

Visualization of the Flow Pattern of the Impact of a Freely Falling Drop during the Generation of Sound Packets

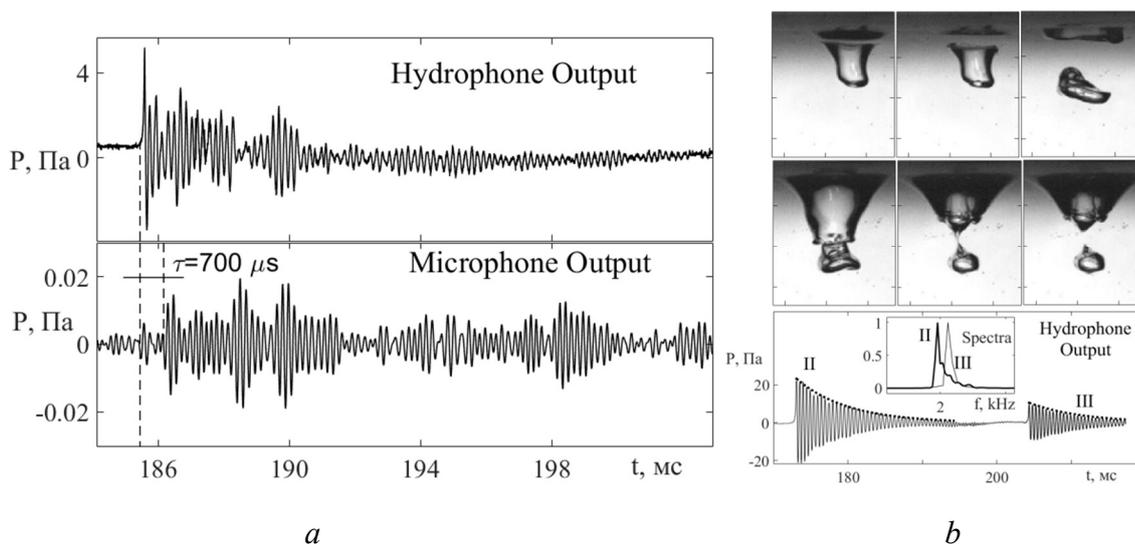
Yu. D. Chashechkin¹, V. E. Prokhorov¹

¹*Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics RAS,
Moscow, 119526, Russia
yulidch@gmail.com*

Abstract

The merging of a falling drop with a water surface gives rise to a series of hydrodynamic phenomena that differ in time and space. Among them, fast unsteady flows are distinguished, during which deformed underwater caverns and gas cavities separated from them are formed. When the surface of the detached gas cavity closes, the formed bubble performs volumetric oscillations, which, in turn, generate short acoustic packets propagating under water and in an air. Experimental data are presented in which the sequence of formation of cavities is traced, the processes of formation and detachment of bubbles and the accompanying acoustic signals are identified and detailed. In the composition of the sound packets recorded in the water and air environments, there are differences associated with the characteristics of propagation (transient damping at the water-air boundary) and the influence of the transfer functions of the hydrophone and microphone. In the case of detachment, reattachment, and re-separation of the air bubble from successive caverns, the frequency of the emitted signal increases. Despite the highly irregular shape of the radiating bubbles, the emission frequency remains constant, which indicates the volume of the bubble as the governing parameter of acoustic emission.

Keywords: drop, collision, cavity, sound, radiation.



Underwater and air sound packets when drop hits the water surface (a) and detachment/re-detachment of the bubble followed by repeated emission (b)

УДК 551.46

Визуализация картины течения импакта свободно падающей капли при генерации звуковых пакетов

Ю. Д. Чашечкин¹, В. Е. Прохоров¹

¹*Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН,
Россия, 119526, Москва, пр-т Вернадского, д. 101, корп. 1*

yulidch@gmail.com

Аннотация

Слияние падающей капли с водной поверхностью порождает серию гидродинамических явлений, различающихся временными и пространственными масштабами. Среди них выделяются быстрые нестационарные течения, в ходе которых формируются деформированные подводные каверны и отделяющиеся от них газовые полости. Когда поверхность отрывающейся газовой полости замыкается, сформировавшийся пузырек начинает совершать объемные осцилляции, которые, в свою очередь, генерируют короткие акустические пакеты, распространяющиеся под водой и в воздухе. Представлены экспериментальные данные, в которых прослежена последовательность формирования каверн, выделены и детализированы процессы образования и отрыва пузырей и сопровождающие их акустические сигналы. В составе звуковых пакетов, регистрируемых в водной и воздушной среде, отмечены различия, связанные с особенностями распространения (переходное затухание на границе вода-воздух) и влиянием передаточных функций гидрофона и микрофона. В случае отрыва, переприсоединения и повторного отделения воздушного пузыря от последовательных каверн частота излучаемого сигнала возрастает. Несмотря на крайне нерегулярную форму излучающих пузырей, частота излучения остается постоянной, что указывает на объем пузыря как определяющий параметр акустического излучения.

Ключевые слова: капля, столкновение, каверна, звук, излучение.

1. Введение

Отдельные исследования картины быстрых течений, сопровождающих слияние свободно падающей капли с неподвижной принимающей жидкостью, которые стали проводиться во второй половине XIX века [1], дополненные изучением акустических сигналов в первой половине прошлого столетия [2–4], сменились регулярными в последние годы [5, 6]. Картины течений и свойства звуковых сигналов изучаются раздельно и совместно и в водной, и в воздушной среде [5, 6]. Повышение интереса обусловлено научной содержательностью темы и растущим числом приложений в технологиях био-, нефте- и общехимической промышленности, гидроаэродинамике и экологии окружающей среды [7–9].

Дистанционная регистрация шума дождя, вносящего заметный вклад в акустический фон океана [6, 10], все более широко применяется для оценки погоды, включающей определение скорости ветра, энергии и величины осадков, в удаленных регионах Мирового океана [11, 12]. Изучение акустики дождя в природных условиях активно дополняется данными лабораторных экспериментов, проводимых в контролируемых и воспроизводимых условиях.

Уже первые опыты показали прерывистый характер процесса излучения звука при слиянии свободно падающей капли, в котором выделяется первичный высокочастотный пакет и

запаздывающие пакеты осцилляций конечной длительности меньшей частоты [6, 13]. Детальное сравнение структуры запаздывающего вторичного сигнала в водной и воздушной среде проведено [14]. Продолжается исследование механизма излучения первичного высокочастотного сигнала. Источником вторичных пакетов служат осциллирующие газовые полости, размер которых меняется в широких пределах в зависимости от условий контакта падающей капли с принимающей жидкостью [6, 14, 15]. Процессы образования пузырей активно исследуются в экспериментах [16], наряду с источниками излучения звука [17]. Энергетика излучения звука осциллирующей газовой полостью, отрывающейся с образованием тонкой перемычки, проанализирована по данным синхронных наблюдений течения и акустических измерений в [18].

Тональность запаздывающего акустического сигнала импакта капли легла в основу модели генерации звука осциллирующим сферическим газовым пузырьком на основе теории Рэлея – Плессета [19, 20], упрощенной версии колебаний сферического газового пузырька [4] или собственных колебаний газового объема в жидкости [21]. Последующие детальные опыты позволили проследить корреляцию между характеристиками колебаний отрывающегося осесимметричного пузырька и параметрами излучаемого звукового пакета [22].

Однако, как показали систематические наблюдения, при неизменных условиях опыта наряду с монохроматическими пакетами, в жидкости также регистрируются импактные сигналы сложного спектрального состава, которые излучаются газовыми полостями нерегулярной формы с острыми кромками, впадинами и выступами [23]. Научный и практический интерес представляет изучение свойств акустических пакетов в течениях импакта капли с газовыми полостями сложной формы и идентификация механизмов генерации звука. В данной работе проведен анализ согласованных по времени данных видеорегистрации картины эволюционирующих течений импакта капли в их естественной повторяемости, вариаций звукового давления на выходе гидрофона и микрофона, выделены характерные виды течений и универсальный механизм излучения звука.

2. Параметризация изучаемых явлений

Методика эксперимента разработана с учетом свойств полных решений системы фундаментальных уравнений механики жидкостей и газов, представляющих законы сохранения вещества, импульса и энергии в течениях жидкостей и газов [24, 25]. Физические свойства контактирующих сред плотности определяются уравнениями состояния для потенциала Гиббса и плотности [26] с учетом их значений в толще жидкости и на поверхности жидкости, где в слое толщиной порядка размера молекулярного кластера [27] запасена доступная потенциальная поверхностная энергия, определяющая величину поверхностного натяжения [28]. Производные потенциала Гиббса определяют основные термодинамические параметры сред – плотность, давление и температуру, концентрацию растворенных веществ и взвешенных частиц [26, 28]. Уравнения с физически обоснованными начальными и граничными условиями на контактных поверхностях здесь для краткости не приводятся.

Структура и динамика капельных течений определяются геометрическими, гидродинамическими и термодинамическими параметрами контактирующих сред, принадлежность которых обозначается индексами a – для воздуха, d – капли, t – принимающей среды. Среды характеризуются плотностью $\rho_{a,d,t}$, температурой $T_{a,d,t}$, коэффициентами кинематической вязкости $\nu_{a,d,t}$ и поверхностного натяжения σ_d^a и σ_t^a на границах раздела сред, нормированные на плотность значения $\gamma_d^a = \sigma_d^a / \rho_d$ и $\gamma_t^a = \sigma_t^a / \rho_t$ [28]. В данной работе при изучении течений и звуков, сопровождающих растекание в воде свободно падающей с ускорением g капли воды, влиянием воздушной среды пренебрегается. Температура всех сред считается постоянной (комнатной) и неизменной в силу большой теплоемкости воды.

В число определяющих параметров течения входят диаметр D , площадь поверхности S_d , объем V , масса M , скорость капли U в момент контакта, кинетическая энергия $E_k = MU^2/2$, и часть внутренней энергии – доступная потенциальная поверхностная энергия (ДППЭ) $E_\sigma = \sigma S_d$, сосредоточенная в приповерхностном шаровом слое толщиной порядка размера молекулярного кластера $\delta_\sigma \sim 10^{-6}$ см объемом $V_\delta = 4\pi R^2 \delta_\sigma$ [27].

Характерное время передачи кинетической энергии определяется временем растекания капли $\tau_d \sim D/U \approx 2$ мс, а быстрого преобразования ДППЭ в другие формы – продолжительностью процесса уничтожения свободной поверхности при слиянии жидкостей $\tau_c \sim \delta_\sigma/U \approx 10^{-8}$ с. Большая плотность поверхностной энергии $W_d = E_\sigma/V_\delta$, сосредоточенной в тонком слое, обеспечивает образование быстрых тонких струек в области контакта капли с принимающей жидкостью [29] при уничтожении свободной поверхности сливающихся жидкостей и их растеканием с образованием волокон по поверхности каверны и венца [30].

Задача характеризуется большим числом масштабов длины и времени геометрической, кинематической ($L_g^U = U^2/g$) и физической природы. Набор линейных масштабов геометрической природы включает диаметр капли D , размеры рабочего объема $L_{1,2,3}$, длины капиллярных $\lambda_c = 2\pi/k$ и звуковых волн $\lambda_s = 2\pi/k_s$, которые определяются их частотой. Дисперсионные соотношения, которые для капиллярных волн в вязкой однородной жидкости имеют вид [31]

$$2k \left[\omega_c^2 k_l - gk^2 - \sigma k^4 + 2i\omega_c^2 \nu k_l (3k^2 - k_l^2) \right] - (k_l^2 + k^2) (\omega_c^2 - gk - \sigma k^3 + 2i\omega_c^2 \nu k^2) = 0 \quad (1)$$

а для звуковых волн [22]

$$\left[\mathbf{k}_s^2 \left(1 - \frac{i\omega_s \nu}{c_s^2} \right) - \frac{\omega_s^2}{c_s^2} \right] (\omega_s + i\nu \mathbf{k}_l^2)^2 = 0 \quad (2)$$

описывают собственно волны и сопутствующие тонкие течения – лигаменты с собственными волновыми числами k_l и поперечными масштабами стоксова вида $\delta_\omega^v = \sqrt{\nu/\omega}$, где $\omega = \omega_c$ или ω_s в зависимости от вида волны, а также прандтлева масштаба $\delta_U^v = \nu/U$.

Тонкую структуру течений также характеризует группа малых масштабов физической природы, связанных с атомно-молекулярными свойствами среды, включающая капиллярно-гравитационный $L_g^v = \sqrt{\gamma/g}$, капиллярно-инерционный $L_U^v = \gamma/U^2$ и вязко-капиллярный $\delta_\gamma^v = \nu^2/\gamma$ масштабы.

Набор характерных временных интервалов включает кинематическое отношение $\tau_M = D/U$ размера к скорости капли у поверхности жидкости. Группа временных интервалов, зависящих от размера капли и свойств среды, включает капиллярный $\tau_\gamma = \sqrt{D^3/\gamma}$ и вязко-капиллярный масштабы $\tau_\gamma^D = \nu D/\gamma$. Еще две пары масштабов зависят от параметров среды $\tau_g^v = (\gamma/g^3)^{1/4}$, $\tau_\gamma^v = \nu^3/\gamma^2$, частоты акустических $\tau_s = 2\pi/\omega_s$ и капиллярных волн $\tau_c = 2\pi/\omega_c$.

Значения характерных масштабов капельных течений лежат в широком диапазоне: линейных – от 160 до 10^{-6} см, временных – от 10^{-2} до 10^{-8} с. Верхняя граница линейных масштабов типична для механических процессов, нижняя близка к атомно-молекулярным масштабам (размер молекул воды $\delta_{\text{mol}} \sim 10^{-8}$ см, размер кластера – $\delta_c \sim 10^{-6}$ см [27]).

Собственные масштабы определяют требования к экспериментальным установкам: выбору размера области наблюдения, которая должна вмещать все крупномасштабные компоненты (в частности, области распространения капиллярных волн с длиной порядка $\lambda_c \sim \delta_\gamma^v$), а инструменты – разрешать тонкие быстро эволюционирующие течения.

Большие диапазоны собственных масштабов указывают на сосуществование нескольких процессов. Одна группа масштабов характеризует медленные гидродинамические явления

($\sim D, \tau_M$), вторая – быстрые тонкие, лежащие на границе атомно-молекулярных и макроскопических масштабов ($\sim \delta_c, \tau_c$). Совместное действие различных процессов проявляется в эволюции картины слияния жидкостей, когда свободная поверхность уничтожается, ДППЭ независимых поверхностей преобразуется в другие формы.

В ходе перестройки структуры течения при уничтожении свободной поверхности в тонком слое меняется характер атомно-молекулярных взаимодействий, происходит резкое изменение термодинамических величин (давления и температуры). Быстрое выделение энергии способствует образованию разлетающейся начальной пелены, шипов и брызг из области первичного контакта жидкостей [32, 33], капелек с вершин шеврона венца и всплеска [23], движению с большим ускорением границ отрывающихся газовых полостей [18].

Отношения масштабов определяют безразмерные комбинации, которые были введены ранее. Следуя установившейся традиции при описания процессов здесь используются отно-

шения линейных масштабов, задающие числа Рейнольдса $Re = \frac{D}{\delta_U^v}$, $Fr = \frac{\delta_g^U}{D} = \frac{U^2}{gD}$,

$We = \frac{D}{\delta_U^v} = U^2 \frac{D}{\gamma}$, Бонда $Bo = \frac{D^2}{\delta_g^v} = \frac{gD^2}{\gamma}$, Онезорге $Oh = \sqrt{\frac{\delta_\gamma^v}{D}} = \frac{v}{\sqrt{\gamma D}}$, а также отношения ха-

рактерных энергий $R_E = \frac{E_k}{E_\sigma}$ и их плотностей $R_W = \frac{W_k}{W_\sigma} = \frac{E_k V_\sigma}{E_\sigma V_d}$ (для сферической капли

$R_W = \frac{6\delta\gamma}{DU^2}$). Число Вебера, с учетом [25]допускает энергетическую интерпретацию как меру

отношения кинетической энергии E_k к поверхностной энергии капли E_σ , для сферической капли $We = 6R_E$.

Следует отметить, что большое число безразмерных отношений, отражающее многообразие структурных компонентов капельных течений, затрудняет проведение классификации условий в математических моделях течений жидкостей с различными физическими свойствами. В математических моделях течения характеризуются функциями с существенно различающимися свойствами. В частности, периодические течения включают волны – регулярные по диссипативным факторам компоненты с малым затуханием и сингулярные лигаменты, которые описывают тонкие высокоградиентные волокна и прослойки [34]. В капельных течениях лигаментывозникают в областях с большими градиентами потенциала Гиббса и его производных, в частности в зонах конверсии ДППЭ. Большое число компонентов течений и существенное различие их свойств, затрудняют проведение физической интерпретации наблюдаемых явлений на основе безразмерных отношений [17] и требует сохранения размерных величин в описании капельных процессов.

3. Экспериментальная установка

Эксперименты проводились на стенде ЭСП из состава ГФК ИПМех РАН [35]. Рабочий бассейн $240 \times 40 \times 60$ см³ с оптическими стеклами заполнялся частично дегазированной водопроводной водой. Опыты выполнены при комнатной температуре $T = 20^\circ\text{C}$. Боковая видеосъемка течений проводилась камерой “Optronis 3000×2” со скоростью 4000 к/с. Размер кадра 512×512 , абсолютное пространственное разрешением 0.07 мм. Ось видеокамеры была почти горизонтальна (отклонена под углом около 2° к свободной поверхности).

Звуковые сигналы в воде регистрировались гидрофоном ГИ54 с предусилителем (полоса частот $0.002 \div 100$ кГц, неравномерность 3 дБ, выходная крутизна 30 мВ/Па). Гидрофон помещался в центре бассейна на глубине 5 см на линии падения капли. Такое расположение позволяло снизить маскирующее действие реверберации, связанной с рассеянием от дна и стенок бассейна. Частота дискретизации сигнала гидрофона – до 1 МГц. Синхронизация и первичная регистрация данных проводились с помощью разработанного интерфейса сбора данных

(число каналов 4, скорость передачи 5 МГц, разрядность 12). Более подробно методика обсуждается в [15, 19].

Единичные свободно падающие капли создавал дозатор с капилляром диаметром $d_c = 0.4$ см, установленный на высоте H от поверхности воды.

Условия опытов соответствуют импактному режиму слияния капли с покоящейся жидкостью, в котором каверна формируется с момента первичного контакта падающей капли с жидкостью; за оседанием венца следует формирование всплеска, выполняются условия $R_E \ll 1$, $R_W \gg 1$ и регулярно наблюдаются звуковые пакеты различной частоты [36].

4. Визуализация картины излучения звуковых пакетов осциллирующими газовыми полостями

4.1. Формирование последовательности каверн в импактном режиме слияния капли

В процессе слияния свободно падающей капли с принимающей жидкостью в импактном режиме, в котором кинетическая энергия капли превышает доступную потенциальную поверхностную энергию (ДППЭ), каверна начинает формироваться с момента первичного контакта жидкостей [37]. Дно каверны, первоначально близкое к плоскому, постепенно становится выпуклым и сохраняет сферическую форму вплоть до достижения максимальной глубины. Типичные картины течений показаны на врезках, приведенных на рис. 1, где также представлен график зависимости максимальной глубины каверны от времени. Каверны последовательно образуются при погружении первичной капли, всплеска, слияния капли, вылетевшей с вершины всплеска. Приведенные кадры видеофильма иллюстрируют их изменчивую форму.

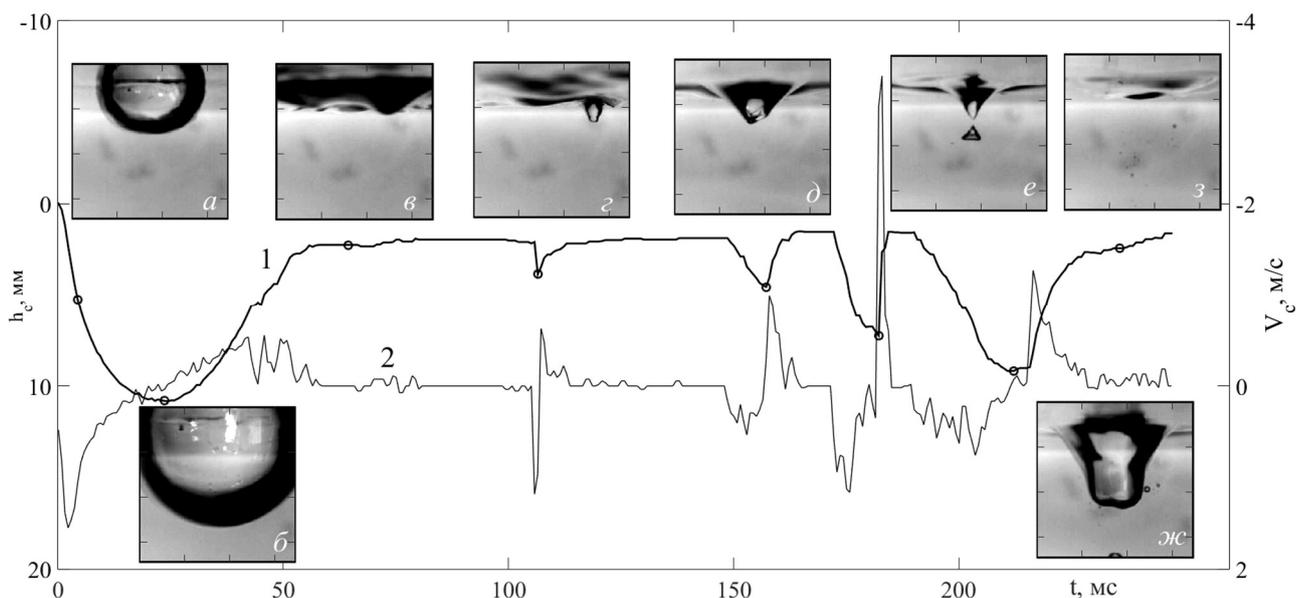


Рис. 1. Зависимости от времени глубины центра каверны $h(t)$ – кривая 1, и темпа ее изменения $V_c(t) = dh(t)/dt$ – кривая 2, точками на графике отмечено время выбранных кадров на врезках (а–ж) – $t = 4.3, 23.6, 64.3, 106.5, 157.2, 180.9, 212.2, 235.8$ мс; деление шкалы на фото – 5 мм. $U = 3.8$ м/с, $H = 90$ см, $h = 5$ см. Параметры капли и каверн представлены в табл. 1 и 2

Поскольку для четкости визуализация течения в толще жидкости линия визирования камеры была направлена на свободную поверхность снизу под небольшим углом (2°), эффекты полного внутреннего отражения не позволяют определять положение свободной поверхности в фазе быстрой эволюции (как и форму каверны при другом направлении визирования).

Все каверны располагаются в центре поля зрения, за исключением второй, центр которой сместился к краю погружающегося пьедестала всплеска на $\Delta x = 4.7$ мм.

Сравнение видеофильмов картин надводного и подводного течения показывает, что первую каверну образует падающая капля, вторую – погружающееся коническое основание всплеска, третью, короткоживущую – погружение после длительной фазы формирования центральной части всплеска, четвертую – вершина всплеска, резко меняющая при пересечении знак кривизны свободной поверхности.

Таблица 1

Параметры падающей капли (рис. 1)

Re	Fr	We	Bo	Oh	E_k , эрг	E_σ , эрг	R_E	R_W
18900	290	980	3.3	1.6×10^{-3}	4680	57	0.012	6.1×10^{-9}

Таблица 2

Геометрические и динамические параметры каверн на рис. 1

п/п каверны	1	2	3	4	5
Глубина h_n , мм	10.8	3.8	4.5	7.3	9.2
Время жизни τ_e , мс	55.7	10	15.7	12.1	45.7
Задержка появления Δt , мс	0	82.8	50.7	25	30
Скорость заглубления V_n^g , м/с	1.5	1.2	0.5	1.2	0.8
Скорость коллапса V_n^c , м/с	0.5	0.6	1.0	3.4	1.3
Длительность роста τ_n^g , мс	23.6	0.7	8.6	10	22.1
Длительность коллапса τ_n^c	32.1	9.3	7.1	2.1	23.6

Последняя, пятая каверна образуется при слиянии возвращающейся капли, ранее вылетевшей с вершины всплеска, с движущейся деформированной свободной поверхностью жидкости – остатком четвертой каверны. Падающая первичная капля соприкасается полюсом с плоской поверхностью принимающей жидкости. Вторичная капля попадает в остаток каверны и касается боковой стороной. При этом резко уменьшается площадь свободной поверхности сливающихся жидкостей и увеличивается количество освобождающейся ДППЭ.

Максимальную глубину имеют каверны, создаваемые погружающимися каплями, обладающими наибольшим запасом полной энергии. В опыте на рис. 1 первичная капля ($D = 5$ мм) создавала самую глубокую каверну. Каверны, образованные последующими каплями (диаметры от 9 до 3 мм), заметно меньше первичной, поскольку высота падения капель была в десятки раз меньше.

Активная динамика развития отмечается у первой каверны. Скорость ее заглубления достигает $V_1^g(t) = 1.5$ м/с при $t = 23.6$ мс, что составляет 40 % от контактной скорости капли ($U = 3.8$ м/с). Минимальная – у третьей. Продолжительность роста второй каверны составляет $\tau_2^g = 10$ мс, длительность фазы коллапса – $\tau_2^c = 9.3$ мс, глубина достигает $h_2 = 3.8$ мм. Максимальная скорость роста глубины $V_2^g(t) = 1.3$ м/с близка к скорости роста первой каверны, скорость убывания глубины в стадии коллапса минимальна $V_2^c = 0.6$ м/с.

Время жизни первой каверны составляет около $\tau_1^t = 56$ мс, из них $\tau_1^g = 24$ мс каверна заглубляется и $\tau_1^c = 32$ мс стягивается к поверхности. Остальные каверны оказываются более короткоживущими. Неравномерности кривой $h(t)$ отражает одновременность действия инерционных и волновых эффектов, особенно выраженных при схлопывании каверны в интервале $35 < t < 55$ мс, когда по стенкам венца от кромки с шипами вниз сбегает капиллярные волны.

Продолжительность временного интервала максимальна между двумя первыми кавернами. Далее его величина, отражающая вклад различных компонентов в общую картину течения меняется нерегулярно. Немонотонный характер изменения максимальной скорости роста глубины и времени жизни каверн τ_e указывает на заметное влияние процессов обмена кинетической энергией движения и внутренней энергией в подвижной жидкости с переменной формой

поверхности и сливающимися каплями. Так, каверна меньшей глубины (третья) живет дольше, чем четвертая, которая уничтожается в ходе слияния возвратившейся капли жидкости.

Темп изменения глубины $V(t)$ заметно меняется от события к событию. Скорость формирования двух первых каверн превышает скорости коллапса, третья, четвертая и пятая коллапсируют энергичнее, чем растут. Немонотонный характер изменения параметров течения указывает на сложность процессов взаимодействия различных компонентов течения в разных фазах эволюции течения.

а. Излучение звукового пакета осесимметричным пузырем

В опытах акустическое излучение регистрировалось под водой и на воздухе. Капля падала с высоты H , гидрофон располагался на глубине h_w на линии падения капли; микрофон находился на высоте H_m и по горизонтали отстоял на L_m от точки падения.

Первый звуковой пакет (ударный импульс) в записи звуковых сигналов в импактном режиме слияния капли наблюдается при первичном контакте капли с принимающей жидкостью, второй и последующие – с некоторой задержкой, обусловленной длительностью процессов формирования и отрыва излучающих звук газовых пузырьков (фонограммы сигналов гидрофона и микрофона и их растянутые изображения приведены на рис. 2). Ударный импульс и резонансный пакет III микрофоном не регистрируются, поскольку находятся за пределами его полосы пропускания. Пакет II на входе микрофона сильно зашумлен, для его выделения использован прямоугольный (идеальный) фильтр в полосе $4 \div 7$ кГц. В записях выделены несколько коротких звуковых пакетов с различной частотой заполнения.

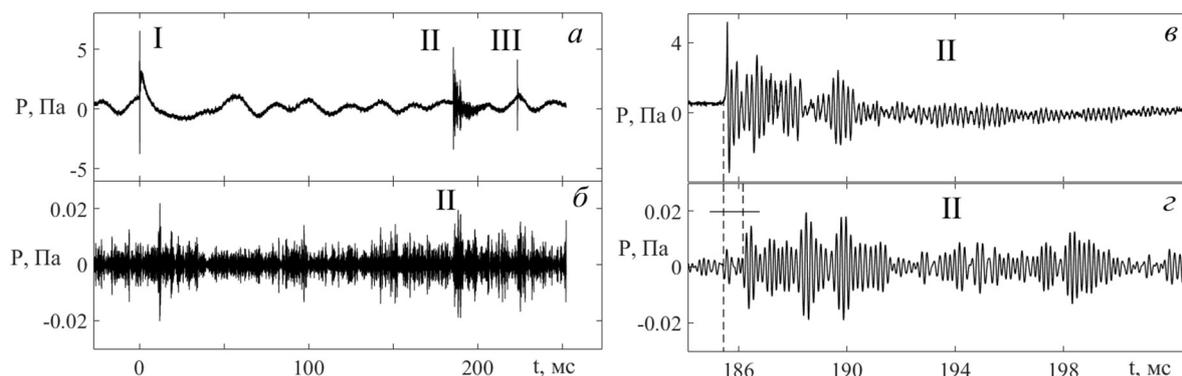


Рис. 2. Фонограммы сигналов гидрофона (а) и микрофон (б, фильтрация в полосе $4 \div 7$ kHz), развернутые пакеты II гидрофона (в) и микрофона (г)

Наиболее высокочастотный сигнал гидрофона I (рис. 2, а) появляется при первичном контакте капли с принимающей жидкостью (его растянутое изображение представлено на рис. 3, а, спектр – на рис. 3, в). Первичный пакет С задержкой в $t = 185$ мс появляется второй акустический пакет II продолжительностью $\Delta t = 16$ мс, который вначале регистрирует гидрофон в воде, а еще через $\tau = 0.7$ мс микрофон в воздухе. Момент отрыва газовой полости, излучающий сигнал II, показан на рис. 4, г. Задержка регистрации микрофоном длительностью $\tau = 0.7$ мс соответствует времени распространению звука, излучаемого акустическим источником в центре каверны по кратчайшему пути в воде и в воздухе от источника к приемникам.

Далее на метке $t = 223$ мс появляется сигнал гидрофона III общей длительностью $\Delta t = 0.4$ мс (рис. 3, б).

Из сравнения кривых следует, что уровень сигнала в воде (рис. 2, а, в) более чем на порядок превосходит вариации звукового давления в воздухе (рис. 2, б, г) вследствие переходного затухания на границе вода-воздух и пространственного затухания при распространении в воздухе.

Развертки сигналов гидрофона I и III, приведенные на рис. 3, а, б, включают короткие звуковые пакеты с основной частотой $f_h = 64$ кГц ударного импульса и тремя спектральными

линиями $f = 33, 50$ и 70 кГц пакета III (рис. 3, в), что соответствует эквивалентным диаметрам излучающих сферических пузырьков $d_b = 0.2, 0.13$ и 0.09 мм.

Пакет II, зарегистрированный и гидрофоном и микрофоном (рис. 3, а, б), имеет более сложный частотный состав (рис. 3, з). Нерегулярный характер осцилляций с затуханием и возобновлением сигнала свидетельствует о сложности формы источника звука, неоднородности течений в его окрестности. Частоты основных пиков на выходах гидрофона ($f_h = 5.55$ кГц) и микрофона ($f_m = 5.35$ кГц) немного различаются вследствие рассогласования передаточных функций по параметру неравномерности. На частоте $f_h = 5.5$ кГц эквивалентный диаметр резонансного пузырька равен $d_b = 1.2$ мм. В сигнале гидрофона выделяются также частоты $f_h = 5.0$ и 5.3 кГц, а в сигнале микрофона $f_m = 5.6$ и 6 кГц. Сложный спектральный состав сигналов свидетельствует о существенном отличии формы излучающей газовой полости от сферической, что подтверждает детальный анализ видеокадров процесса, приведенных на рис. 4.

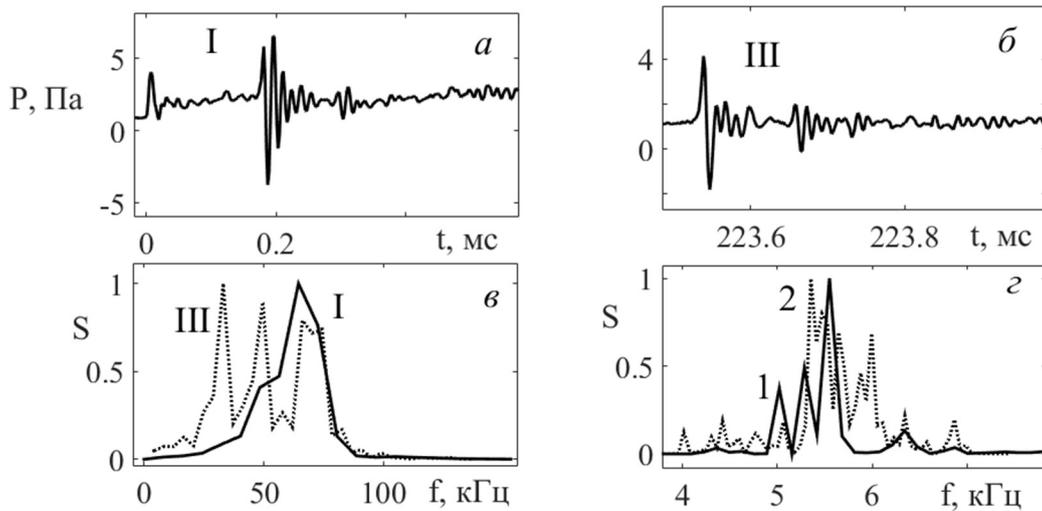


Рис. 3. Развернутые графики ударного импульса (а), пакета III (б), спектры пакетов I и III на выходах гидрофона (в) и пакета II (з) на выходах гидрофона 1 и микрофона 2

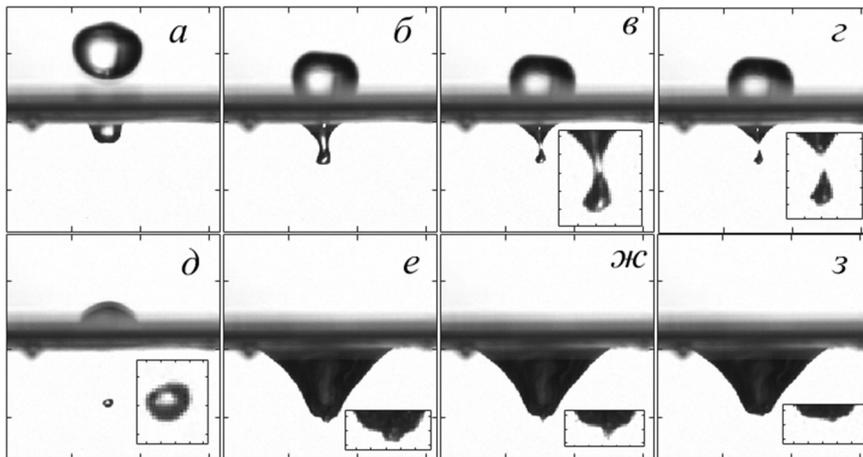


Рис. 4. Формирование и движение звучащего газового пузырька, отрывающегося от каверны 4 на рис. 1. Появление и движение пузырька совпадает с излучением звукового пакета на фонограмме 2а. $U = 3.7$ м/с, $D = 0.5$, $H = 85$, $h = 5$ см, $H_m = 17$, $L_m = 16$ см. а-з: $t = 178.2, 184.2, 184.9, 185.2, 189.7, 222.7, 222.9, 223.4$ мс. Деление на фото 10 мм, на вставках 1 мм. Безразмерные параметры представлены в табл. 3

Анализ видеogramмы картины течения позволяет связать формирование четвертой каверны и отрыв пузыря на рис. 1, *e* с прохождением вершины всплеска через движущуюся свободную поверхность. Каверна (рис. 4, *a*), постепенно трансформируется в коническую с вытянутым цилиндрическим основанием, которое втягивается в толщу жидкости тонкими течениями, преодолевая силы гравитации и поверхностного натяжения. При этом площадь ее поверхности быстро уменьшается, связанная с ней доступная потенциальная энергия частично трансформируется в энергию течений и осцилляций стенок каверны.

Таблица 3

Параметры падающей капли (рис. 4)

Re	Fr	We	Bo	Oh	E_k , эрг	E_σ , эрг	R_E	R_W
18400	275	925	3.3	1.6×10^{-3}	4420	57	0.013	6.5×10^{-9}

Резкое ускорение течения способствует образованию вытянутой полости (длиной 4 и диаметром 1.3 мм) в центре течения (рис. 4, *b*). На вершине выступа образуется утолщение, усиливающее вытягивающее действие подповерхностных течений, которые отделяют утолщение от начинающей коллапсировать каверны с образованием тонкой газовой перемычки (рис. 4, *b*). Со временем высота и диаметр полости растут, форма усложняется и теряет осевую симметрию. Полость удаляется от каверны с образованием тонкого канала – газовой перемычки.

Дно схлопывающейся каверны продвигается вверх, а течения продолжают сдвигать утолщение на конце перемычки вниз. Разнонаправленное действие сил на каверну и течений на газовую полость приводят к разрыву перемычки и отделению пузырька, который принимает характерную коническую форму со скругленным основанием (рис. 4, *c*). Дно каверны быстро выглаживается, а вершина пузырька под действием течений продолжает сохранять коническую форму. Постепенно пузырек, продолжающий движение в толщу жидкости, округляется. Изменение его формы свидетельствует о сложности картины осцилляций, возбужденных стягиванием тонкого отростка – остатка перемычки при его отрыве (рис. 4, *d*). Изменчивость формы дна новой растущей каверны указывает на выраженность быстрых мелкомасштабных движений ее центра – появление вертикальной полости диаметром $d_c = 1.3$ и высотой $h_c = 0.6$ мм, который истончается и втягивается внутрь каверны за время $\Delta t = 0.5$ мс (рис. 4, *e-з*).

***b.* Излучение звукового пакета газовой полостью сложной формы**

В зависимости от структуры картины тонких течений, формы колебаний поверхности взволнованной жидкости, отросток каверны, образующий отрывающуюся газовую полость, может развиваться осесимметрично с образованием скругленного газового пузырька или неравномерно и формировать газовую полость сложной формы – уплощенную, с выступами и впадинами. Форма такой полости быстро видоизменяется. Сложной оказывается и траектория движения такой полости, пример эволюции которой приведен на рис. 5.

Изменчивость картины течений в окрестности растущей каверны объясняется сложностью процессов освобождения доступной потенциальной поверхностной энергии ДППЭ при коллапсе каверны, стенки которой покрыты капиллярными волнами. Пространственная неоднородность выделения энергии приводит к потере осевой симметрии течения и формированию отрывающейся газовой полости сложной формы (рис. 5, *a*). Полость отсекается от каверны горизонтальным приповерхностным течением, проталкивается в толщу жидкости (рис. 5, *b*) и начинает излучать пакет Π в момент $t = 172$ мс на фонограмме (рис. 5, *n, o*). Сигнал, спектр которого показан на рис. 5, *n*, носит тональный характер, хотя форма полости далека от сферoidalной (рис. 5, *b, z*).

Возвратившаяся капля, ранее выброшенная с вершины всплеска, порождает новую быстро растущую каверну сложной формы (рис. 5, *д, е*), выступ на дне которой соединяется тонкой перемычкой с дрейфующим пузырем (рис. 5, *ж*). Форма пузыря резко меняется, он становится округлым (рис. 5, *з*). Излучение звука в момент контакта полостей прерывается и возобновляется (рис. 5, *о, t = 204.2* мс) после разрыва перемычки (рис. 5, *к*). При этом частота излучаемого пакета III превышает частоту предыдущего пакета II на $\Delta f = 100$ Гц, как видно из спектров на рис. 5, *п*. В изменениях формы пузыря выражены рэлеевские осцилляции, проявляющиеся в быстром появлении и втягивании выступа на его нижней кромке (рис. 5, *к, л*).

Оба пакета аппроксимируются экспоненциально затухающими осцилляциями с огибающими вида $a \cdot \exp[-b(t-c)]$. Значения коэффициентов для пакетов II и III – $a = 98$ и 19 , $b = 0.14$, $c = 163$ и 200 , пиковые частоты пакетов II и III равны $f_2 = 2$ и $f_3 = 2.1$ кГц. Коэффициенты экспоненциального затухания b у обоих пакетов равны, соответственно, ввиду близости частот, практически одинаковы и декременты затухания $\delta = 0.07$.

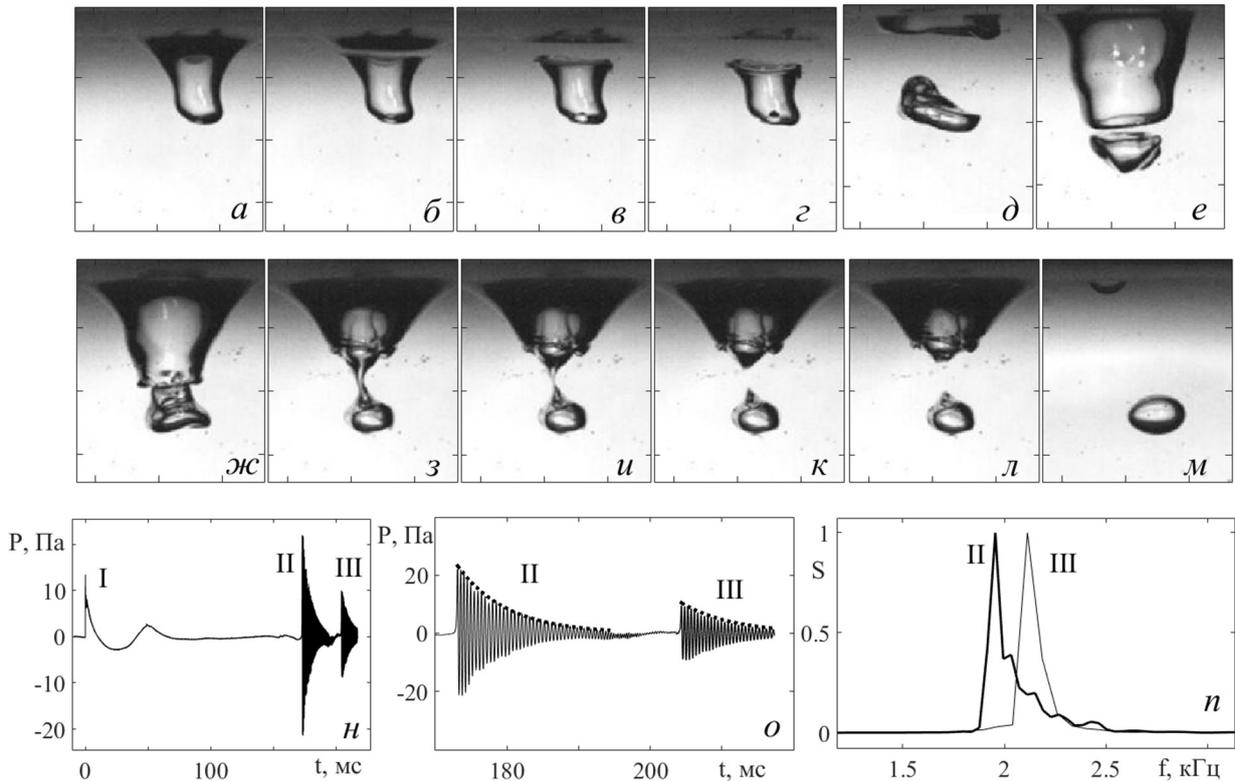


Рис. 5. Отрыв и переприсоединение газовой полости сложной формы, излучающей звуковой пакет. $U = 2.8$ м/с, $H = 50$, $h = 5$ см. *a–m*: $t = 171.8, 172, 172.4, 172.8, 179.9, 191.8, 198.9, 202, 202.2, 202.4, 2020.6, 278.9$ мс. *н* – фонограмма гидрофона, *о* – развертка пакетов II и III, пунктиры – огибающие с параметрами, соответственно, для II и III: $a = 98$ и 19 , $b = 0.14$, $c = 163$ и 200 . *п* – спектры пакетов II и III (пиковые частоты 2 и 2.1 кГц). Безразмерные параметры даны в табл. 4

Таблица 4

Параметры падающей капли (рис. 5)

Re	Fr	We	Bo	Oh	E_k , эрг	E_σ , эрг	R_E	R_W
14100	162	543	3.3	1.6×10^{-3}	2600	57	0.022	1.1×10^{-8}

Акустические резонансные пакеты, регистрируемые при отрыве подводных воздушных полостей, излучают, как правило, моночастотные пакеты, несмотря на крайне нерегулярную форму самих полостей. Подобное поведение указывает, что определяющими факторами в генерации осцилляций выступают интегральные свойства источника в частности объем газовой полости, который поддерживается постоянным при непрерывно изменяющейся форме оболочки.

5. Обсуждение результатов

Совместный анализ синхронизированных фонограмм и видеофильмов в импактном режиме слияния свободно падающей капли с покоящейся принимающей жидкостью позволяет проследить связь каскада быстро протекающих гидродинамических течений и процессов излучения запаздывающих звуковых пакетов, которые регистрируются в водной и в воздушной среде. Время запаздывания сигнала в воздухе соответствует длительности распространения звука по кратчайшей траектории от области падения капли до микрофона.

Запаздывающее излучение звука вызывается осцилляциями газовых полостей, отрывающихся с образованием тонкого воздушного канала (перемычки), и постепенно трансформирующихся в газовые пузырьки. Деформация и отрыв газовых полостей связаны с быстрыми тонкими течениями, возникающими при слиянии капель с принимающей жидкостью или резким уменьшением площади свободной поверхности при схлопывании каверн, спадании венца и всплеска.

В данных опытах запаздывающий звуковой пакет имеет преимущественно моночастотный характер при отрыве как гладкой полости симметричной формы, так и полости сложной формы с выступами и ребрами. При переприсоединении оторвавшейся полости к новой каверне теряется часть газосодержания, эффективный размер полости уменьшается, и частота звукового пакета возрастает. Характер сигнала свидетельствует о важном вкладе объемных осцилляций в общую картину излучаемого звука.

Благодарности и ссылки на гранты

Эксперименты проведены на стенде ЭСП УИУ «ГФК ИПМех РАН». Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект 19-19-00598-П «Гидродинамика и энергетика капли и капельных струй: формирование, движение, распад, взаимодействие с контактной поверхностью», <https://rscf.ru/project/19-19-00598>

Литература

1. Worthington A. M., Cole R. S., Impact with a liquid surface, studied by the aid of instantaneous photography. Phil. Trans. R. Soc. Lond. A. 1897. Vol. 189. pp. 137–148.
2. Mallock H. R. A. Sounds produced by drops falling on water. Proc. R. Soc. Lond. Vol. A95. 1918. pp. 138–143.
3. Jones A. T. The sound of splashes. Science. 1920. Vol. 52. pp. 295–296.
4. Minnaert M. On musical air bubbles and the sounds of running water. Phil. Mag. 1933. Vol. 16. pp. 235–248.
5. Franz G. J. Splashes as sources of sound in liquids. J. Acoust. Soc. Am. 1959. Vol. 31. pp. 1080–1096.
6. Prosperetti A., Oguz H. N. The impact of drops on liquid surfaces and the underwater noise of rain. Ann. Rev. Fluid Mech. 1993. Vol. 25. pp. 577–602.
7. Кузнецов Д.М., Смирнов А.Н. Акустическая эмиссия в жидкости при физико-химических процессах дегазации//Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2006. Т. 4. <http://chemphys.edu.ru/issues/2006-4/articles/104/>
8. Ильичева М. Н. О некоторых аспектах динамики дисперсной воды в лесном массиве при наличии пожара//Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2021. Т. 22, вып. 4. <http://chemphys.edu.ru/issues/2021-22-4/articles/934/>. <http://doi.org/10.33257/PhChGD.22.4.934>
9. Любимова М.А., Кузенов В.В., Рыжков С.В. Моделирование процесса столкновения капельно-жидкой фазы с поверхностью воздухозаборника//Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2015. Т. 16, вып. 1. <http://chemphys.edu.ru/issues/2015-16-1/articles/526/>
10. Pumphrey, H.C., Crum, L.A., Bjorno, L. Underwater sound produced by individual drop impacts and rainfall. J. Acoust. Soc. Am. 1989. Vol. 85. pp. 1518–1526.

11. Liu S., Li Q., Shang D., Tang R., Zhang Q. Measurement of underwater acoustic energy radiated by single raindrops. *Sensors*. 2021. Vol. 21. pp. 2687: 1–16.
12. Kathiravelu G., Lucke T., Nichols P. Rain Drop Measurement Techniques: A Review. *Water*. 2016. Vol. 8. P. 29.
13. Прохоров В.Е., Чашечкин Ю.Д. Подводные и воздушные звуковые сигналы при падении капли на поверхность жидкости. Доклады Академии наук. 2012. Т. 443. № 5. С. 570–575.
14. Phillips, S., Agarwal, A. & Jordan, P. The sound produced by a dripping tap is driven by resonant oscillations of an entrapped air bubble. *Sci. Rep.* Vol. 8, 9515 (2018).
15. Tong Li T., Zhang A.-M., Wang S.-P. Li S., Wen-Tao Liu W.-T., Bubble interactions and bursting behaviors near a free surface. *Physics of Fluids*. 2019. Vol. 31(4), 042104.
16. Gillot G., Derec C., Genevaux J.-M., Simon L., Benyahia L., A new insight on a mechanism of airborne and underwater sound of a drop impacting a liquid surface. *Physics of Fluids*. 2020. Vol. 32(6), 062004.
17. Wang A., Kuan C., Tsai P. Do we understand the bubble formation by a single drop impacting upon liquid surface? *Physycs of Fluids*. 2013. Vol. 25, 101702.
18. Прохоров В. Е., Чашечкин Ю. Д. Генерация звука при падении капли на поверхность воды. *Акустический журнал*. 2011. Т. 57. № 6. С. 792–803.
19. Strutt J.W. On the capillary phenomena of jets. *Proc. R. Soc. Lond.* 1879. Vol. 29. pp. 71–97.
20. Plesset M.S. The Dynamics of Cavitation Bubbles. *J. Appl. Mech.* 1949. Vol. 16(3). pp. 277–282.
21. Strasberg M. Gas bubbles as sources of sound in liquids. *J. Acoust. Soc. Am.* 1956. Vol. 28(1). Pp. 20–26.
22. Prohorov V.E. Acoustics of oscillating bubble when a drop hits the water surface. *Physics of Fluids*. 2021. Vol. 33(8):083314.
23. Чашечкин Ю.Д. Пакеты капиллярных и акустических волн импакта капли. *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки*. 2021. № 1(94). С. 73–92.
24. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. *Механика сплошных сред. Гидродинамика и теория упругости*. М.: ОГИЗ. ГИТТЛ. 1944. 624 с.
25. Chashechkin Y.D. Foundations of engineering mathematics applied for fluid flows. *Axioms*. 2021. Vol. 10. 286.
26. Feistel R., Harvey A. H., and Pawlowicz R. (2016). Advisory Note No. 6: Relationship between various IAPWS documents and the International Thermodynamic Equation of Seawater - 2010 (TEOS-10). The International Association for the Properties of Water and Steam, Dresden, Germany, September 2016, International Association for the Properties of Water and Steam: 1-5 <http://www.iapws.org/relguide/Advise6.pdf>
27. Эйзенберг Д., Кауцман В. *Структура и свойства воды*. Л.: Гидрометеиздат, 1975. 280 с.
28. Гиббс Дж.В. О равновесии гетерогенных веществ, Термодинамические работы. ГИТТЛ. М.–Л.-д. 1950.
29. Li E. Q., Thoraval M.-J., Marston J. O., Thoroddsen S. T. Early azimuthal instability during drop impact. *J. Fluid Mech.* 2018. V. 848. Pp. 821–835. DOI:10.1017/jfm.2018.383 821
30. Чашечкин Ю. Д., Ильиных А. Ю. Распад капли на отдельные волокна на границе области контакта с принимающей жидкостью. Доклады Российской академии наук. Физика, Технические науки. 2021. Т. 497. С. 31–35.
31. Кистович А. В., Чашечкин Ю. Д. Динамика гравитационно-капиллярных волн на поверхности неоднородно нагретой жидкости. *Известия РАН. Физика атмосферы и океана*. 2007. Т. 43. № 1. С. 109–116.
32. Agbaglah G., Thoraval M., Thoroddsen S., Zhang L, Fezzaa K. and Deegan R. Drop impact into a deep pool: vortex shedding and jet formation. *J. FluidMech.* 2015. Vol. 764. pp.R1–12.
33. Чашечкин Ю.Д., Ильиных А.Ю. Множественные выбросы брызг при ударе капли. ДокладыРАН. 2020. Т. 494. С. 42–46.

34. Chashechkin Yu. D., Ochirov A. M. Periodic waves and ligaments on the surface of a viscous exponentially stratified fluid in a uniform gravity field. *Axioms*. 2022. Vol. 11(8). 402.
35. 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). 2022. <https://ipmnet.ru/uniquequip/gfk/>
36. Чашечкин Ю.Д., Прохоров В.Е. Структура первичного звукового сигнала при столкновении свободно падающей капли с поверхностью воды. *Журн. эксп. теор. физ.* 2016. Т. 149. вып. 4. С. 864–875.
37. Чашечкин Ю. Д., Ильиных А. Ю. Задержка формирования каверны в интрузивном режиме слияния свободно падающей капли с принимающей жидкостью. *Доклады РАН*. 2021. Т. 496. С. 34–39.

References

1. Worthington A. M., Cole R. S., Impact with a liquid surface, studied by the aid of instantaneous photography, *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, 1897, vol. 189, pp. 137–148.
2. Mallock H. R. A., Sounds produced by drops falling on water, *Proc. R. Soc. Lond.*, 1918, vol. A95, pp. 138–143.
3. Jones A. T., The sound of splashes, *Science*, 1920, vol. 52, pp. 295–296.
4. Minnaert M., On musical air bubbles and the sounds of running water, *Phil. Mag.*, 1933, vol. 16, pp. 235–48.
5. Franz G. J., Splashes as sources of sound in liquids, *J. Acoust. Soc. Am.*, 1959, vol. 31, pp. 1080–1096.
6. Prosperetti A., Oguz H. N., The impact of drops on liquid surfaces and the underwater noise of rain, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, 1993, vol. 25, pp. 577–602.
7. Kuznetsov D. M., Smirnov A. N., Acoustic emission in the liquid at the physico-chemical processes degassing, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2006, vol. 4 [in Russian]. <http://chemphys.edu.ru/issues/2006-4/articles/104/>
8. Plicheva M., On some aspects of the dynamics of dispersed water in the forest in the presence of a fire, *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2021, vol. 22, no. 4 [in Russian]. <http://chemphys.edu.ru/issues/2021-22-4/articles/934/>. <http://doi.org/10.33257/PhChGD.22.4.934>
9. Lyubimova M, Kuznetsov V., and Ryzhkov S. Modeling of Collision the Drip Liquid Phase with the Surface Air Intake. *Physical-Chemical Kinetics in Gas Dynamics*, 2015, vol. 16, no. 1. [in Russian]. <http://chemphys.edu.ru/issues/2015-16-1/articles/526/>
10. Pumphrey H. C., Crum L. A., Bjorno L., Underwater sound produced by individual drop impacts and rainfall, *J. Acoust. Soc. Am.*, 1989, vol. 85, pp. 1518–1526.
11. Liu S., Li Q., Shang D., Tang R., Zhang Q., Measurement of underwater acoustic energy radiated by single raindrops, *Sensors*, 2021, vol. 21, pp. 2687: 1–16.
12. Kathiravelu G., Lucke T., and Nichols P., Rain Drop Measurement Techniques: A Review, *Water*, 2016, vol. 8(29), pp. 1–20.
13. Prokhorov V. E., and Chashechkin Yu. D., Underwater and Air Sound Signals in the Case of a Droplet Falling onto a Liquid Surface, *Doklady Physics*, 2012, vol. 57 (4), pp. 151–156.
14. Phillips S., Agarwal A., Jordan P., The sound produced by a dripping tap is driven by resonant oscillations of an entrapped air bubble, *Sci. Rep.*, 2018, vol. 8, 9515.
15. Tong Li T., Zhang A.-M., Wang S.-P., Li S., Liu W.-T., Bubble interactions and bursting behaviors near a free surface, *Physics of Fluids*, 2019, vol. 31 (4), 042104.
16. Gillot G.; Derec C., Genevoux J.-M., Simon L., and Benyahia L., A new insight on a mechanism of airborne and underwater sound of a drop impacting a liquid surface, *Physics of Fluids*, 2020, vol. 32(6), 062004.
17. Wang A., Kuan C., and Tsai P., Do we understand the bubble formation by a single drop impacting upon liquid surface? *Physcs of Fluids*, 2013, vol. 25, 101702.

18. Prokhorov V.E. and Chashechkin Yu.D. Sound generation as a drop falls on a water surface. *Acoustical Physics*. 2011. Vol 57(6), pp. 807–818. DOI:10.1134/S1063771011050137
19. Strutt J. W., On the capillary phenomena of jets, *Proc. R. Soc. Lond.*, 1879, vol. 29, pp. 71–97.
20. Plesset M. S., The Dynamics of Cavitation Bubbles, *J. Appl. Mech.*, 1949, vol. 16(3), pp. 277–282.
21. Strasberg M., Gas bubbles as sources of sound in liquids, *J. Acoust. Soc. Am.*, 1956, vol. 28(1), pp. 20–26.
22. Prohorov V. E., Acoustics of oscillating bubble when a drop hits the water surface, *Physics of Fluids*, 2021, vol. 33 (8): 083314.
23. Chashechkin Yu. D., Packets of capillary and gravity waves of the droplet impact, *MGTU newspaper. N.E. Baumann. Series «Natural Sciences»*, 2021, no. 1 (94), pp. 73–92 [in Russian].
24. Landau L. D., and Lifshitz E. M., *Mechanics of the continuum media. Fluid mechanics and theory of elasticity*, M.: OIZ – GITTL, 1944, 624 p. [in Russian].
25. Chashechkin Y. D., Foundations of engineering mathematics applied for fluid flows, *Axioms*, 2021, vol. 10, 286.
26. Feistel R., Harvey A. H., and Pawlowicz R. (2016). Advisory Note No. 6: Relationship between various IAPWS documents and the International Thermodynamic Equation of Seawater - 2010 (TEOS-10). The International Association for the Properties of Water and Steam, Dresden, Germany, September 2016, International Association for the Properties of Water and Steam: 1–5 <http://www.iapws.org/rel-guide/Advise6.pdf>
27. Eisenberg D., and Kauzmann W., *The Structure and Properties of Water*, W. Oxford University Press, New York, 1969, 300 p.
28. Gibbs J. W., On the Equilibrium of Heterogeneous Substances, *American Journal of Science*, 1878, s3-16 (96) 441–458. DOI: <https://doi.org/10.2475/ajs.s3-16.96.441>
29. Li E. Q., Thoraval M.-J., Marston J. O., and Thoroddsen S. T., Early azimuthal instability during drop impact, *J. Fluid Mech.*, 2018, vol. 848, pp. 821–835.
30. Chashechkin Yu. D., Ilinykh A. Yu., Drop Decay into Individual Fibers at the Boundary of the Contact Area with a Target Fluid, *Doklady Physics*, 2021, vol. 66, pp. 101–105.
31. Kistovich A. V., and Chashechkin Yu. D., Dynamics of gravity-capillary waves on the surface of a non-uniformly heated fluid, *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*, vol. 43, Issue 1, pp.95–102.
32. Agbaglah G., Thoraval M., Thoroddsen S., Zhang L, Fezzaa K., and Deegan R., Drop impact into a deep pool: vortex shedding and jet formation, *J. Fluid Mech.*, 2015, vol. 764, pp. R1–12.
33. Chashechkin Yu. D., Ilinykh A. Yu., Multiple Emissions of Splashes upon Drop Impact, *Doklady Physics*, 2020, vol. 65, pp. 366–370.
34. Chashechkin Yu. D., Ochirov A. A., Periodic waves and ligaments on the surface of a viscous exponentially stratified fluid in a uniform gravity field, *Axioms*, 2022, vol. 11(8), 402.
35. Unique Research Facility "Hydrophysical complex for modeling hydrodynamic processes in the environment and their impact on underwater technical objects, as well as the transport of impurities in the ocean and atmosphere (URF "HPC IPMech RAS")", <http://www.ipmnet.ru/uniquequip/gfk>. 2022.
36. Chashechkin Yu. D., and Prokhorov V. E., Primary acoustic signal structure during free falling drop collision with a water surface, *JETP*, vol. 122, no 4, p. 748.
37. Chashechkin Yu. D., and Ilinykh A. Yu., The Delay in Cavity Formation in the Intrusive Mode of Coalescence of a Freely Falling Drop with a Target Liquid, *Doklady Physics*, 2021, vol. 66, pp. 20–25.

Статья поступила в редакцию 8 ноября 2022 г.