного более высокочастотные волны.

На рисунке 5 представлен фрагмент сигнала, регистрируемого более высокочастотным детектором с собственной частотой 2,5 МГц на расстоянии 18,5 см от боковой поверхности той же трубки, возле которой исследовались низкочастотные акустические волны. Видно, что в спектре регистрируемого сигнала присутствуют разные высокочастотные спектральные компоненты.

На рисунке 6 представлен спектр этого сигнала в области высоких частот.

Видно, что в спектре регистрируемого сигнала присутствуют периодически расположенные интенсивные резонансы, лежащие в области очень высоких частот, начиная с минимальной частота 73,5 МГц. Аналогичный спектр фиксировался и на других расстояниях от излучающей поверхности (0,5; 18,5; 100 и 200 см).

Сама по себе регистрация таких высокочастотных колебаний акустическим детектором на большом расстоянии от источника является очень удивительным явлением, которое можно объяснить

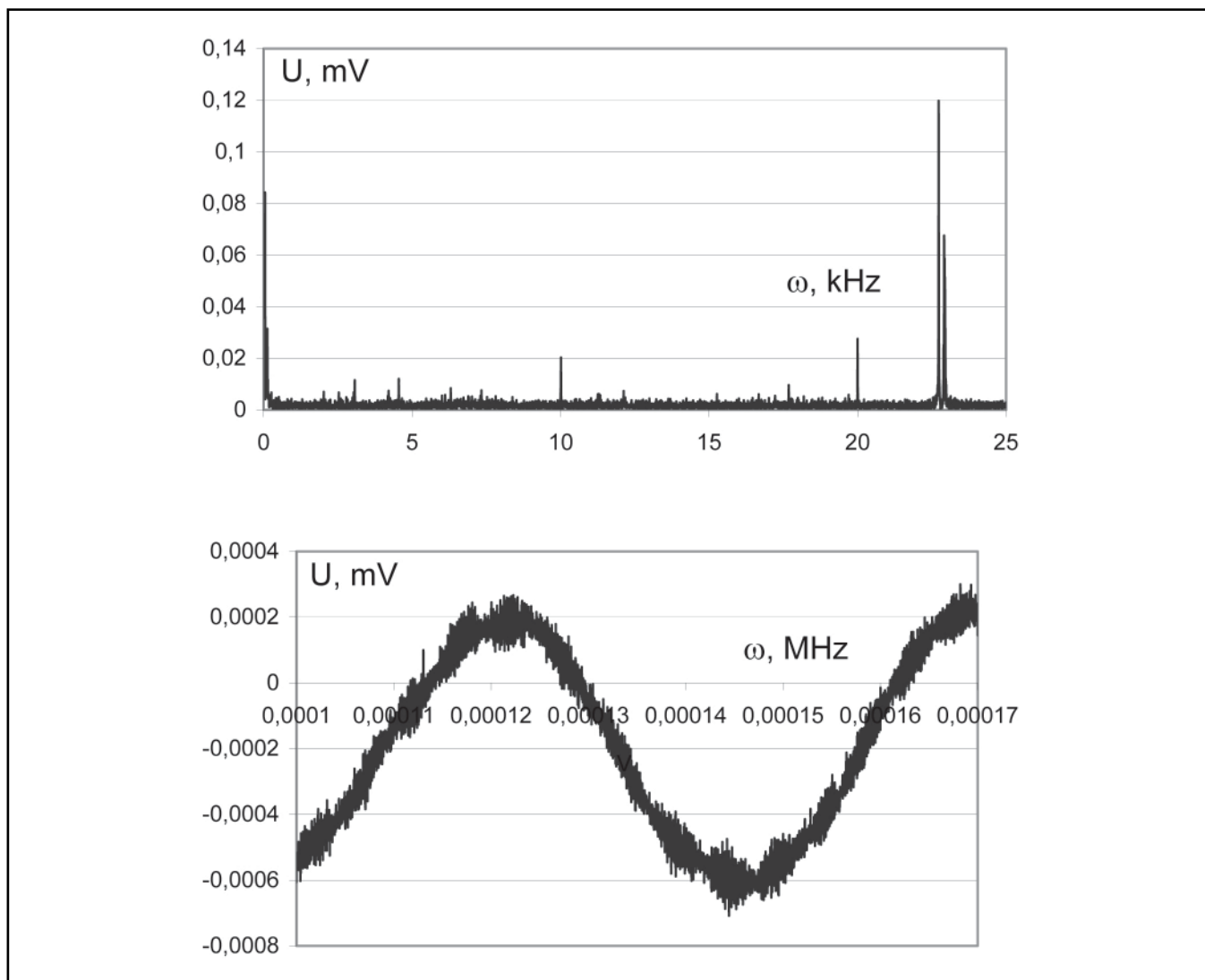


Рис. 4. Общий вид спектра в области низких частот (вверху) и временная структура сигнала, регистрируемого около поверхности металлической трубки, внутри которой протекает струя воды с формирующимися кавитационными пузырьками.

только таким экзотическим механизмом, как формирование незатухающих температурных волн.

Из данных измерений следует, что два основных резонанса с центральными частотами $\approx 73,5$ МГц и ≈ 228 МГц очень хорошо соответствуют расчетному значению (11), определяющему частоты незатухающих тепловых волн $\omega_{(n)} = (2n + 1/2)\pi/\tau$ при $\tau = 2,1 \cdot 10^{-8}$ с и, соответственно, при $n=0$ и $n=1$.

Это значение времени релаксации τ хорошо согласуется с данными, получаемыми на основе представленной выше оценочной формулы $\tau \approx 10/n < \sigma(v)v >$.

Более высокочастотные резонансы, соответствующие формуле для $\omega_{(n)}$ (11) при $n=2$ и $n=3$, также регистрируются в спектре на частотах около 379 МГц и 531 МГц, хотя их амплитуды достаточно

малы. Все эти резонансы представлены на том же рисунке 6.

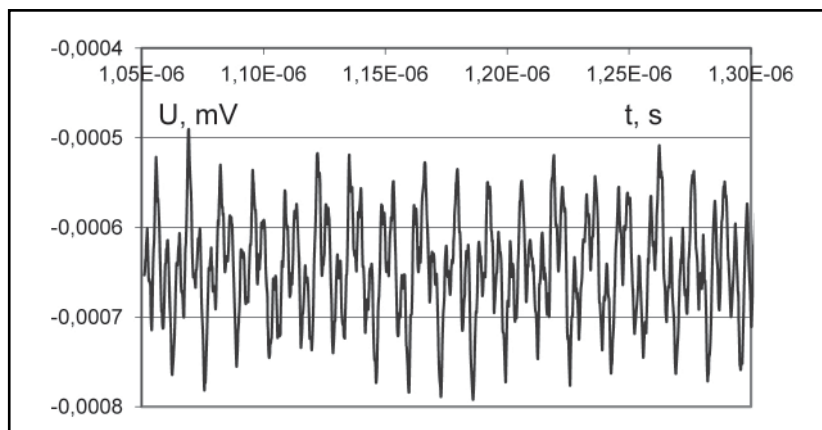


Рис. 5. Фрагмент сигнала, регистрируемого акустическим детектором на расстоянии 18,5 см от поверхности водовыводящей трубки при давлении 200 атм.

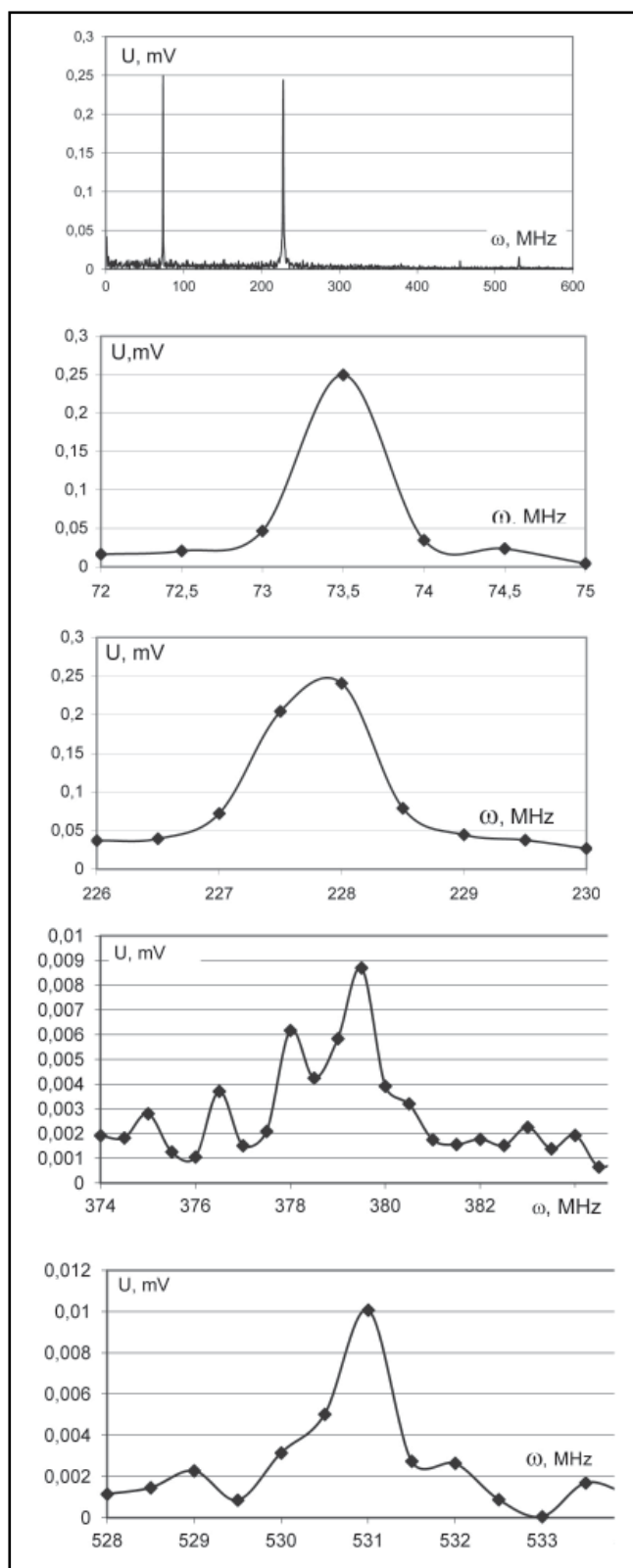


Рис. 6. Панорама спектра температурных волн (вверху), регистрируемых на расстоянии 18,5 см от поверхности металлической трубки, внутри которой движется струя воды в состоянии кавитации. Нижние графики демонстрируют частотную структуру резонансов температурных волн этой панорамы, центральные частоты которых соответствуют условию возбуждения (11) незатухающей температурной волны.

Отличие частот незатухающих волн, регистрируемых в двух представленных экспериментах, может быть вызвано разными условиями их проведения – в первом из экспериментов использовалась закрытая кавитационная камера и волны распространялись в сухом воздухе, а во втором все измерения проводились около открытого бассейна, куда попадала струя воды, выходящая под давлением из канала. Наличие водяных паров в воздухе естественным образом изменяет время релаксации теплового возбуждения τ , а значит и характерные частоты незатухающих волн.

Заключение

Проведенные эксперименты свидетельствуют о регистрации неизвестного ранее явления – формирования незатухающих (слабозатухающих) высокочастотных волновых возбуждений в воздухе, которые регистрируются акустическим детектором на большом расстоянии от источника (до 2 м), причем это расстояние было ограничено только размерами лаборатории. Эти волны не могут быть «классическими» гиперзвуковыми волнами мегагерцового диапазона, поскольку такие волны затухают в воздухе на предельно малом расстоянии (единицы и десятки микрон).

Результаты теоретического анализа и их сопоставление с данными экспериментов позволяют с большой долей уверенности утверждать, что такие процессы соответствуют незатухающим температурным волнам, которые могут возбуждаться и распространяться в средах с конечным временем температурной релаксации. Частоты этих волн определяются этим временем. Условие возбуждения таких волн связано с очевидным требованием, чтобы в спектре теплового возбуждения присутствовали спектральные компоненты на этих частотах. Вследствие того, что это время достаточно мало, импульсы теплового возбуждения, проявляемые, например, на границе конденсированной среды с воздухом, должны быть очень короткими. Этим требованиям удовлетворяют импульсные ударные волны, формируемые в жидкости при ее кавитации.

Эти волны имеют очень малую скорость распространения, которая, согласно расчетам, оказывается намного меньше, чем скорость обычного звука.

В заключение следует указать еще на один потенциально возможный фактор генерации температурных волн на выходной (наружной) поверхности экрана или трубки, на внутреннюю поверхность которых воздействуют акустические ударные волны, вызванные кавитацией струи воды.

В работах [13...15] было показано, что при быстрой несимметричной во времени обратимой деформации (разной длительностью стадий сжатия или растяжения) нестационарного гармонического осциллятора происходит формирование когерентных коррелированных состояний частиц, которые находятся в нестационарном параболическом поле, соответствующему этому осциллятору. Специфика этого состояния приводит к синхронизации квантовых флуктуаций в суперпозиционном состоянии и формировании гигантских флуктуаций импульса и кинетической энергии, которые на много порядков превышают средние значения. Результатом этого процесса является резкое возрастание вероятности химических и ядерных реакций с участием частиц, находящихся в параболическом поле и частиц, которые это поле создают и, соответственно, сопутствующее этому импульсное выделение энергии. Легко убедиться, что процесс прохождения ударной волны по конденсированному веществу хорошо согласуется с этим сценарием усиленного энерговыделения. Действительно, при движении ударной волны сквозь такую среду происходит сильное сжатие вещества на ее переднем фронте и растяжение на заднем. Для каждого из атомов среды, находящегося в окружении ближних соседей, это эквивалентно нестационарной деформации гармонического осциллятора, поле которого формируют ближайшие соседи. Особо сильно такой эффект, ведущий к формированию когерентных коррелированных состояний, проявляется на внешней (выходной) поверхности кавитационной камеры, где происходит отражение ударных волн от границы плотного материала стенки камеры с воздухом.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ (REFERENCES)

1. Высоцкий В.И., Корнилова А.А., Корнеева Ю.В., Крит Т.Б. Исследование аномальных радиационных и тепловых явлений при кавитации струи жидкости. 1. Аномальные эффекты при генерации рентгеновского излучения стимулированного процессом кавитации жидкости // *Инженерная физика*. 2016. № 2. С. 33...45 [Vysotskii V.I., Kornilova A.A., Korneeva Yu.V., Krit T.B. Investigation of anomalous radiation and heat phenomena in cavitation liquid jet 1. Anomalous effects in the generation of X-ray radiation stimulated by liquid cavitation. *Engineering Physics*. 2016. № 2. P. 33...45] (in Russian).
2. Корнилова А.А., Высоцкий В.И., Колдамасов А.И., Hyun Ik Yang, Denis B. McConnell, Десятков А.В. Генерация интенсивного направленного излучения при быстром движении струи жидкости сквозь узкие диэлектрические каналы // *Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтрон. исслед.* 2007. № 3. С. 55...60 [Kornilova A.A., Vysotskii V.I., Koldamasov A.I., Hyun Ik Yang, Denis B. McConnell, Desyatov A.V. Generation of intense radiation directed at the fast moving jet of liquid through the narrow channels of the dielectric. *Surface. X-ray., Synchrotron and neutron research*. 2007. № 3. Pp. 55...60] (in Russian).
3. Корнилова А.А., Высоцкий В.И., Сысоев Н.Н., Десятков А.В. Генерация рентгеновского излучения при пузырьковой кавитации быстрой струи жидкости в диэлектрических каналах // *Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтрон. исслед.* 2009. № 4. С. 17...26 [Kornilova A.A., Vysotskii V.I., Sysoev N.N., Desyatov A.V. Generation of X-rays at a fast bubble cavitations liquid jet in dielectric channels. *Surface. X-ray., Synchrotron and neutron research*. 2009. № 4. Pp. 17...26] (in Russian).
4. Корнилова А.А., Высоцкий В.И., Сысоев Н.Н., Литвин Н.К., Томак В.И., Барзов А.А. Ударно-кавитационный механизм генерации рентгеновского излучения при кавитации быстрой струи воды. *Вестник МГУ, серия «Физика, астрономия»*. 2010. № 1. С. 46...50 [Kornilova A.A., Vysotskii V.I., Sysoev N.N., Leetvin N.K., Tomak V.I., Barzov A.A. Shock-cavitation mechanism of generation of X-ray cavitation fast jet of water. *Bulletin of the Moscow State University, a series of «Physics, astronomy»*. 2010. № 1. Pp. 46...50] (in Russian).
5. Корнилова А.А., Высоцкий В.И., Сысоев Н.Н., Литвин Н.К., Томак В.И., Барзов А.А. Генерация интенсивного рентгеновского излучения при выходе быстрой струи воды из металлического канала в атмосферу // *Поверхность. Рентген., синхротрон. и нейтрон. исслед.* 2010. № 12. С. 53...63 [Kornilova A.A., Vysotskii V.I., Sysoev N.N., Leetvin N.K., Tomak V.I., Barzov A.A. The generation of X-radiation at the output of the fast jet of water from the atmosphere of a metallic channel. *Surface. X-ray., Synchrotron and neutron research*. 2010. № 12. Pp. 53...63] (in Russian).
6. Vysotskii V.I., Kornilova A.A., Vasilenko A.O. Observation and investigation of X-ray and thermal effects at cavitation. *Current Science*. 2015. Vol. 108. № 4. Pp. 114...119.
7. Гурбатов С.Н, Руденко О.В. *Акустика в задачах*. М.: Наука, 1996 [Gurbatov S.N, Rudenko O.V. *Acoustics in problems*. Moscow: Publishing House «Sciences», 1996].
8. Высоцкий В.И., Корнилова А.А., Василенко А.О., Томак В.И. Обнаружение и исследование незатухающих температурных волн, возбуждаемых при кавитации струи воды // *Поверхность*.

- Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исслед.* 2014. № 11. С. 106...112 [Vysotskii V.I., Kornilova A.A., Vasilenko A.O., Tomak V.I. Обнаружение и исследование незатухающих температурных волн, возбуждаемых при кавитации струи воды. *Surface. X-ray., Synchrotron and neutron research.* 2014. № 11. Pp. 106...112] (in Russian).
9. Vysotskii V.I., Vassilenko V.B., Vasylenko A.O. Propagation of temperature waves in medium with internal thermal relaxation. *Bulletin of Taras Shevchenko National Univ. of Kyiv. Series Radiophysics.* 2013. № 1, Pp. 11...14.
 10. Vysotskii V.I., Vassilenko V.B., Vasylenko A.O. Periodic heat transfer regimes in active medium. *Bulletin of Taras Shevchenko National Univ. of Kyiv. Series Physics & Mathematics.* 2013. № 2. Pp. 255...260.
 11. Vasylenko A.O., Vysotskii V.I., Vassilenko V.B. Heat transfer equation with delay for media with thermal memory. *International Journal of Sciences: Basic and Applied Research (IJSBAR).* 2013. Vol. 12. № 1. Pp. 160...166.
 12. Vysotskii V.I., Vasilenko A.O., Vassilenko V.B., Vysotskiy M.V. Nonequilibrium thermal effects during pulsed action on conducting medium. *Inorganic Materials: Applied Research.* 2015. Vol. 6. № 3. Pp. 199...204.
 13. Vysotskii V.I., Vysotskiy M.V. Coherent correlated states and low-energy nuclear reactions in non stationary systems. *European Phys. Journal. A.* 2013. Vol. 49. Issue 8: 99. Pp. 1...12.
 14. Vysotskii V.I., Adamenko S.V., Vysotskiy M.V. Acceleration of low energy nuclear reactions by formation of correlated states of interacting particles in dynamical systems. *Annals of Nuclear energy.* 2013. Vol. 62. Pp. 618...625.
 15. Высоцкий В.И., Высоцкий М.В. Формирование коррелированных состояний и оптимизация туннельного эффекта для частиц с низкой энергией при немонохроматическом и импульсном воздействии на потенциальный барьер // *ЖЭТФ.* 2015. Т. 148. №4(10). С. 643...657 [Vysotskii V.I., Vysotskii M.V. Formation of the correlated states and optimization of the tunnel effect for particles with low energy at non-monochromatic and pulsed action on a potential barrier. *Journal of Experimental and Theoretical Physics.* 2015. Vol. 148. № 4(10). Pp. 643...657] (in Russian).

Сведения об авторах

Высоцкий Владимир Иванович, доктор физ.-мат. наук, профессор, заведующий кафедры

E-mail: vivysotskii@gmail.com

Василенко Антон Александрович, аспирант

Высоцкий Михаил Владимирович, канд. физ.-мат. наук, ассистент

Киевский национальный университет им. Т. Шевченко

Украина, 01601, ул Владимирская 64

Корнилова Алла Александровна, Директор Инновационного центра физического факультета

МГУ имени М.В. Ломоносова

E-mail: prfnart@mail.ru

Корнеева Юлия Викторовна, канд. физ.-мат. наук старший научный сотрудник

Крит Тимофей Борисович, канд. физ.-мат. наук старший научный сотрудник

Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

119991, Москва, Ленинские горы, МГУ, д. 1, стр. 2.

Томак Виктор Иванович, канд. техн. наук, начальник отдела

НИИ ЭМ при МГТУ имени Н.Э. Баумана

141801, п. Орево Дмитровского района Московской обл.

Information about authors

Vysotskiy Vladimir I., Doctor of Phys.-Mat. Sciences, Professor

E-mail: vivysotskii@gmail.com

Vasilenko Anton A., Postgraduate Student

Vysotskiy Mikhail V., Cand. of Phys.-Math. Sciences, Assistant

Ukraine, 01601, Vladimirskaya str. 64, Kiev National Shevchenko University

Kornilova Alla A., Director of the Innovation Centre of the Physics Department of MSU

E-mail: prfnart@mail.ru

Korneeva Yulia V., Cand. of Phys.-Math. Sciences, Senior Researcher

Krit Timofey B., Cand. of Phys.-Math. Sciences, Senior Researcher

Lomonosov Moscow State University

Leninskie Gory, Moscow, 119991, Russian Federation

Tomak Viktor I., Cand. of Techn. Sciences, Head of Department

Bauman Moscow State Technical University (Research Institute of Power Machine Building)

141801, p. Orevo, Dmitrov district, Moscow region, Russian Federation