

УДК 551.46

ЭВОЛЮЦИЯ СТРУКТУРЫ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ, ВЫЗВАННЫХ УДАРОМ ПАДАЮЩЕЙ КАПЛИ О ЖИДКОСТЬ

© 2020 г. Ю. Д. Чашечкин^а, *, В. Е. Прохоров^а^аИнститут проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН,
просп. Вернадского 101, корп. 1, Москва, 119526 Россия

*e-mail: chakin@iptnet.ru

Поступила в редакцию 10.12.2019 г.

После доработки 21.02.2020 г.

Принята к публикации 25.02.2020 г.

Согласованными высокоразрешающими оптическими и акустическими методами впервые синхронно зарегистрирована тонкая структура процессов, инициированных погружением свободно падающей капли воды в бассейн с дегазированной жидкостью. Основное внимание уделено анализу эволюции тонкой структуры картины течений, сопутствующих капиллярных волн и амплитудно-частотных характеристик звуковых пакетов. Последовательность акустических сигналов включает ударный импульс, возникающий при первичном контакте капли с поверхностью покоящейся принимающей жидкости, и серию последующих звуковых пакетов. Ударный импульс, который устойчиво воспроизводится в условиях данных экспериментов, имеет сложную структуру, включающую короткие интервалы высокочастотных осцилляций и более протяженные интервалы низкочастотных осцилляций. Число излучаемых звуковых пакетов и их параметры произвольно меняются от опыта к опыту при сохранении неизменными размера капли и высоты падения. В серии опытов выделены случаи одиночного и повторного излучения пакетов различного спектрального состава, а также полного их отсутствия. Анализ данных проведен с учетом влияния “двойного слоя”, заменяющего поверхность слияния жидкостей, в котором сохраняются возмущения, возникающие при преобразовании доступной потенциальной поверхностной энергии в другие формы — тепловую, возмущения давления и энергию тонких течений, активно воздействующих на газовые полости.

Ключевые слова: капля, энергия, течения, тонкая структуры, двойной слой, газовая полость, отрыв, резонанс, звуковой пакет, изменчивость излучения

DOI: 10.31857/S0320791920040012

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность изучения импакта свободно падающей капли — последовательности гидродинамических и акустических процессов, формирующихся в принимающей жидкости, устойчиво растет в последние годы в силу действия ряда факторов — фундаментальности темы, развития информационных технологий, способствующих совершенствованию аппаратуры, расширения числа практических приложений в механике окружающей среды и промышленности [1]. Систематическое фотографирование картины капельных течений началось в конце XIX века [2]. В двадцатые годы прошлого века стали регистрироваться сопутствующие звуковые сигналы. Измерения проводились вначале в воздушной [3], а с созданием гидрофонов — и в водной среде [4]. Совершенствование техники регистрации картин течений [5] и параметров акустических сигналов [6], развитие вычислительной техники и программирования позволяли повышать чувствительность,

временное и пространственное разрешение измерительных систем, выделять все новые устойчиво воспроизводимые особенности протекающих процессов.

Доступность объекта исследований и необходимых для работы средств аудио и видео регистрации способствует расширению географии работ, которые традиционно проводятся в европейских [7, 8] и североамериканских [9] центрах, и все более активно — в Китае [10], Индии [11], Саудовской Аравии [12] и многих других странах.

Среди достижений последних лет следует отметить результаты детального изучения эволюции тонкой структуры картины распределения вещества капли в толще жидкости [13], структуры акустических сигналов при первичном контакте капель с жидкостью [14], капиллярных волн на венце [15] и на погружающейся капле [16], а также рекуррентную тонкую структуру — восстановление мелких неоднородностей картины свободной поверхности жидкости после сглаживания на-

чальных возмущений на поверхности каверны и венца [17].

Высокоскоростная видеорегистрация картины течения, синхронизованная с регистрацией акустических сигналов, впервые позволила проследить процесс возбуждения осцилляций оторвавшейся газовой полости неправильной формы [18]. Колебания, возбуждаемые быстрым втягиванием конического остатка разорвавшейся перемычки, поддерживаются освобождением доступной потенциальной энергии в результате сокращения площади поверхности газовой полости неправильной формы при ее трансформации в сферoidalный газовый пузырь [18]. Широкий диапазон изменчивости частотных характеристик основного звукового пакета отмечен в [19] (параметры первичного ударного импульса не приводились). Условия образования больших газовых пузырей, генерирующих звуки низкой частоты, которые иногда сопровождаются группами мелких газовых пузырьков, изучены в [20].

Проведенные опыты показывают, что общая гидродинамическая картина течений и ее тонкие детали [1, 11, 15, 17], а также число и форма звучащих газовых полостей, зависящие от параметров эксперимента [1, 6, 9, 18], характеризуются значительной изменчивостью при сохранении неизменными условий опытов. В этой связи научный и практический интерес представляет согласованное детальное изучение картины течений и структуры акустического сигнала, что и является целью данной работы.

ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ ЗАДАЧИ

В течениях, сопровождающихся медленным изменением площади или быстрым уничтожением части свободной поверхности, в качестве одного из основных физических параметров среды используется потенциал Гиббса G (свободная энтальпия)

$$dG = -s dT + V dP - S_b d\sigma + \mu_i dS_i, \quad (1)$$

производные которого явно определяют энтропию

$$s = -\left(\frac{\partial G}{\partial T}\right)_{P, \sigma, S_i}, \quad \text{плотность среды } \rho = \frac{1}{V} = \left(\frac{\partial G}{\partial P}\right)_{T, \sigma, S_i}^{-1},$$

химический потенциал $\mu_i = \left(\frac{\partial G}{\partial S_i}\right)_{T, P, \sigma}$ раствора

веществ с концентрацией S_i i -ой компоненты, а также все другие термодинамические величины — косвенно [21, 22]. Здесь T — температура, P — давление, S_b — площадь контактной поверхности границы раздела фаз, σ — коэффициент поверхностного натяжения. Значения термодинамических величин характеризуют состав и физические свойства взаимодействующих сред.

Термодинамические потенциалы в неоднородной жидкости со свободной поверхностью распределены неравномерно. Экспериментальными методами (оптической и рентгеновской рефлектометрии, атомно-силовой микроскопии) установлено, что плотности, диэлектрические проницаемости, дипольные моменты в толще жидкости и в структурно выделенном приповерхностном слое толщиной порядка размера молекулярного кластера ($\sim 10^{-6}$ см) заметно отличаются [23, 24]. Анизотропия атомно-молекулярных взаимодействий в областях с большими градиентами термодинамических величин (в частности, на концентрационных прослойках и около свободной поверхности) приводит к формированию доступной потенциальной поверхностной энергии и химической энергии, которые могут трансформироваться в другие формы — тепловую, энергию механического течения жидкости, совершать работу по созданию новой свободной поверхности. Обмен энергией в жидкости происходит с несколькими скоростями — достаточно медленно в диссипативных (диффузионных) процессах; более быстро — в вынужденных течениях со скоростью U ; с собственными групповыми скоростями c_g при распространении волн [25] и наиболее быстро при прямом проявлении действия атомно-молекулярных процессов.

Течения жидкостей описываются системой уравнений переноса вещества, плотности, импульса и полной энергии — аналогов законов сохранения для замкнутых систем [25, 26] с физически обоснованными граничными условиями на контактных поверхностях, которые здесь для краткости не приводятся. В число основных параметров задачи входят плотность ρ , коэффициенты поверхностного натяжения σ и кинематической вязкости ν воды, ускорение свободного падения g , диаметр D , площадь поверхности S_D , объем V_D и скорость капли в момент контакта U .

Кинетическая энергии капли $E_k = \rho V_D U^2 / 2$ для условий экспериментов ($0.2 < D < 0.7$ см; $100 < U < 500$ см/с) $21 < E_k < 22450$ эрг, существенно больше поверхностной энергии $E_s = \sigma S_D$: $9 < E_s < 112$ эрг. Однако плотность кинетической энергии $W_k = \rho U^2 / 2$, которая в данном случае $5 \times 10^2 < W_k < 1.25 \times 10^5$ эрг/см³, существенно меньше, чем плотность поверхностной энергии $W_s = \sigma / \delta_s \sim 7 \times 10^7$ эрг/см³, заключенной в слое толщиной $\delta_s \sim 10^{-6}$ см — порядка размера молекулярного кластера [23].

Поскольку величина передаваемой энергии пропорциональна массе слившейся части капли, на начальном этапе импакта основную роль играет процесс освобождения доступной потенциаль-

ной энергии, передаваемая доля которой здесь существенно превышает величину перешедшей кинетической энергии. При уничтожении свободной поверхности потенциальная энергия достаточно быстро (собственное время $\tau \sim 10^{-10}$ с) преобразуется в другие формы – возмущения давления, температуры и энергию механического движения, которые оказываются сосредоточенными в тонком двойном слое, заменяющем исчезнувшие свободные поверхности. Толщина двойного слоя, которая при его формировании имеет масштаб порядка размера молекулярного кластера, далее растет за счет молекулярной теплопроводности и диффузии импульса, а позднее, по мере эволюции процесса – за счет перемещения мелкомасштабных компонентов течений.

С высоким рангом системы фундаментальных уравнений для слабо диссипативных сред связано существование лигаментов – тонких волокон и оболочек – компонентов периодических и нестационарных течений (классификация приведена в [26]). Отличительные свойства лигаментов – малая толщина δ , значение которой определяется кинетическими коэффициентами и временем формирования Δt или частотой волны (масштаб в поле скорости $\delta_{\Delta t}^v = \sqrt{v\Delta t}$, $\delta_{\omega}^v = \sqrt{v/\omega}$, ω – частота), и большая протяженность, которая определяется длительностью процесса [26, 27]. Они проявляются во всех нестационарных процессах, и, как только их размеры превосходят пределы пространственного разрешения инструментов, а уровень возмущения – порог чувствительности, регистрируются как тонкая структура среды.

Набор характерных масштабов процесса включает диаметр капли D , капиллярно-гравитационный масштаб $\delta_g^v = \sqrt{\gamma/g}$ (входящий в дисперсионное уравнение коротких поверхностных волн [28]) и диссипативно-капиллярные масштабы $\delta_\gamma^v = v^2/\gamma$, $\delta_\gamma^k = \kappa^2/\gamma$, $\gamma = \sigma/\rho$. Здесь κ – коэффициент температуропроводности жидкости, γ – нормированный на плотность коэффициент поверхностного натяжения. Поперечные размеры лигаментов, зависящие от скорости капли U , равны – диссипативный $\delta_U^v = v/U$ и капиллярный $\delta_U^k = \gamma/U^2$.

Соответственно, одна группа собственных временных масштабов включает только параметры среды – $\tau_g^v = \sqrt[4]{\gamma/g^3}$, $\tau_\gamma^k = \kappa^3/\gamma^2$, $\tau_\gamma^v = v^3/\gamma^2$, другая – размер капли – $\tau_\gamma^d = \sqrt{D^3/\gamma}$, $\tau_\kappa^v = \kappa D/\gamma$, $\tau_\gamma^v = vD/\gamma$, третья – ее скорость – $\tau_U^d = D/U$, $\tau_g^U = U/g$. Значения масштабов определяют требования к метрологическим характеристикам измерительных

инструментов – размерам области регистрации, пространственному и временному разрешению.

Отношения однородных масштабов определяют традиционные безразмерные комбинации – числа Рейнольдса $Re = D/\delta_U^v = UD/v$, Фруда $Fr = \delta_g^U/D = U^2/gD$, Вебера $We = D/\delta_U^k = U^2 D/\gamma$, Бонда $Bo = D^2/\delta_g^v = gD^2/\gamma$, Онезорге $Oh = \sqrt{\delta_\gamma^v/D} = v/\sqrt{\gamma D}$, которые используются при описании течений.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Опыты выполнены на стенде ЭСП, входящем в Уникальную исследовательскую установку “ГФК ИПМех РАН” [29]. Основные элементы стенда – бассейн с оптическими стеклами, осветитель – многоэлементный светодиодный прожектор с эквивалентным световым потоком 1000 лм, видеокамера “Optronis CR3000x2” (скорость видеосъемки до 20000 к/с, размер ПЗС матрицы в пикселях 256×256), гидрофон ГИ54 (ширина полосы 0.002–100 кГц, неравномерность 3 дБ, сквозная чувствительность 30 мВ/Па), многоканальный высокоскоростной интерфейс сбора данных (частота дискретизации до 5 МГц, разрядность 12 бит). Изучались возмущения, сопровождающие погружение свободно падающей капли воды (диаметр $0.4 < D < 0.6$ см) в бассейн с покоящейся дегазированной водой. Методика эксперимента детально изложена в [6, 18]. Обработка данных с единичными сигналами проводилась с учетом методики [30].

В данных опытах особенно тщательно проводилась установка осветителей, обеспечивающих наблюдение тонких возмущений свободной прозрачной жидкости – дегазированной воды. С большим различием значений коэффициента оптического преломления сред (для воздуха $n_a = 1.00027$, для воды $n_w \approx 1.33$) связаны эффекты полного внутреннего отражения, затрудняющие наблюдение тонких деталей оптических изображений течений. Как показывает анализ публикаций по теме, гладкие изображения свободной поверхности в капельных течениях [1, 2, 8, 11] существенно отличаются от ее реальной геометрии (в частности, во многих работах не идентифицировались капиллярные волны на венце и падающей капле, а также тонкая структура вершины всплеска, визуализированные в [15–17]).

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Эволюцию картины возмущений свободной поверхности, вызванных погружением капли ($D = 0.6$ см, $U = 3.7$ м/с), иллюстрирует выборка из видеозаписей (рис. 1, темное пятно в правом ниж-

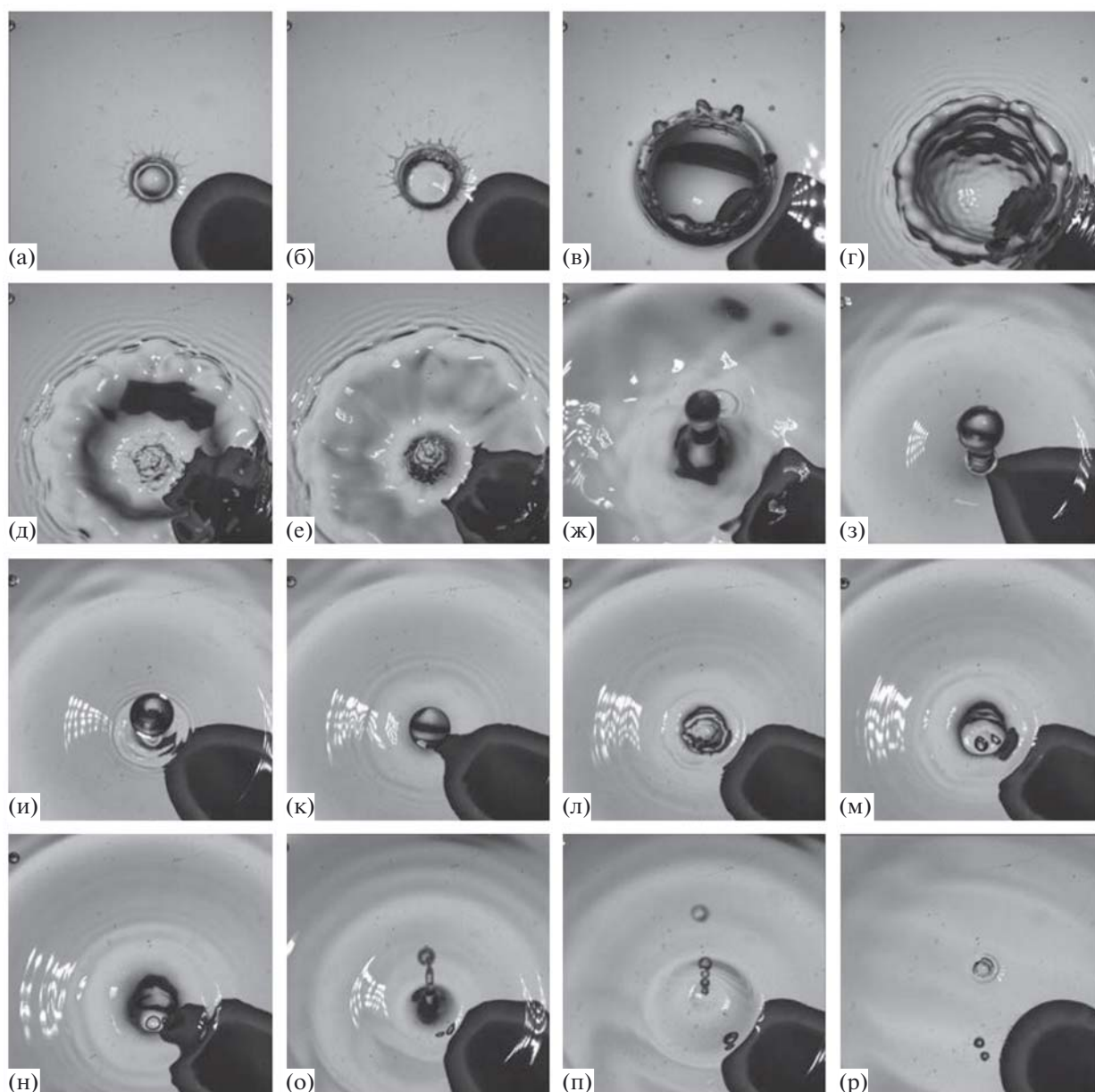


Рис. 1. Картины течения при соударении капли с поверхностью. Время, (а)–(р): $t = 0.75, 1.75, 19.3, 37.0, 47.5, 53.75, 99.75, 159, 169.5, 180.7, 188.5, 196.5, 214.0, 242.5, 270.45, 421.0$ мс. $D = 0.6$ см, $U = 3.7$ м/с, $We = 1125$, $Re = 22200$, $Fr = 233$, $Oh = 0.0015$, $Bo = 4.8$.

нем углу – изображение гидрофона). Центральную часть в картине возмущений при $t = 0.8$ мс (рис. 1а) занимает остаток погружающейся капли, линия контакта которой с принимающей жидкостью отошла от стенок растущего венца. Окружающая каплю светлая полоса – дно каверны, наружное темное кольцо – венец, с вершины которого сходит тонкая пелена (“ejecta” в англоязычной литературе [5]). Изрезанная внешняя кромка пелены заканчивается острыми тонкими струйками – спайками, с вершин которых последовательно вылетают все более крупные капельки. Спайки

являются продолжениями тонких струек, которые формируются в двойном слое на дне каверны, где уничтожается свободная поверхность и капли, и принимающей жидкости. Струйки проявляются в картинах распределения коэффициента преломления при слиянии капель воды с раствором поваренной соли [31] и вещества окрашенных капель в чистой воде [32].

К моменту $t = 1.7$ мс, когда капля полностью погрузилась, на стенках венца начинают появляться складки, пелена становится короче, а ее

кромка и спайки утолщаются (рис. 1б). Соответственно, увеличился и диаметр капелек, вылетающих с вершин спайков.

Светлые пятна в правой нижней части на тени от гидрофона — каустики — зеркальные отражения отдельных элементов осветителя от наклонных поверхностей гребней и впадин коротких капиллярных волн. Сопоставление изображений на рис. 1б–1г, $t = 1.7, 19.5, 37.0$ мс соответственно, показывает, что число и размеры пятен, области их локализации определяются количеством, длиной, амплитудой и скоростью распространения волн. Длины коротких волн, окружающих венец и бегущих по невозмущенной поверхности жидкости, лежат в диапазоне $0.5 < \lambda_c < 2$ мм.

Постепенно собственные системы трехмерных капиллярных волн покрывают стенки венца и дно каверны (рис. 1г, $t = 37.0$ мс). Амплитуды волн на внутренней поверхности венца максимальны у его кромки и уменьшаются к центру дна каверны. Искаженное изображение гидрофона указывает на высокую крутизну волновых возмущений.

Со временем размеры каверны и толщина расплывающегося венца увеличиваются, на дне и стенках появляются крупномасштабные возмущения — относительно гладкие гребни и заостренные впадины. При этом существенно меняется форма дна каверны — центр впадины сменяется оголовком растущего всплеска.

В фазе формирования вершина всплеска вновь покрывается спайками — здесь “шипами” со скругленными оголовками, разделенными тонкими впадинами [17]. Резкое изменение структуры свободной поверхности связано с выходом “двойного слоя”, заменившего поверхность слияния жидкостей, в котором за счет преобразования доступной потенциальной энергии создаются микромасштабные возмущения (рис. 1д, $t = 47.5$ мс). Размеры спайков увеличиваются с ростом высоты всплеска (рис. 1е, $t = 53.8$ мс).

Когда на вершине струйки формируется капля, вся поверхность жидкости выравнивается, за исключением линии отрыва капли, в окрестности которой образуется группа коротких капиллярных волн (рис. 1ж, $t = 99.8$ мс). Одновременно капиллярные волны начинают формироваться на дне остатка каверны вокруг конического пьедестала всплеска. Со временем всплеск, боковая поверхность которого покрывается короткими капиллярными волнами, начинает погружаться и формирует новую каверну. Система световых пятен визуализирует еще одну отошедшую группу коротких капиллярных волн (рис. 1з, $t = 159$ мс).

Погружающийся всплеск, от которого отделилась капля, формирует коническую каверну, окруженную несколькими группами коротких

капиллярных волн (рис. 1и, $t = 169.5$ мс). Падающая капля накрывает взволнованную поверхность и одновременно формирует из остатков воздушной прослойки во впадинах волн несколько достаточно крупных газовых пузырьков, один из которых виден у ее нижнего полюса (рис. 1к, $t = 180.7$ мс). Кромка полностью погружившейся капли и стенки окружающей ее каверны сильно деформированы; на них видны газовые полости неправильной формы. Область течения покрыта несколькими группами капиллярных волн (рис. 1л, $t = 188.5$ мс).

Постепенно по мере заполнения каверны мелкомасштабные возмущения сглаживаются. При этом в центре течения визуализируются две газовые полости (рис. 1м, $t = 196.5$ мс). В картине течения образуется кольцевая выглаженная поверхность, диаметр которой, в соответствии с дисперсионным соотношением [28], определяется минимально возможной скоростью $c_{\min} = (4g\gamma)^{1/4} = 23$ см/с гравитационно-капиллярных волн, длина и частота которых $\lambda_{\min} = 2\pi/k_{\min} = 1.72$ см и $f_{\min} = (4g^3)^{1/4}/(2\pi) = 13.48$ Гц, где $k_{\min} = \sqrt{g/\gamma}$. В ее центре располагается остаток впадины с двумя газовыми полостями в центре (рис. 1н, $t = 214$ мс).

Схлопывание конической каверны сопровождается выбросом еще одной тонкой струйки — стримера, с вершины которого вылетает очередная капля. На периферии течения располагается новая группа коротких капиллярных волн. При этом газовые пузырьки вытесняются за кромку конического основания струйки (рис. 1о, $t = 242.5$ мс).

Теряющий инерцию движения стример распадается на систему мелких капелек, падающих обратно в центр течения. Тонкие струйки (лигаменты) перемещают, сближают и разделяют приповерхностные газовые пузырьки (рис. 1п, $t = 270.5$ мс). При слиянии отделившейся капли с остатком узкой каверны образуется несколько газовых пузырьков (рис. 1р, $t = 421$ мс)

Анализ картины течения показывает важную роль тонкоструктурных компонентов (коротких капиллярных волн, стримера, спайков, внутренних тонких струек — лигаментов) в формировании и перемещении газовых пузырьков, деформация и разрывы которых были обнаружены ранее [32].

В записи акустических сигналов, представленной на рис. 2б, выполненной синхронно с видеорегистрацией, выборки из которой приведены на рис. 1, четко выделен первичный импульс I при $t = 0$, от которого ведется отсчет времени, как и в описании оптических изображений, где время отсчитывается от момента первичного контакта капли с поверхностью. Далее возникают короткий высокочастотный импульс II ($t = 157.2$ мс),

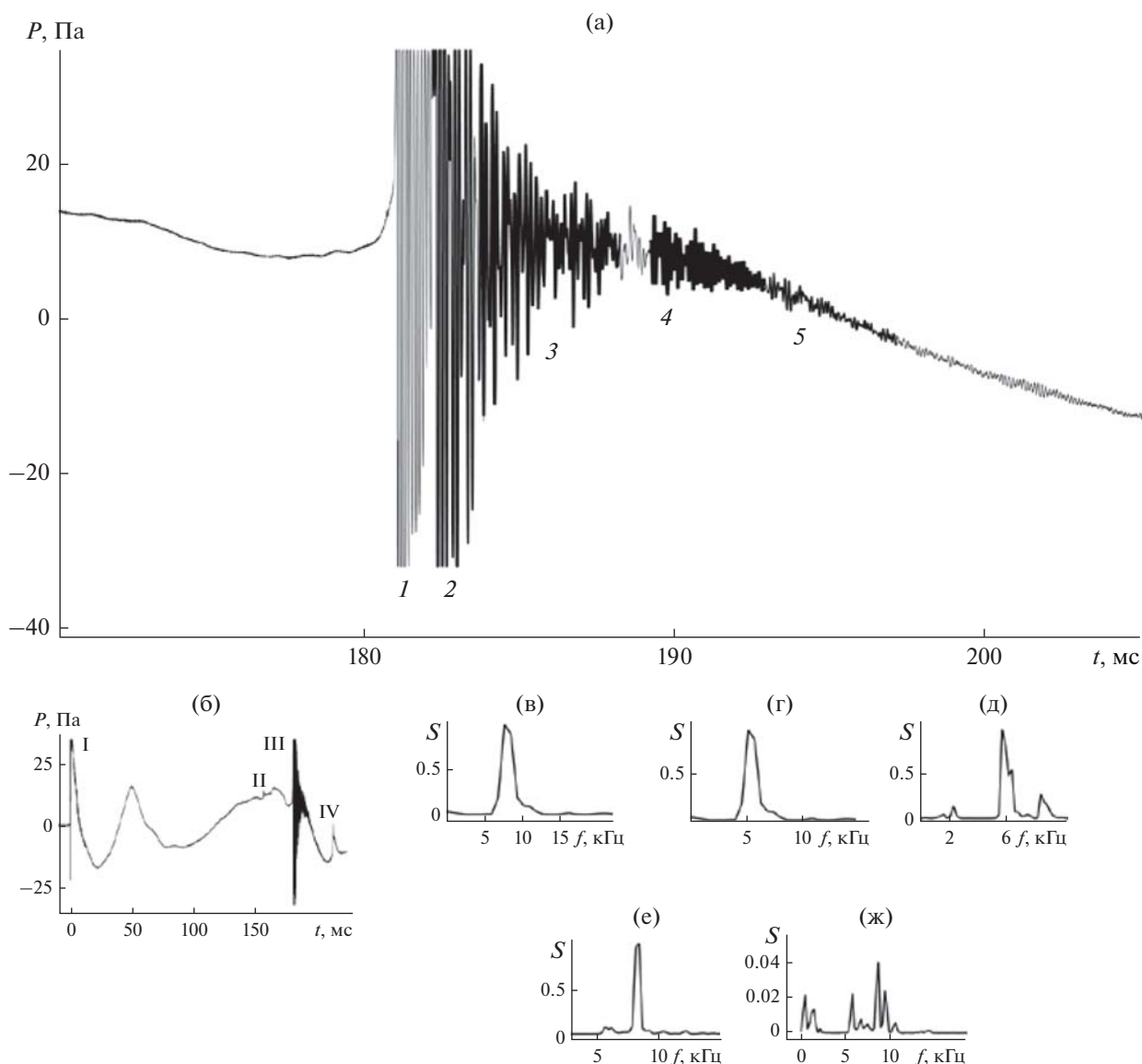


Рис. 2. (а) – Вариации давления в резонансном звуковом пакете и спектральные плотности его участков при ударе капли о поверхность. (б) – Полная фонограмма сигнала. Спектры сигнала на интервалах, мс: (в) – 181.1–182.1, (г) – 182.1–183.6, (д) – 183.7–188.2, (е) – 189.3–192.9, (ж) – 193.0–197.1. $D = 0.6$ см, $U = 3.7$ м/с, $We = 1125$, $Re = 22200$, $Fr = 233$, $Oh = 0.0015$, $Bo = 4.8$.

основной звуковой пакет III ($t = 180.1$ мс) и запаздывающий импульс IV ($t = 213.8$ мс). Структура высокочастотных сигналов I, II и IV не анализировалась, поскольку их спектр лежит за пределами верхней граничной частоты гидрофона.

Локальные минимумы на развернутом графике основного пакета (рис. 2а, $t = 181.2$ мс) разделяют 5 участков, каждый из которых характеризуется индивидуальными признаками – амплитудой, спектральным составом и длительностью звучания Δt . На начальном участке I ($\Delta t = 1$ мс) спектр имеет единственный максимум на частоте $f = 7.6$ кГц (рис. 2в). Амплитуда сигнала быстро

спадает. Диаметр излучающего пузырька ($d_b = 0.85$ мм) соответствует частоте f_0 согласно известной формуле $f_0 = \frac{1}{\pi d_b} \sqrt{\frac{3\gamma_a P_0}{\rho}}$, где γ_a – показатель адиабаты воздуха, P_0 – давление, равное в данном случае атмосферному [34].

В течение короткого времени происходит перестройка сигнала. На участке 2 сигнал, начинающийся с быстрого роста, плавно спадает за время $\Delta t = 1.5$ мс. Одновременно меняется его структура: частота основного максимума уменьшилась до $f = 6.1$ кГц, появился второй максимум на $f = 8.1$ кГц (рис. 2г). Эквивалентные диаметры

излучающих пузырьков здесь составляют $d_b = 1.07$ и 0.81 мм.

Третий интервал звучания, который начинается при $t = 183.7$ мс, еще более продолжительный ($\Delta t = 4.5$ мс). В его спектре наблюдаются три пика – низкочастотный $f = 2.2$ кГц ($d_b = 3.0$ мм), промежуточный $f = 5.5$ кГц ($d_b = 1.18$ мм) и высокочастотный $f = 8.2$ кГц ($d_b = 0.8$ мм). После переходного интервала при $t = 183.9$ мс начинается четвертый участок, вновь содержащий практически одночастотный ($f = 8.5$ кГц, $d_b = 0.77$ мм) сигнал продолжительностью $\Delta t = 3.1$ мс. При $t = 193$ мс он быстро сменяется сложным многочастотным сигналом с выраженными спектральными пиками при $f = 0.5, 1.4, 5.8, 8.7$ и 9.4 кГц ($d_b = 13.5, 4.5, 1.13, 0.75$ и 0.7 мм). В дальнейшем регистрируются затухающие чередующиеся пакеты, разделенные зонами замирания. Быстрая перестройка амплитудно-частотных характеристик акустического сигнала указывает, что их природа обусловлена сильным влиянием тонких компонентов течения на источники звука.

В последующих опытах одновременно со звуковым пакетом регистрировалась картина возмущений в толще жидкости. Анализ видеок кадров течения при $D = 0.6$ см, $U = 3.1$ м/с (рис. 3) показывает, что в двойном слое на дне каверны сформировалось два типа возмущений – капиллярные волны и короткие поперечные вихри с пологими впадинами и острыми гребнями (рис. 3б), которые придали дну и стенке каверны изрезанную форму. Положение, форма и размеры выступов и впадин быстро меняются в данной фазе процесса при $t = 37.5$ мс. В таких мелкомасштабных возмущениях могут возникнуть замкнутые газовые полости, которые отделяются тонкими течениями от стенок каверны. Вследствие общей симметрии течения выделенной точкой является центр дна каверны, в окрестности которого ранее были отмечены прогибы на фоне мелких вихрей [15, 19, 32].

В анализируемом течении на дне каверны появляются глубокие впадины угловатой формы (рис. 3в), одна из которых отсекается внутренними течениями и образует замкнутую газовую полость сложной формы (рис. 3г). Одна из возможных причин формирования течений – распад “двойного слоя” и последующая эволюция окрестности поверхности слияния принимающей жидкости и капли, в которой сохраняется быстро преобразованная в другие формы доступная потенциальная энергия ранее свободных поверхностей. Вследствие быстрого выделения энергии оказывается сосредоточенной в малом объеме, что обеспечивает высокую скорость микротечений, деформирующих газовые полости. Различие плотностей воздуха и жидкости обеспечивает преимущественно горизонтальное направление

приповерхностных течений, источник которых – флуктуации давления – имеет скалярную природу.

Некоторое время форма отсеченной полости продолжает усложняться, на ней появляются отростки (рис. 3д). По окончании фазы активной эволюции контур начинает сглаживаться (рис. 3е), и в конечном итоге полость принимает сфероидальную форму (рис. 3ж).

В синхронной фонограмме звукового пакета (рис. 3) выражены ударный импульс I, короткий видеоимпульс II ($t = 48.7$ мс) и основной звуковой пакет III, начинающийся при $t = 166.6$ мс. Развертка ударного импульса (рис. 3з) иллюстрирует сложный характер первичного возмущения, в котором выражена высокочастотная составляющая и монотонно затухающая гармоника 5.75 кГц ($d_b = 1.13$ мм). В спектре начального участка (рис. 3и) выражены два пика – высокочастотный ($f = 66.3$ кГц) и с меньшей частотой $f = 30.1$ кГц (эффективные диаметры резонирующих газовых полостей, соответственно, $d_b = 0.22$ и 0.1 мм). На спадающем участке основного сигнала располагаются затухающие осцилляции с основной частотой 5.8 кГц (спектр на рис. 3к), соответствующей значению $d_b = 1.1$ мм.

На максимуме гидродинамического давления ($t = 48.7$ мс) в основном сигнале наблюдается короткий видеоимпульс II, вызванный спонтанным излучением неразличимого микропузырька.

В данном эксперименте излучение основного звукового пакета III, которое начинает регистрироваться одновременно с отрывом газовой полости неправильной формы от центра дна каверны (рис. 3г) при $t = 166.6$ мс, продолжается более 20 мс. Формированию высокочастотного сигнала предшествуют низкочастотные вариации фонового сигнала гидродинамической природы. Здесь основной пакет III – одночастотный (спектр на рис. 3м, $f = 2.8$ кГц, $d_b = 2.3$ мм), в отличие от случая, приведенного на рис. 2. Развертка сигнала III показана на рис. 3и, а спектр – на рис. 3л. Сигнал

имеет признаки модуляции $m = \frac{A_m - \langle A \rangle}{\langle A \rangle}$ (A_m – амплитуда в локальных максимумах пакета, $\langle A \rangle$ – осредненная (монотонная) огибающая), глубина которой составляет 10% в начале сигнала и 80% в конце. Нестационарный характер излучения звука указывает на сильную связь акустических и гидродинамических процессов на мелких масштабах порядка размера пузырька.

Изменчивость формы и рельефа излучающей газовой полости видны на рис. 3в–3е. В начальной фазе отрыва на дне полости наблюдается мелкий отросток (рис. 3в), который быстро растет со временем (рис. 3д, 3е). В конечном итоге полость принимает сфероидальную форму, диаметр

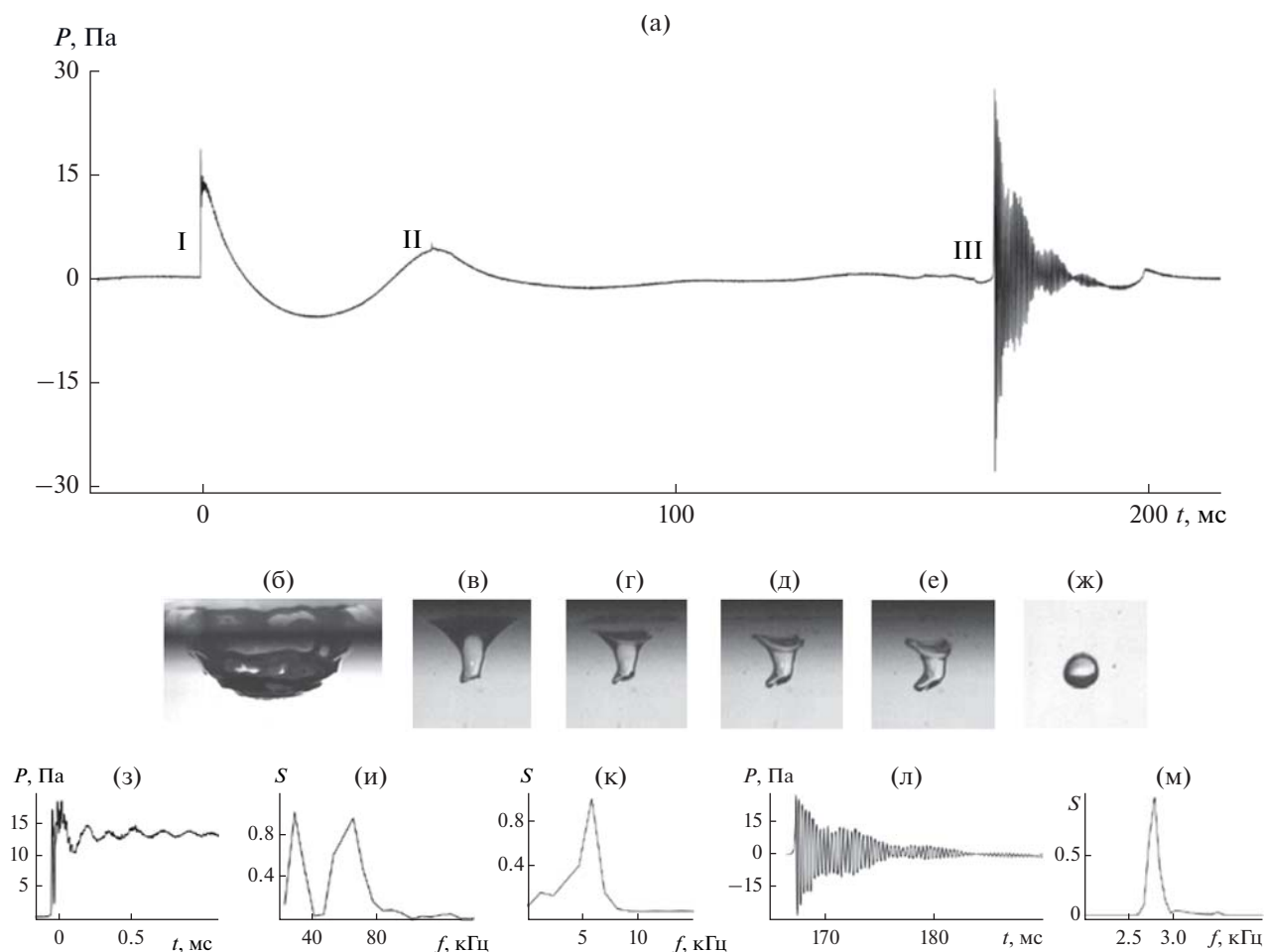


Рис. 3. (а) – Временная зависимость акустического давления с синхронными видеокдрами отрыва газовой полости. (б) – Каверна при $t = 37.5$ мс, деление 5 мм, (в)–(ж) – отрывающаяся газовая полость при $t = 167.2, 167.7, 168.2, 168.7, 240.2$ мс, деление 2 мм; (з), (и), (к) – растянутые ударный импульс и его спектры, (л) и (м) – основной пакет и его спектр. $D = 0.5$ см, $U = 3.2$ м/с, $We = 701$, $Re = 16000$, $Fr = 209$, $Oh = 0.0017$, $Bo = 3.4$.

которой на оптическом изображении (рис. 3ж) совпадает с определенным по методике [34].

С ростом скорости соударения капли U картина течения усложняется, и тонкие детали структуры течения, сопутствующие излучению, становятся более выраженными. При сохранении общего характера процесса тонкие особенности течений и сопутствующие акустические сигналы показывают большую изменчивость.

В фонограмме на рис. 4 также наблюдаются три сигнала – ударный импульс I, резонансные пакеты II и III. В развертке ударного импульса I (рис. 4к) выражен фронт и последующие осцилляции на частотах $f = 4.3$ и 5.9 кГц ($d_b = 1.5$ и 1.1 мм, спектр на рис. 4л). Основной резонансный пакет II, развертка которого представлена на рис. 4м, также модулирован, причем максимум амплитуды наблюдается не в начальный момент, а с некоторым запаздыванием. В спектре сигнала

выражена частота $f = 4.6$ кГц ($d_b = 1.4$ мм) и более высокочастотные боковые лепестки. После нескольких циклов спада и подъема сигнал II затухает. С паузой 35 мс возникает короткий пакет III (развертка на рис. 4о) с основной частотой $f = 44.3$ кГц ($d_b = 0.15$ мм, спектр на рис. 4п) на порядок превышающей частоту сигнала II.

Структурные особенности картины течения иллюстрируют выборки из видеограмм, соответствующие временам появления акустических сигналов. Резонансное излучение начинается в момент отделения газовой полости от дна растущей каверны ($t = 162.7$ мс, рис. 4б). Газовая полость располагается на дне конической каверны ($t = 166$ мс, рис. 4в). При $t = 166.2$ мс (рис. 4г) звук все еще излучается, хотя газовая полость на коническом дне каверны практически исчезла из поля зрения и длительное время остается затененной остатком каверны ($t = 167.2$ мс, рис. 4д). Одновременно справа от каверны появляется новый пу-

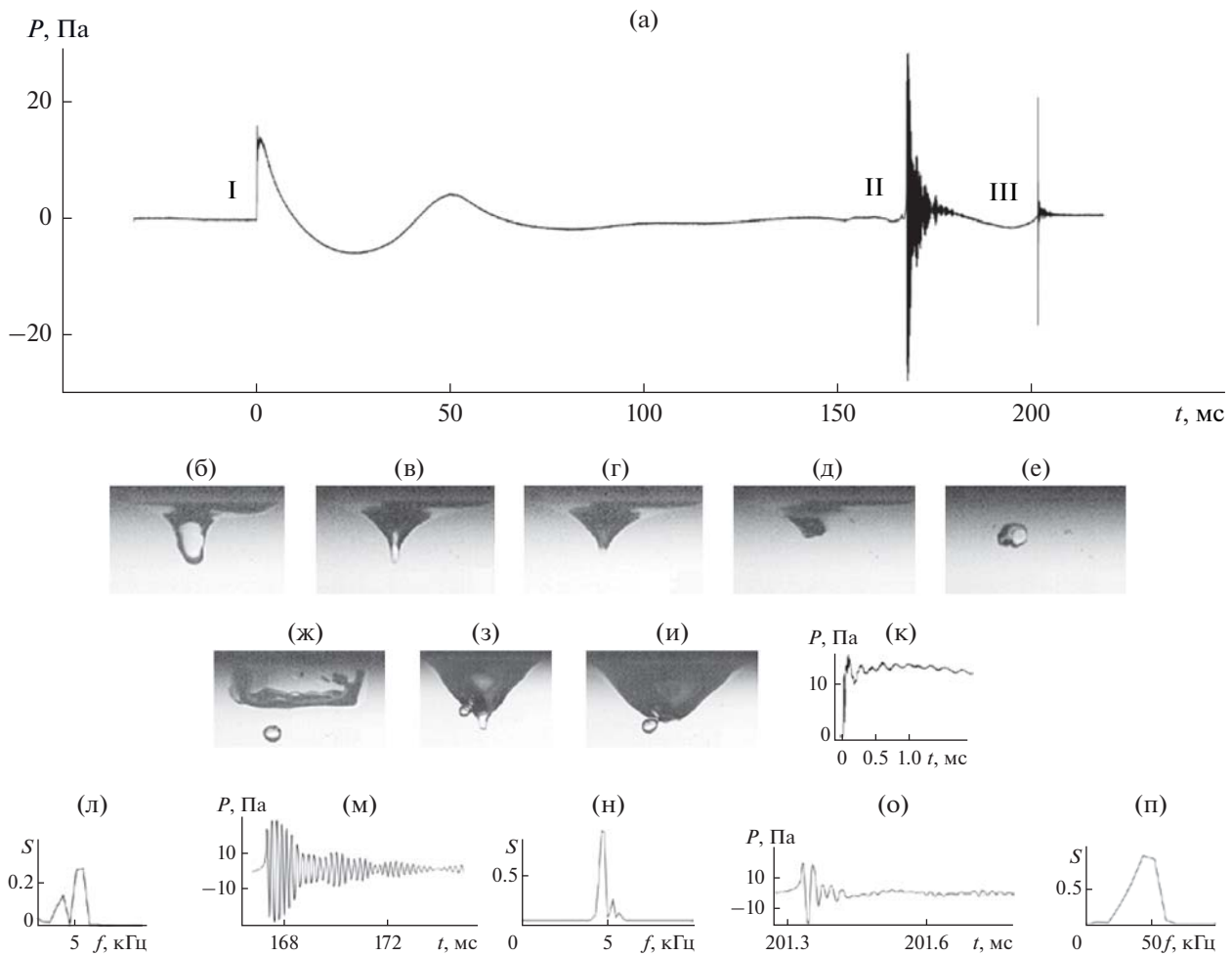


Рис. 4. (а) – Временная зависимость акустического давления с синхронными видеокдрами отрыва газовой полости. (б) – Каверна при $t = 167.2$ мс, (в)–(и) – отрывающаяся газовая полость при $t = 166, 166.2, 167.2, 169.5, 181.5, 200.7, 202.5$ мс, деление 2 мм; (к) и (л) – растянутые ударный импульс и его спектр, (м) и (н) – основной пакет II и его спектр, (о) и (п) – основной пакет III и его спектр. $D = 0.5$ см, $U = 3.2$ м/с, $We = 701$, $Re = 16000$, $Fr = 209$, $Oh = 0.0017$, $Bo = 3.4$.

зырек, не вносящий изменение в акустическое излучение.

После коллапса каверны в поле зрения остаются два пузырька ($t = 169.5$ мс, рис. 4е). Сложность первоначальной формы большого пузырька, трансформирующегося в сфероидальный, объясняет продолжительность его звучания.

В данном опыте появление новой каверны, обусловленное возвращением очередной капли ($t = 181.5$ мс), резко усложняет тонкую структуру микротечений в наблюдаемой области (рис. 4ж). С ее развитием ранее излучавший газовый пузырек (рис. 4е–4ж) вытесняется за пределы поля наблюдения. Сформировавшаяся газовая полость, которая видна на левой стенке цилиндрической каверны с плоским дном (рис. 4ж), переносится к дну каверны, которая переформировалась в коническую ($t = 200.7$ мс, рис. 4з). Далее, с началом сглаживания, полость отделяется ($t = 202.5$ мс,

рис. 4и). К этому моменту приурочено начало звукового пакета III. Далее активная фаза процесса заканчивается, гидродинамические и акустические возмущения затухают.

Структурную устойчивость процесса излучения звука и сильную связь параметров сигнала с картиной течения иллюстрируют данные, приведенные на рис. 5. На фонограмме с первичным контактом капли связан ударный импульс I, последующий спад и подъем – с максимальным заглублением каверны и возвышением венца. После продолжительной паузы в момент $t = 146.8$ мс следует группа гидродинамических возмущений давления, в конце которой возникает звуковой пакет II ($t = 165$ мс). Пакет III появляется с задержкой при $t = 200.4$ мс.

В развертке пакета I (рис. 5к) выражен начальный импульс и высокочастотные затухающие осцилляции на спадающем участке. Основной сигнал II

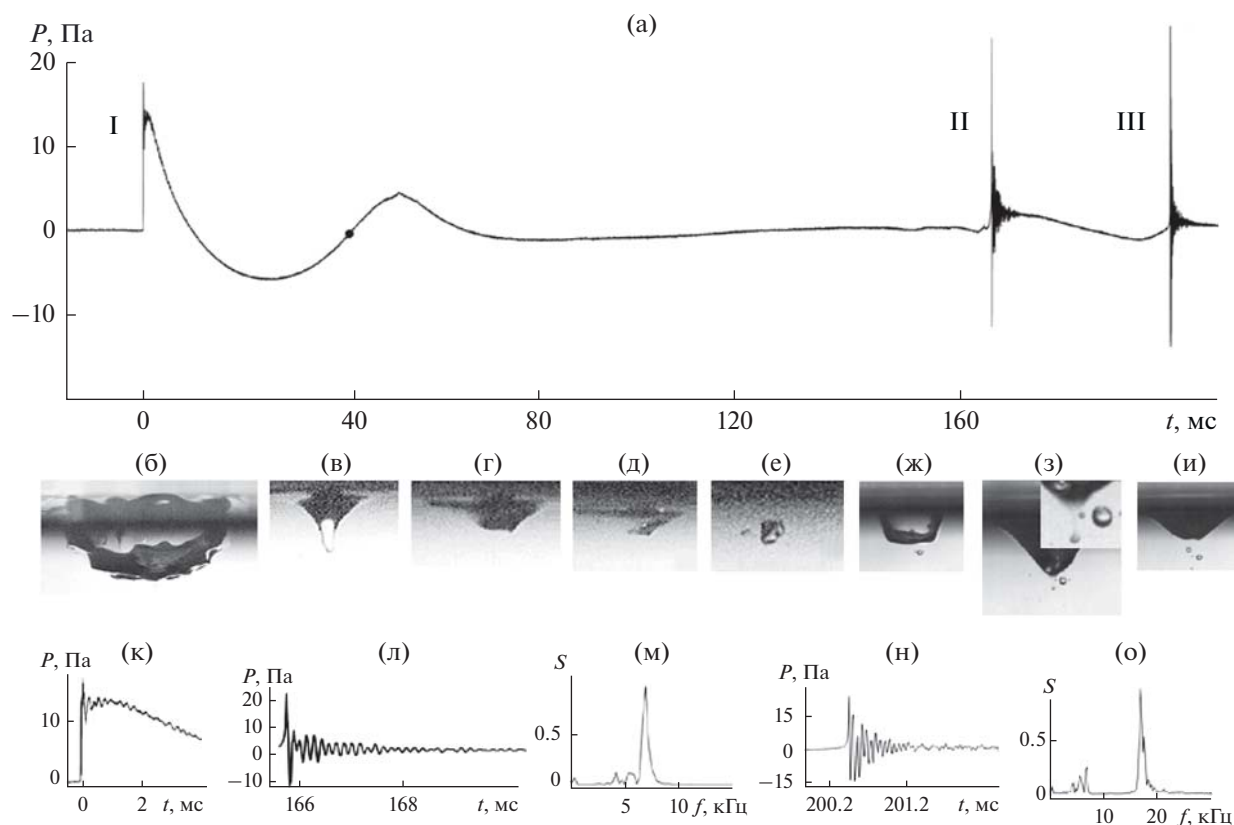


Рис. 5. (а) – Временная зависимость акустического давления с синхронными видеокдрами отрыва газовой полости. Деление 2 мм: (б) – каверна при $t = 40.2$ мс, (в)–(е) – формирующаяся и отрывающаяся газовая полость при $t = 163.7, 165.2, 165.5, 166.2$ мс; (ж)–(и): новая каверна (186.2 мс), формирование (200.5 мс, увеличенный фрагмент на (з)) и отрыв донной газовой полости (203.5 мс); (к) и (л) – растянутые ударный импульс и пакет II, (м) – спектр пакета II, (н) и (о) – растянутый пакет III и его спектр. $D = 0.5$ см, $U = 3.2$ м/с, $We = 701$, $Re = 16000$, $Fr = 209$, $Oh = 0.0017$, $Bo = 3.4$.

(развертка на рис. 5л) начинается с резкого нарастания, которое переходит в немонотонно спадающие осцилляции с основной частотой $f = 6.8$ кГц (спектр на рис. 5м, $d_b = 1$ мм). На спектре к основному максимуму примыкают боковые максимумы на частотах $f = 4.1$ и 5.5 кГц ($d_b = 1.6$ и 1.2 мм). В резонансном пакете III также выражен нарастающий фронт, с последующими нерегулярно спадающими группами колебаний (развертка на рис. 5н). В спектре пакета III главный максимум расположен на частоте $f = 16.7$ кГц, $d_b = 0.4$ мм, к которому слева примыкают низкочастотные вторичные пики ($f = 5.1, 5.3$ и 6.5 кГц, $d_b = 1.3, 1.2$ и 1.0 мм).

Рис. 5б–5и иллюстрируют картины течений, сопутствующих наблюдаемым акустическим сигналам. В фазе коллапса ($t = 40.2$ мс, рис. 5б, метка • на фонограмме) каверна принимает сложную форму, ее округлое дно покрывается трехмерными возмущениями – плавными впадинами и заостренными гребнями.

Падение вторичной капли, ранее вылетевшей с вершины всплеска, сопровождается образованием конической каверны, на вытянутом дне ко-

торой выделяется газовая полость (рис. 5в, $t = 163.7$ мс). При коллапсе основной части каверны газовая полость отсекается (светлая горизонтальная полоса на рис. 5г, $t = 165.2$ мс), и в толще жидкости остается уплощенный газовый фрагмент угловатой формы (рис. 5д, $t = 165.5$ мс). От него отделяется нижняя часть, которая сворачивается в компактный пузырек; основная часть трансформируется в полость неправильной формы (рис. 5е, $t = 166.2$ мс). Далее полость стягивается в сферический пузырек, к которому стремительно приближается новая каверна с плоским дном (рис. 5ж, $t = 186.2$ мс). В поле течений каверна трансформируется в коническую, на ее вершине формируется узкая газовая полость. Полость вытягивается, на ней образуется перетяжка, после смыкания которой образуется газовый пузырек.

В деталях течение с вытянутой полостью, тремя отделившимися и одним примыкающим к стенке каверны газовыми пузырьками, показано на рис. 5з. Именно в момент разрыва вытянутой полости и отделения пузырька начинается пакет III ($t = 200.5$ мс). Стягивающееся к поверхности дно каверны увлекает присоединившийся пузырек,

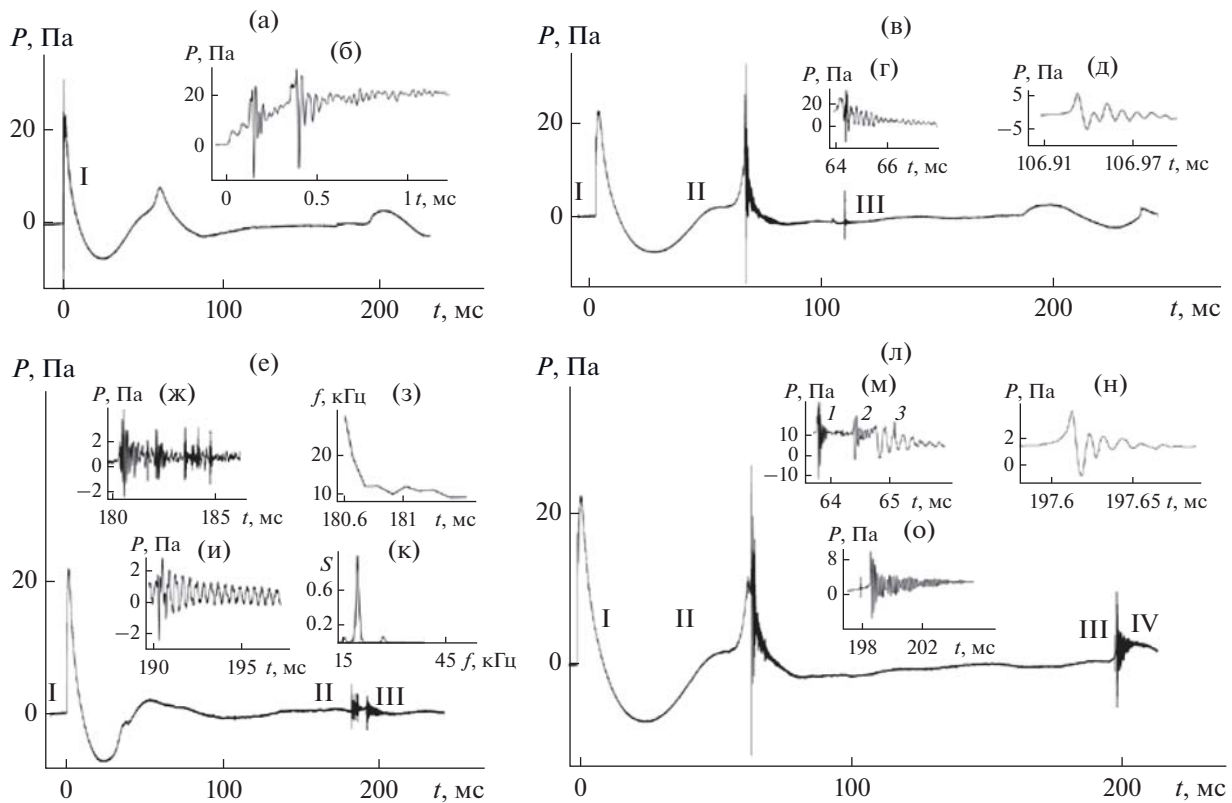


Рис. 6. Фонограммы повторяющихся опытов соударения капли с поверхностью при $D = 0.5$ см, $U = 4.7$ м/с, $We = 1513$, $Re = 23500$, $Fr = 451$, $Oh = 0.0017$, $Bo = 3.4$. (а) – Без резонансных пакетов, (б) – растянутый ударный импульс I, (в) – с резонансными пакетами II и III, (г) и (д) – их растянутыми фрагментами, (е) – с резонансными пакетами II и III, (ж) и (з) – растянутый пакет II и время-частотная кривая его начального участка, (и) и (к) – растянутый пакет III и его спектр, (л) – с резонансными пакетами II, III и IV и (м), (н) и (о) – их растянутыми фрагментами 1 (цифры курсивом – субпакеты основного пакета I).

оставшиеся пузыри свободно движутся в толще жидкости (рис. 5и, $t = 203.5$ мс). С возвращением в принимающую жидкость последней вылетевшей капли излучение акустических пакетов прекращается, все гидродинамические возмущения затухают.

Подборка фонограмм, приведенная на рис. 6, иллюстрирует основные формы акустических сигналов, наблюдавшихся при сохранении неизменными условий опытов (состав контактирующих жидкостей, диаметр и конечная скорость капли). Если скорость капли при контакте превышает критическое значение $U_c = b\sqrt{\gamma/R}/2$ (для данного диапазона скорости $b \approx 4$ – эмпирическая константа процесса молекулярного слияния капли с поверхностью по инерционному сценарию [14]), в акустических возмущениях наблюдается ударный импульс, который устойчиво воспроизводился во всех реализациях в данной серии экспериментов.

На первой (рис. 6а) и во всех последующих фонограммах за ударным импульсом следуют колебания давления гидродинамической природы,

отражающие локальные изменения уровня жидкости при формировании и распаде каверны, венца и всплеска. Новые низкочастотные возмущения при $t = 200$ мс обусловлены локальными колебаниями уровня жидкости, вызванными возвращением выброшенной ранее капли.

Растянутый график первичного импульса (рис. 6б) показывает, что к его заднему фронту примыкают две группы быстро затухающих высокочастотных осцилляций с основными частотами 49.5 и 24 кГц ($d_b = 0.13$ и 0.27 мм).

В фонограмме на рис. 6в, общая структура которой совпадает с представленной на рис. 6а, кроме ударного импульса присутствуют две группы возмущений при $t = 64$ и 107 мс. Развертки I и III (рис. 6г, 6д) показывают их сложный – нестационарный и многочастотный характер. В сигнале II на фоне затухающего низкочастотного ($f = 5.4$ кГц, $d_b = 1.2$ мм) присутствуют высокочастотные ($f = 48.5$ кГц, $d_b = 0.13$ мм) осцилляции с большой начальной амплитудой. Сигнал III имеет более простую форму – затухающий пакет с основной частотой

той $f = 108$ кГц, $d_b = 0.06$ мм. При $t = 186.3$ мс возникает группа возмущений давления гидродинамической природы вследствие осцилляций свободной поверхности при возвращении ранее выброшенной капли.

Общая структура фонограммы на рис. 6е сходна со структурой типовых сигналов, описанных в литературе [6, 9, 18, 19], в которых резонансный пакет наблюдался с задержкой порядка 200 мс, соответствующей времени возврата ранее выброшенной капли. Здесь с такой же задержкой регистрируется последовательность резонансных звуковых пакетов (рис. 6ж, $t = 180.5, 181.9, 182.3, 183.6, 183.9, 184.2, 184.8$ мс), свойства которых существенно различаются. В первом пакете частота заполнения резко падает со временем от 30 до 9 кГц (рис. 6з). Второй пакет (рис. 6и) из данной группы — преимущественно моночастотный (спектр на рис. 6к) с коротким высокочастотным импульсом в начальных осцилляциях. Последующие пакеты в группе II в основном также моночастотные. Еще одна группа сигналов III ($t = 189.9$) представлена фактически одним монохроматическим пакетом.

В сигнале на рис. 6л одновременно выражены возмущения, наблюдаемые в фонограммах на рис. 6в и 6е, а именно, первичный импульс, сложный пакет в области максимума гидродинамического возвышения ($t = 63.8$ мс) и группа многочастотных пакетов при $t = 198.2$ мс.

В развертке сигнала II (рис. 6м) выражены три быстро затухающих пакета с характерными частотами $f = 37.6, 21.0$ и 6.5 кГц, $d_b = 0.17, 0.31$ и 1 мм. Запаздывающий пакет III — короткий высокочастотный сигнал (рис. 6н), в спектре которого представлены основная ($f = 104$ кГц, $d_b = 0.06$ мм) и боковые ($f = 63$ и 31 кГц, $d_b = 0.1$ и 0.2 мм) частоты. За ним с паузой 0.6 мс следует одночастотный ($f = 6.2$ кГц, $d_b = 1.05$ мм) модулированный сигнал IV, развертка которого представлена на рис. 6о.

Данный эксперимент повторялся многократно, во всех реализациях сохранялся дискретный во времени характер излучения сигналов. Положение, структура и длительность сигналов произвольным образом менялись от опыта к опыту.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Детальный анализ возмущений свободной поверхности жидкости (рис. 2), стенок каверн и отрывающихся газовых полостей (рис. 3–5) показывает, что хорошо изученные компоненты течений — каверна, венец, всплеск, стримеры — являются сложными объектами с быстро меняющейся геометрией. Падение капли порождает комплекс гидродинамических процессов как сравнительно крупных масштабов (порядка размера капли), так и более

тонких, а именно капиллярных волн и тонких струек в толще жидкости. В теории тонким компонентам соответствуют семейства сингулярно возмущенных решений в линейных моделях и их нелинейные аналоги [26, 27].

Уничтожение свободной поверхности при погружении первичной и вторичных возвращающихся капель, которое происходит за короткие времена $\Delta t \sim 10^{-10}$ с (длительности слияния приповерхностных слоев контактирующих жидкостей в результате прямых атомно-молекулярных взаимодействий), приводит к образованию энергонасыщенного двойного слоя с выраженными тонкими компонентами течений. В данных опытах тонкие компоненты течений проявляются в форме возмущений свободной поверхности (спайки на рис. 1д, 1е). Важно отметить, что новые тонкоструктурные элементы (спайки на поверхности растущего всплеска (рис. 1д, 1е), ребристый рельеф дна каверны рис. 3б, 5б)) появляются после сглаживания первоначальных возмущений — групп капиллярных волн на каверне и венце (рис. 1г). Струйки отрывают газовые полости от каверны, дробят их на более мелкие и хаотически переносят в толще жидкости (рис. 5в–5е). Распад течения на тонкие струйки в области контакта погружающейся капли с принимающей жидкостью визуализирован в [32], эволюция образующихся полосчатых и сетчатых структур прослежена в [33].

Погружение капли сопровождается передачей кинетической энергии и импульса капли за времена порядка $\Delta t \sim 10^{-3}$ с. Появление новых и исчезновение существующих структурных компонентов (венца, всплеска, стримеров, отрывающихся и сливающихся капель) сопровождается генерацией все новых групп трехмерных капиллярных волн, искажающих свободную поверхность, которые также дополняются семействами тонких компонентов. Характерное время передачи энергии в капиллярной волне имеет порядок обратной частоты волны минимальной скорости распространения $\Delta t \sim 1/f_{\min} \approx 75$ мс. Диффузионные процессы определяют еще более продолжительное время выравнивания плотностных неоднородностей после распыливания вихревых колец, порождаемых погружением капли окрашенной жидкости [13].

Воздушные прослойки, находящиеся во впадинах, блокируются падающими каплями, контактирующими с гребнями волн, и трансформируются в замкнутые газовые полости. Отрывающиеся газовые полости увлекаются вместе с жидкостью капли в толщу жидкости (рис. 1и–1л). Отрыв от каверны и фрагментация газовой полости сопровождаются излучением звука. Наиболее часто резонансное акустическое излучение проявляется в интервале 150 – 200 мс, соответствующую

щем возвращению выброшенной всплеском вторичной капли в условиях данного эксперимента. Многообразие форм газовых полостей и процессов их формирования проявляется в изменчивости свойств резонансных акустических сигналов и их невоспроизводимости при неизменных условиях опытов.

Природа первичного импульса нуждается в более детальном изучении. Здесь дополнительный вклад в излучение могут вносить как пузырьки, связанные с падающей каплей, так и мелкие пузырьки, естественно существующие в приповерхностном слое жидкости, возбуждаемые импульсами давления в двойном слое.

Изменчивость формы и динамического состояния падающей осциллирующей капли [18, 35], по поверхности которой бегут короткие капиллярные волны [36], — одна из причин многообразия параметров двойного слоя, размеров каверны, венца и всплеска, форм, размеров и скорости вылета вторичных капель, продолжительности их полета и местоположения точки возвращения на свободную поверхность, времени начала генерации и амплитудно-частотных характеристик последовательно возникающих групп капиллярных волн, и, соответственно, наступления условий формирования, размеров и форм газовых полостей, отрыв которых сопровождается излучением звука. Дискретный характер регистрируемых акустических сигналов — наличие пакетов, привязанных по времени к контакту капель с жидкостью и отрыву газовых полостей — указывает на общую природу излучения звука, включая наблюдения высокочастотных пакетов, возможные источники которых — мелкие газовые пузырьки, не разрешаемые современными оптическими инструментами.

В данных опытах наблюдались звуковые сигналы в широком диапазоне частот — от сотен герц до сотен килогерц в основных фазах течения, сопровождающихся погружением и выбросом капель. Количество наблюдаемых в условиях одного опыта газовых пузырьков с размерами от долей до нескольких миллиметров заметно превышает число регистрируемых резонансных звуковых пакетов, частота которых определяется размерами пузырька [34].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Регистрация гидроакустических сигналов выполнена синхронно со скоростной видеосъемкой картины течения на свободной поверхности и в толще жидкости в диапазоне чисел $Re = 16000–23500$, $F = 209–450$, $We = 700–1500$. Подчеркнуто влияние двойного слоя, в котором сохраняются возмущения, возникающие при преобразовании в другие формы доступной потенциальной энергии исчезающих при слиянии жидкостей свобод-

ных поверхностей, на формирование быстрых тонких компонентов течений — спайков, групп коротких капиллярных волн, и традиционно изучаемых компонентов — каверны, венца, всплеска, струмера, вторичных капель.

В акустических сигналах определены свойства двух основных групп — ударного импульса и резонансных пакетов, кардинально отличающихся по степени повторяемости и стабильности временных параметров. Спектральный состав сигналов в обеих группах характеризуется изменчивостью в широком диапазоне частот. При неизменных условиях опытов наблюдаются как простые одночастотные затухающие, так и сложные сигналы с модуляцией и изменяющейся частотой.

Сопоставление картин подводных течений и акустических сигналов указывает, что процессы генерации резонансных звуковых пакетов синхронизованы с отрывом газовых полостей от каверны, формирующейся при погружении капли или их разрывом на фрагменты. Длительность звучания зависит от степени начальной неоднородности геометрии звучащей полости, постепенно трансформирующейся в гладкую сферoidalную.

В совокупности явлений, инициированных погружением свободно падающей капли в жидкость (импакте капли), представлены процессы и атомно-молекулярной, и гидродинамической природы, включающие излучение волн различной природы — акустических и капиллярных, и формирование лигаментов, собственные пространственные и временные масштабы которых существенно различаются.

Эксперименты выполнены на стенде ЭСП, входящем в Гидрофизический комплекс для моделирования гидродинамических процессов в окружающей среде и их воздействия на подводные технические объекты, а также распространения примесей в океане и атмосфере (“ГФК ИПМех РАН”).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 19-19-00598 “Гидродинамика и энергетика капли и капельных струй: формирование, движение, распад, взаимодействие с контактной поверхностью”).

Авторы глубоко благодарны рецензенту за скрупулезную рецензию, способствующую улучшению статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Prosperetti A., Oguz H.N. The impact of drops on liquid surfaces and the underwater noise of rain // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 1993. V. 25. P. 577–602.
2. Worthington A.M. The splash of the drop. Series “The romance of science” Published by Society for Promoting Christian Knowledge: N. Y.—London: E. & J.B. Young & Co. 1895.

3. Jones A.T. The sound of splashes // *Science*. 1920. V. 52. P. 295–296.
4. Knudsen P.V.O., Alford R.S., Emling J.W. Underwater ambient noise // *J. Marine Research*. 1948. V. 7. № 3. P. 410–429.
5. Thoroddsen S.T., Etoh T.G., Takehara K. High-speed imaging of drops and bubbles // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 2008. V. 40. P. 257–285.
6. Прохоров В.Е., Чашечкин Ю.Д. Генерация звука при падении капли на поверхность воды // *Акуст. журн.* 2011. Т. 57. № 6. С. 792–803.
7. Longuet-Higgins M.S. An analytic model of sound production by raindrops // *J. Fluid Mech.* 1990. V. 214. P. 395–410.
8. Eggers J., Lister J.R., Stone H.A. Coalescence of liquid drops // *J. Fluid Mech.* 1999. V. 401. P. 293–310.
9. Pumphrey H.C., Crum L.A., Bjørnø L. Underwater sound produced by individual drop impacts and rainfall // *J. Acoust. Soc. Am.* 1989. V. 85. P. 1518–1526.
10. Zhu G.-Z., Li Z.-H., Fu D.-Y. Experiments on ring wave packet generated by water drop // *Chinese Science Bulletin*. 2008. V. 53. № 11. P. 1634–1638.
11. Ray B., Biswas G., Sharma A. Generation of secondary droplets in coalescence of a drop at a liquid–liquid interface // *J. Fluid Mech.* 2010. V. 655. P. 72–104.
12. Thoraval M.-J., Takehara K., Etoh T.G., Popinet S., Ray P., Josserand C., Zaleski S., Thoroddsen S.T. von Karman vortex street within an impacting drop // *Physical Review Letters*. 2012. V. 108. 264506.
13. Чашечкин Ю.Д. Эволюция тонкой структуры распределения вещества свободно падающей капли в смешивающихся жидкостях // *Известия РАН. Физика атмосферы и океана*. 2019. Т. 55. № 3. С. 66–77.
14. Прохоров В.Е. Влияние молекулярных эффектов на излучение звука при низкоскоростном столкновении капли с поверхностью воды // *ЖЭТФ*. 2018. Т. 153. Вып. 4. С. 584–589.
15. Чашечкин Ю.Д., Прохоров В.Е. Гидродинамика удара капли: короткие волны на поверхности венца // *Докл. Акад. наук*. 2013. Т. 451. № 1. С. 41–45.
16. Чашечкин Ю.Д., Ильиных А.Ю. Капиллярные волны на поверхности погружающейся в жидкость капли // *Докл. Акад. наук*. 2015. Т. 465. № 4. С. 548–554.
17. Чашечкин Ю.Д. Визуализация тонкой структуры возмущений поверхности жидкости течениями, вызванными упавшей каплей // *Прикладная математика и механика*. 2019. Т. 83. № 3. С. 403–412.
18. Чашечкин Ю.Д., Прохоров В.Е. Акустика и гидродинамика удара капли о водную поверхность // *Акуст. журн.* 2017. Т. 63. № 1. С. 38–49.
19. Phillips S., Agarwal A., Jordan P. The sound produced by a dripping tap is driven by resonant oscillations of an entrapped air bubble // *Scientific Reports*. 2018. V. 8. № 1. P. 1–12.
20. Deka H., Ray B., Biswas G., Dalal A., Tsai P.-H., Wang A.-B. The regime of large bubble entrapment during a single drop impact on a liquid pool // *Physics of Fluids*. 2017. V. 29. № 9. 092101.
21. Feistel R. Thermodynamic properties of seawater, ice and humid air: TEOS-10, before and beyond // *Ocean Sciences*. 2018. V. 14. P. 471–502.
22. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Статистическая физика. Часть I. М.: Наука. ГРФМЛ, 1976. 584 с.
23. Эйзенберг Д., Кауцман В. Структура и свойства воды. Л.-д: Гидрометеиздат, 1975. 280 с.
24. Бункин Н.Ф., Индукаев К.В., Игнатъев П.С. Спонтанная самоорганизация газовых микропузырей в жидкости // *ЖЭТФ*. 2007. Т. 131. № 3. С. 539.
25. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. Теоретическая физика. Т. VI. М.: Наука, 1986. 736 с.
26. Chashechkin Yu.D. Singularly perturbed components of flows – linear precursors of shock waves // *Math. Model. Nat. Phenom.* 2018. V. 13. № 2. P. 1–29
27. Chashechkin Yu.D. Waves, vortices and ligaments in fluid flows of different scales // *Physics & Astronomy Int. J.* 2018. V. 2. № 2. P. 105–108.
28. Кибель И.А., Кочин Н.Е., Розе Н.В. Теоретическая гидромеханика. Часть 1. М.: ГИФМ. 1963.
29. Гидрофизический комплекс для моделирования гидродинамических процессов в окружающей среде и их воздействия на подводные технические объекты, а также распространения примесей в океане и атмосфере (“ГФК ИПМех РАН): <http://www.ipmnet.ru/uniquequip/gfk/#equip>
30. Копьев В.Ф., Храпцов И.В., Ершов В.В., Пальчиковский В.В. О возможности использования единичной временной реализации для исследования шума вихревых колец // *Акуст. журн.* 2019. Т. 65. № 1. С. 49–58.
31. Li E.Q., Thoraval M.-J., Marston J.O., Thoroddsen S.T. Early azimuthal instability during drop impact // *J. Fluid Mech.* 2018. V. 848. P. 821–835.
32. Чашечкин Ю.Д., Прохоров В.Е. Структура первичного звукового сигнала при столкновении свободно падающей капли с поверхностью воды // *ЖЭТФ*. 2016. Т. 149. № 4. С. 864–875.
33. Чашечкин Ю.Д., Ильиных А.Ю. Полосчатые структуры в картине распределения вещества капли по поверхности принимающей жидкости // *Доклады РАН*. 2018. Т. 481. № 2. С. 145–150.
34. Minnaert M. On musical air-bubbles and the sounds of running water // *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*. 1933. V. 16. № 104. P. 235–248.
35. Чашечкин Ю.Д., Прохоров В.Е. Трансформации перемычки в процессе отрыва капли // *Прикладная механика и техническая физика*. 2016. № 3. С. 16–31.
36. Кистович А.В., Чашечкин Ю.Д. Поверхностные колебания свободно падающей капли идеальной жидкости // *Известия РАН. Физика атмосферы и океана*. 2018. Т. 54. № 2. С. 206–212.