

АКУСТИКА И ГИДРОДИНАМИКА ИМПАКТА КАПЛИ: ДВА РЕЖИМА ИЗЛУЧЕНИЯ ЗВУКОВЫХ ПАКЕТОВ

Ю.Д. Чашечкин

chakin@ipmnet.ru

ИПМех РАН, Москва, Российская Федерация

Аннотация

Согласованными оптическими и акустическими методами исследованы акустические сигналы в двух режимах слияния с водой свободно падающей капли воды. В интрузивном режиме при малой скорости капли, когда каверна образуется с запаздыванием, в окрашенном следе втекающей жидкости наблюдается только первичный звуковой пакет. В опытах прослежено влияние скорости капли на параметры первичного сигнала. При большой скорости капли каверна начинает формироваться с момента первичного контакта. Картина течения усложняется, вещество капли распределяется по поверхности формирующейся каверны и растущего венца в виде отдельных волокон, образующих линейчатые и сетчатые структуры. Спадающий участок первичного акустического сигнала образован группой импульсов сложного спектрального состава. Далее после паузы регистрируется еще один или несколько низкочастотных звуковых пакетов. Спектральный портрет вторичных пакетов связан с формой отрывающейся газовой полости. Гладкая осесимметричная полость излучает монохроматический пакет. Трансформирующаяся в газовый пузырек полость сложной формы излучает многочастотный сигнал. Длительности и амплитуды вторичных звуковых сигналов зависят от темпа преобразования оторвавшейся газовой полости в гладкий сферoidalный пузырек. Параметры акустических сигналов изменяются немонотонно с ростом скорости сливающейся капли

Ключевые слова

Капля, каверна, всплеск, звуковые пакеты, режимы течения

Поступила 15.06.2022

Принята 29.06.2022

© Автор(ы), 2023

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ
(проект РФФ № 19-19-00598-П)*

Введение. Исследование течений, создаваемых упавшей каплей в жидкости, которые начали проводиться в конце XIX в. [1], с изобретением приемников звука дополнилось регистрацией звуковых сигналов в воздуш-

ной, а с некоторой задержкой — и в водной среде. Акустические сигналы включают в себя высокочастотный первичный импульс и запаздывающие звуковые пакеты, излучаемые газовыми пузырьками [2]. Соответствие спектров объемных осцилляций пузырька и звукового пакета установлено экспериментально [3].

Современные исследования импакта капли — последовательности атомно-молекулярных, физических и гидродинамических процессов, обусловлены научной содержательностью темы, многообразием и важностью практических приложений. Капли участвуют в обмене веществом между лито-, гидро- и атмосферой. Падающие на твердую почву [4] или в воду капли производят мелкие брызги, которые подхватываются ветром и формируют аэрозоли, содержащие минеральные вещества. На больших высотах минеральные остатки служат центрами конденсации, необходимыми для формирования отдельных капель и облаков [5]. Капли также переносят вирусы и бактерии, вызывающие болезни растений и животных [6]. Развитие вирусных эпизоотий, эпидемий и глобальных пандемий активизировало изучение механизмов переноса капель в атмосфере [7].

Поиски причин погодных аномалий, определение влияния антропогенных факторов инициировали изучение суммарного объема осадков и сопутствующего акустического шума в Мировом океане [8]. Постепенно были разработаны алгоритмы локализации областей выпадения дождя, оценки волнения и скорости ветра в удаленных регионах [9]. Сложность работ в морских условиях стимулировала проведение лабораторных исследований процессов генерации звука падающими в жидкость отдельными каплями и их группами, моделирующими дождь [10]. Звуковые пакеты генерируют как быстро падающие капли дождя, так и медленно планирующие в воду снежинки [11]. Результаты измерений акустического шума в океане и его лабораторного моделирования составили основу нового научного направления — дистанционной акустической и радиолокационной метеорологии [12]. Акустические системы дистанционного определения интенсивности осадков стали применяться и на суше [13]. Для повышения точности определения метеорологических параметров по результатам акустических измерений продолжают лабораторные исследования акустики импакта капель.

Расчеты генерации звука сферическими пузырьками основаны на теории идеальной изотермической жидкости. В опытах излучающие звук газовые полости, возникающие при взаимодействии тонких течений и капиллярных волн, имеют и регулярные осесимметричные [5], и сложные угловатые формы [14].

Расчет первичного импульса импакта сферической капли, контактирующей с плоской поверхностью жидкости, выполнен в предположении сверхзвуковой скорости движения линии контакта сливающихся жидкостей [15]. Визуализация картины течения рентгеновскими лучами в первые микросекунды контакта капли [16] и оптическими методами в первые доли миллисекунд процесса слияния [17] показала, что тонкие быстрые радиальные струйки разрывают линию контакта жидкостей на отдельные отрезки. Гладкая поверхность жидкости на вершине формирующегося всплеска становится шероховатой [18].

С уменьшением скорости капли структура течения радикально перестраивается и в интрузивном режиме каверна образуется с некоторой задержкой после того, как жидкость капли вливается в принимающую среду [19]. Свойства акустических сигналов в диапазоне условий интрузивного слияния ранее не изучались.

Цель работы — изучение влияния режима слияния свободно падающей капли с принимающей жидкостью на параметры акустических сигналов.

Параметризация течений. Планирование опытов и описание результатов проводится с учетом свойств полных решений системы фундаментальных уравнений механики жидкостей, построенных с учетом условия совместности [20] с физически обоснованными граничными условиями. Основной параметр состояния и течения среды — полная энергия, включающая в себя кинетическую, потенциальную, внутреннюю. Сложность структуры жидких сред, состоящих из различных атомно-молекулярных образований — отдельных ионов, комплексов, кластеров, клатратов, войдов с собственными, контактными и свободными поверхностями, поддерживается неравномерным распределением внутренней энергии в толще и на поверхности жидкости [21]. Внутренняя энергия при перестройке картины течения быстро преобразуется в другие формы. Непрерывная перестройка картины распределения атомов и молекул обеспечивает текучесть жидкостей и газов. Энергия в жидкости переносится течениями с локальной скоростью v , волнами с групповой скоростью c_g , медленными диффузионно-диссипативными процессами и быстро преобразуется в ходе перестройки микроструктуры [22].

Полная система уравнений движения, включающая в себя уравнения состояния для потенциала Гиббса G и его производной (плотности жидкости ρ), которые здесь для краткости не приводятся, позволяет учесть все механизмы передачи энергии в капельных течениях [22]. Входящие в нее физические величины и размерные коэффициенты определяют набор физических величин процесса слияния и эволюции течения.

В число определяющих физических параметров задачи входят плотности контактирующих сред — капли ρ_d , воздуха ρ_a и принимающей жидкости ρ_t (далее $\rho_{a,d,t}$); кинематическая ($\nu_{d,a,t}$) и динамическая ($\mu_{d,a,t}$) вязкости; полные σ_d^a , σ_t^a и нормированные на плотность коэффициенты поверхностного натяжения $\gamma_d^a = \sigma_d^a / \rho_d$, $\gamma_t^a = \sigma_t^a / \rho_t$ ($\text{см}^3/\text{с}^2$); коэффициент диффузии окрашивающей каплю примеси в принимающей жидкости k ; эквивалентный диаметр D , площадь поверхности S_d , объем V , масса M , высота свободного падения H и скорость капли U в момент первичного контакта; доступная потенциальная поверхностная энергия (ДППЭ) $E_\sigma = \sigma S_d$, кинетическая энергия $E_k = MU^2/2$, потенциальная энергия в гравитационном поле с ускорением свободного падения g .

Доля ДППЭ E_σ , распределенной в приповерхностном шаровом слое толщиной порядка размера молекулярного кластера $\delta_\sigma \sim 10^{-6}$ см и массой M_σ , в условиях опытов составляет около 1 % кинетической энергии капли E_d . В то же время плотность поверхностной энергии $W_\sigma = E_\sigma / M_\sigma$ (M_σ — объем приповерхностного шарового слоя толщиной порядка размера молекулярного кластера $\delta_\sigma \sim 10^{-6}$ см) большая — отношение плотностей компонентов энергии порядка $Wr_k^\sigma = E_\sigma M / (E_k M_\sigma) \sim 1000$.

Длительность процесса передачи кинетической энергии E_k и импульса $\mathbf{p}_k = M \cdot \mathbf{v}$ сливающейся капли $\Delta t = D / U$, которая определяется ее диаметром D и контактной скоростью U , составляет несколько миллисекунд. Процесс уничтожения ДППЭ контактирующих жидкостей идет гораздо быстрее $\Delta \tau_\sigma = \delta_\sigma / U \sim 10^{-8}$ с. Краткость процесса преобразования ДППЭ в другие формы на кольцевой границе области слияния жидкостей играет определяющую роль в формировании тонкой структуры течений и генерации волн [17, 18].

Отношения физических параметров задачи образуют собственные временные и пространственные масштабы, набор которых задает требования к методике измерений в части выбора размера области наблюдения течений, пространственного и временного разрешения инструментов [8, 14, 16]. При параметризации течений используются наборы базовых безразмерных параметров, включающие в себя числа Рейнольдса $Re_d = UD / \nu_d$, Фруда $Fr_d = U^2 / (gD)$, Вебера $We_d = U^2 D / \gamma_d$, Бонда $Bo = gD^2 / \gamma_d^a$, Онезорге $Oh_d = \nu_d / \sqrt{\gamma_d^a D}$, Шмидта $Sc = \nu_t / \kappa_t^m$. Степень выраженности быстрых атомно-молекулярных процессов преобразова-

ния ДППЭ характеризуется отношениями компонентов энергии $E_{r_k}^\sigma = E_\sigma / E_k$ и их плотностей $Wr_k^\sigma = E_\sigma M / (E_k M_\sigma)$. Обилие безразмерных параметров отражает сложность пространственно-временной структуры изучаемых течений, в которых одновременно действуют несколько конкурирующих процессов формирования струек и волн.

В течениях импакта капли наблюдаются волны двух типов: 1) механические гравитационно-капиллярные; 2) звуковые [1, 3, 21]. В однородной вязкой жидкости частота ω и волновое число k гравитационно-капиллярных волн связаны дисперсионным соотношением [7]:

$$2k \left(\omega^2 k_l - gk^2 - \sigma k^4 + 2i\omega\nu k_l (3k^2 - k_l^2) \right) - (k_l^2 + k^2) \left(\omega^2 - gk - \sigma k^3 + 2i\omega\nu k^2 \right) = 0.$$

Регулярное решение этого уравнения равномерно переходит в дисперсионное соотношение Томсона для капиллярных волн в идеальной жидкости. Сингулярному решению оператора $\hat{L} = i\omega + \nu\Delta$ системы уравнений [20] с волновым числом k_l соответствуют лигаменты — тонкие течения, влияющие на образование газовых пузырьков [14].

Дисперсионное уравнение для звуковых волн в однородной сжимаемой жидкости включает в себя волновой и кратный сингулярный множитель, порождаемый оператором \hat{L} [22]:

$$\left(\mathbf{k}^2 \left(1 - \frac{i\omega \tilde{\nu}}{c_s^2} \right) - \frac{\omega^2}{c_s^2} \right) (\omega + i\nu \mathbf{k}_l^2)^2 = 0.$$

Здесь c_s — скорость звука. В капельных течениях капиллярные волны наблюдаются при резкой перестройке картины течения, акустические — при отрыве газовых полостей.

Методика опытов. Опыты выполнены на стенде «Эффекты свободной поверхности (ЭСП)» уникальной исследовательской установки ГФК ИПМех РАН [32], включающем в себя прозрачный бассейн размерами $1,5 \times 0,4 \times 0,6$ м³ с оптическими иллюминаторами. В бассейн погружен измерительный гидрофон (полоса 0,002...100 кГц, чувствительность 30 мВ/Па).

Над бассейном размещены дозатор капель, осветительные прожектора *ReyLab Xenos RH-1000* мощностью 1 кВт и светодиодные источники *Optronis MultiLED* со световым потоком 7700 лм. Регистрация течений проводилась высокоскоростными видеокамерами *Optronis CR3000x2* и *FastCam 1024PCI*. Управление экспериментом, сбор и передача данных

в компьютер осуществлялись через интерфейс синхронизации сигналов с видеокамер и гидрофона с разрешением до 10^{-7} с (число каналов 4, разрядность 12, тактовая частота 10 МГц). Для автоматического определения размеров изучаемых объектов регистрировался калиброванный маркер (фотографии стенда приведены в [21]).

Бассейн и дозатор капель заполнялись частично дегазированной водопроводной водой. В опытах падающая капля прерывала фотозатвор, сигнал которого с регулируемой задержкой запускал интерфейс и компьютер, осуществляющие записи сигналов. Полученные данные обрабатывались специализированными математическими программами.

Основные результаты. Первичные акустические сигналы в интрузивном режиме слияния. Выборка из видеофильма регистрации слияния с водой капли разбавленного раствора чернил диаметром $D = 4,2$ мм, свободно падающей с высоты $H = 2$ см, приведена на рис. 1. В опытах степень разбавления чернил изменялась более чем в 1000 раз, качественное влияние концентрации чернил на свойства изучаемых явлений не замечено.

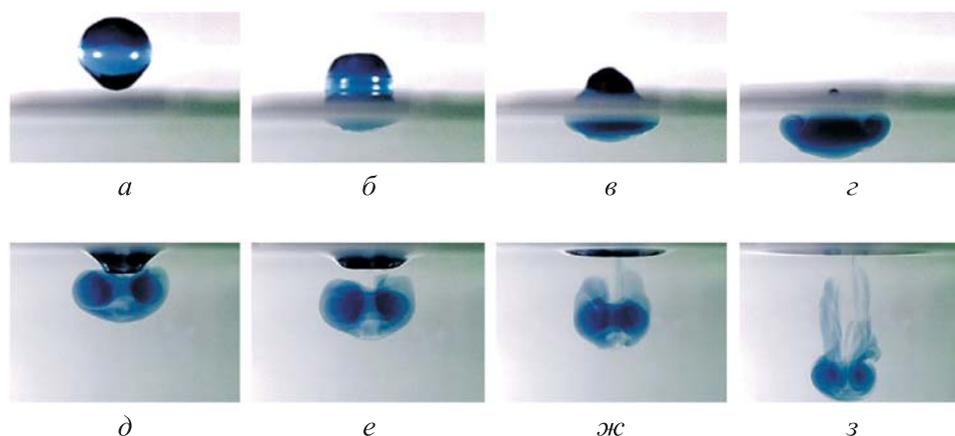


Рис. 1. Слияние свободно падающей окрашенной чернилами капли с водой в интрузивном режиме ($D = 4,2$ мм, $U = 0,6$ м/с):

a — подлетающая капля; b – z — $t = 3,75, 7,75, 11, 25, 29,25, 37,25, 62,5$ мс

В процессе отрыва от дозатора в капле возбуждаются моды собственных колебаний, интерференция которых определяет быстрые изменения ее формы. В этом опыте центральная часть подлетающей капли сферическая, головная — коническая со сглаженной вершиной (рис. 1, a). Свободные поверхности в области контакта уничтожаются при соприкосновении смешивающихся жидкостей, капля начинает вливаться в толщу принимающей жидкости, где образует окрашенную область с округлым

оголовком (рис. 1, б, $t = 3,75$ мс). Режим, при котором общая свободная поверхность принимающей жидкости и остатка капли длительное время остается выпуклой, называется интрузивным [19].

Втекающий остаток капли вытягивается в вертикальном направлении и продолжает осциллировать, его донная часть уплощается. По боковой поверхности капли вверх от линии контакта бежит группа из трех кольцевых капиллярных волн длиной $\lambda = 0,38$ мм, порывающих боковую поверхность вытянутой по вертикали капли, где они отчетливо видны в форме последовательности кольцевых поясков (см. рис. 1, б). На увеличенном изображении также видны неровности нижней кромки вторгающейся жидкости — нерегулярные выступы, впадины и пучки выступающих тонких окрашенных волокон. Длительность процесса втекания капли в интрузивном режиме составляет 3...9 мс в зависимости от контактной скорости U , которая определялась по измерениям смещения капли.

Далее нижняя кромка формирующейся интрузии выглаживается. Колебательные движения в остатке капли продолжаются в течение всего процесса слияния, при $t = 7,75$ мс ее донная часть становится конической (рис. 1, в). Поверхность жидкости остается выпуклой вплоть до полного погружения капли (рис. 1, г, $t = 13$ мс).

Коническая каверна начинает быстро формироваться после окончания втекания капли в интервале $13 < t < 21$ мс. Быстро растущая каверна (скорость движения дна в начальный момент $u_c = 0,68$ м/с, время формирования $\Delta t_c = 8$ мс) проталкивает вниз пятно окрашенной жидкости (см. рис. 1, г, $t = 25$ мс), которое при этом трансформируется в классический кольцевой вихрь с выраженным тороидальным ядром (внешний диаметр $d_r = 0,6$ см, внутренний $d_i = 0,36$ см, рис. 1, д, $t = 25,35$ мс).

Далее под действием сил плавучести и поверхностного натяжения каверна стягивается к свободной поверхности, а набравшее скорость кольцо продолжает погружение, поскольку окрашенная жидкость чуть тяжелее чистой воды (рис. 1, е, $t = 29,25$ мс).

Чернила, захваченные поверхностью каверны, выносятся в приповерхностный слой, где образуют тонкое окрашенное пятно (рис. 1, ж, $t = 37,25$ мс), диаметр которого монотонно возрастает, а толщина убывает. Погружающееся кольцо оставляет окрашенный волокнистый след (рис. 1, з, $t = 62,5$ мс). В изображении свободной поверхности (во фронтальной проекции) в фазе схлопывания в центре каверны наблюдается тонкий всплеск — стример. Его вершина не достигает уровня невозмущенной поверхности жидкости и в боковой проекции (в вертикальной плоскости) не отображается.

Зависимости акустического давления от времени в интрузивном режиме, приведенные на рис. 2, заметно отличаются от традиционных фонограмм [5, 15, 21, 27]. Здесь на каждый график помещены сигналы в трех независимых опытах, синхронизованные по времени первичного контакта. Условия проведенных акустических экспериментов в интрузивном режиме приведены в табл. 1. Поскольку все опыты выполнены с каплями одного диаметра, числа Бонда и Онезорге не менялись и составляли $Bo = 3,36$, $Oh = 1,7 \cdot 10^{-3}$.

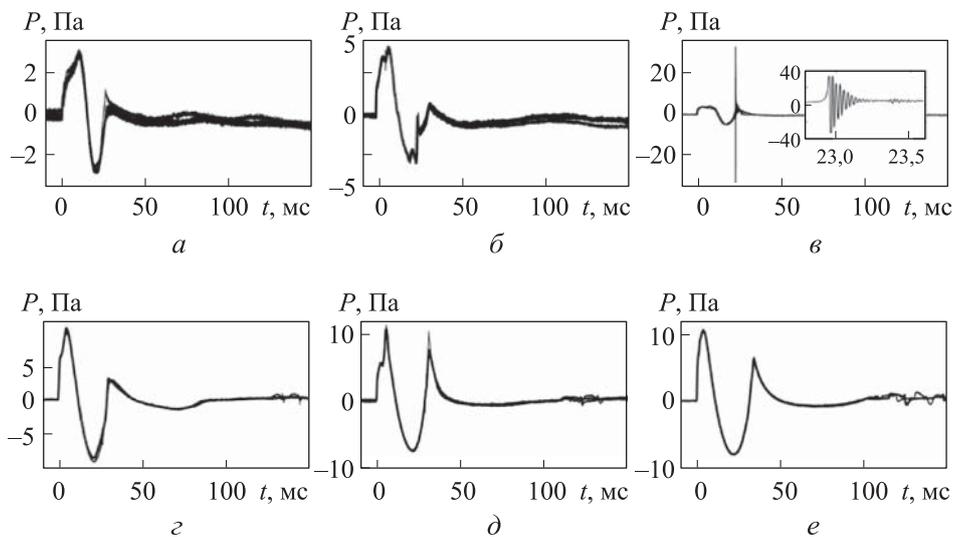


Рис. 2. Фонограммы акустического давления в интрузивном режиме слияния капли ($D = 5,0$ мм) для $U = 0,63$ (а), $0,77$ (б), $0,88$ (в), $1,08$ (з), $1,32$ (д), $1,40$ м/с (е) (вставка на рис. 2, в — развертка резонансного пакета с частотой $f = 41$ кГц)

Таблица 1

Условия акустических экспериментов в интрузивном режиме слияния капли

| U , м/с | Re | Fr | We | E_k , эрг | E_k^σ | $W_{\Gamma_k}^\sigma \cdot 10^{-4}$ |
|-----------|------|-------|-------|-------------|--------------|-------------------------------------|
| 0,63 | 3150 | 08,10 | 27,2 | 129,9 | 0,440 | 22,00 |
| 0,77 | 3850 | 12,10 | 40,6 | 194,1 | 0,300 | 15,00 |
| 0,88 | 4400 | 15,80 | 53,0 | 253,4 | 0,230 | 11,00 |
| 1,00 | 5000 | 20,42 | 68,5 | 327,2 | 0,170 | 8,80 |
| 1,08 | 5400 | 23,80 | 79,9 | 381,7 | 0,150 | 7,50 |
| 1,17 | 5850 | 27,90 | 93,8 | 447,9 | 0,130 | 6,40 |
| 1,25 | 6250 | 31,90 | 107,0 | 511,3 | 0,110 | 5,50 |
| 1,33 | 6650 | 36,10 | 121,1 | 578,8 | 0,099 | 0,45 |
| 1,40 | 7000 | 40,00 | 134,2 | 641,4 | 0,089 | 0,42 |

Из сравнения кривых на рис. 2 следует, что чем больше скорость, тем точнее воспроизводятся формы первичных акустических сигналов. Рас-согласование кривых на рис. 2, а, б — следствие случайной изменчивости формы отрывающейся осциллирующей капли. Лишь в одном случае во всей серии опытов (и только в одной из трех приведенных реализаций на рис. 2, в) зарегистрирован тональный сигнал с частотой $f = 41$ кГц (эквивалентный диаметр сферического пузырька [4] $d_g = 0,16$ мм).

Всплески и изломы на фонограммах указывают на изменение свойств излучающего источника и возможное возбуждение осцилляций мелких пузырьков (см. рис. 2, б и д на участках первичного и вторичного роста акустического давления). Небольшие осцилляции сигнала при $t > 100$ мс на рис. 2, г–е связаны с развитием мелкомасштабных возмущений свободной поверхности в фазе роста всплеска [18].

Сравнение оптических изображений (см. рис. 1) и фонограмм (см. рис. 2) позволяет проследить связь протекающих гидродинамических процессов с акустическими сигналами.

Первичный контакт капли, при котором начинается слияние жидкостей с передачей импульса и кинетической энергии капли, сопровождается уничтожением свободной поверхности сливающихся жидкостей, освобождением ДППЭ за расчетное время $\Delta t = \delta_\sigma / U \sim 10^{-9} \dots 10^{-8}$ с и формированием фронта импульса давления длительностью $3,4 < t_m < 9,8$ мс.

Максимальная крутизна переднего фронта давления фиксируется на начальной стадии, затем темп приращения падает, что согласуется с изменением скорости освобождения ДППЭ. Когда погружается головная часть капли, уничтожаются поверхности и капли, и принимающей жидкости. При этом темп освобождения ДППЭ выше, чем при погружении донной части капли, когда кольцо контакта жидкостей — внешней границы области слияния, стягивается к центру течения. В этой фазе часть энергии движения расходуется на пополнение ДППЭ растущей поверхности. Максимальные значения акустического давления P_m , которые достигаются за время t_m , и крутизны нарастания сигнала $G = P_m / t_m$ в этих опытах приведены в табл. 1.

Сравнение приведенных данных показывает, что максимальное возмущение давления немонотонно растет с увеличением скорости капли (линейная регрессионная кривая $P_m = 6,7U + 23,5$, $[P] = \text{Па}$, $[U] = \text{м/с}$), а длительность переднего фронта падает ($t_m = 12,2 - 6,4U$, $[\tau] = \text{мс}$). Крутизна сигнала аппроксимируется выражением $G = 10,4U - 2,9$, $[G] = \text{Па/мс}$, и в целом возрастает с увеличением скорости капли. В одном

из опытов (при $U = 1,25$ м/с) ее значение в несколько раз превышает интерполяционное, что указывает на сильную зависимость сигнала от формы поверхности капли в момент первичного контакта (заостренной или уплощенной) и количества освобождающейся ДППЭ.

Длительность фазы спадания сигнала $\tau = 11U + 3,2$ возрастает с увеличением скорости капли, что объясняется увеличением длительности инерционного углубления каверны. Длительность первой фазы процесса на нулевом уровне (ширина пика роста давления) снижается с увеличением скорости $T_0 = 17,7 - 4,8U$, $[T_0] = \text{мс}$, что объясняется сокращением времени слияния капли.

Далее дно каверны начинает быстро приближаться к свободной поверхности — каверна сжимается. Вокруг впадины на поверхности жидкости формируется небольшое кольцевое возвышение, с которым связано повышение давления на гидрофоне. С растеканием кольца давление вновь возвращается на нулевой уровень. Длительность первичного сигнала, включающего в себя фазу повышения давления, которое обусловлено формированием венца, монотонно растет $T = 20,5U + 19,9$, $[T] = \text{мс}$.

Вариации давления при $t > 15$ мс обусловлены гидродинамическими процессами, вначале медленными, а при $t > 100$ мс все более высокочастотными, которые проявляются в тонких возмущениях свободной поверхности [18].

Акустика импакта капли в ударном режиме формирования каверны и всплеска. С увеличением скорости капли при переходе течения в режим образования всплеска картина растекания капли радикально меняется. Оконтуренная кольцевым венцом каверна наблюдается с момента первичного контакта (рис. 3, а). На начальном этапе дно каверны плоское, что указывает на равномерное распределение импульса и энергии капли по всей поверхности растекания (рис. 3, б). С вершин зубцов на кромке венца выступают тонкие струйки — шипы. С концов шипов вылетают последовательности мелких капелек (брызги). Вещество капли распределено в волокнах по дну каверны и стенкам венца [18].

Постепенно шипы на кромке венца стягиваются в округлые капельки (рис. 3, в). К основанию каверны по стенкам венца сбегает кольцевые капиллярные волны. Дно каверны скругляется и принимает сферическую форму, кромка спадающего венца сглаживается (рис. 3, г).

Далее под действием сил плавучести и поверхностного натяжения каверна начинает схлопываться, ее дно вновь уплощается. Нарушение гладкости дна каверны вызвано тонкими приповерхностными течениями в фазе

формирования всплеска (рис. 3, д). Сглаживающаяся каверна продолжает расширяться, в ее центре появляется оголовок растущего всплеска (рис. 3, е). Достигнув максимальной высоты, всплеск начинает спадать, его широкое основание продавливает поверхность жидкости, центр которой начинает двигаться быстрее, чем опускается вершина всплеска. Каверна принимает коническую форму, основание всплеска заостряется (рис. 3, ж).

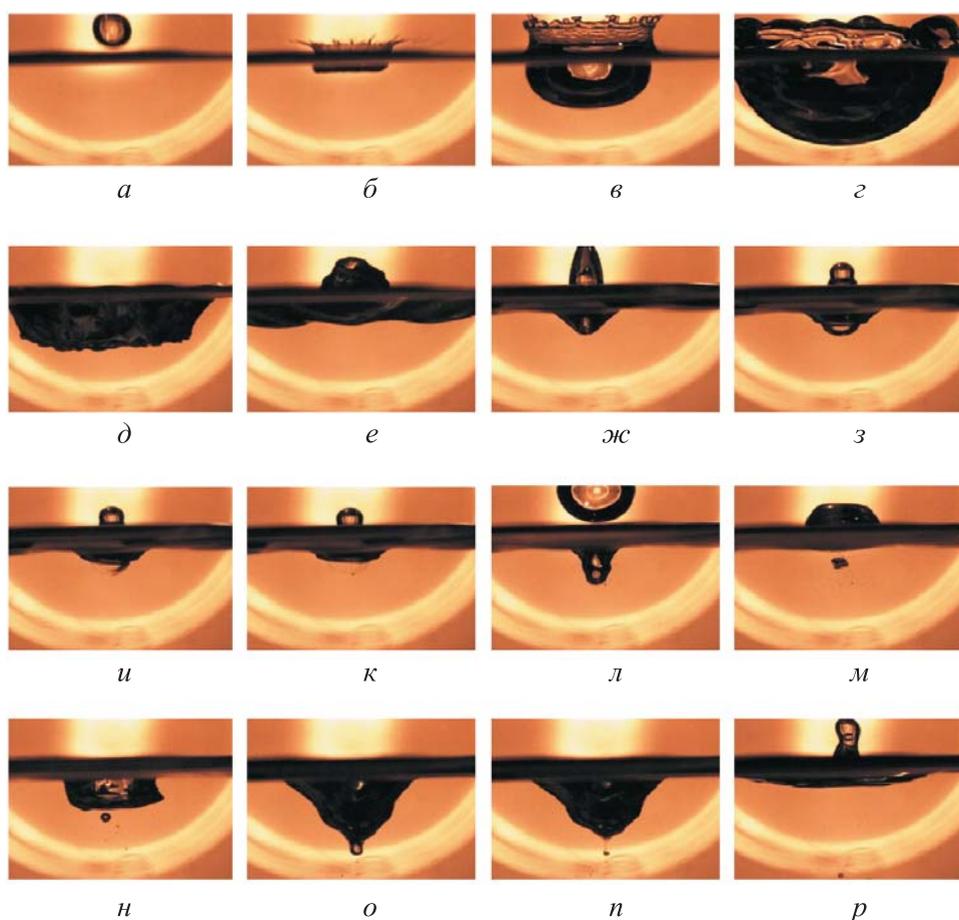


Рис. 3. Эволюция картины течения при растекании капли воды в воде в режиме формирования всплеска ($D = 5,0$ мм, $U = 3,57$ м/с):

a — подлетающая капля, $t = -0,5$ мс; *б-р* — $t = 1,25, 4,25, 31,00, 44,75, 55,75, 144,25, 149,25, 149,5, 149,75, 160,75, 169,00, 184,25, 200,75, 201,25, 219,75$ мс

Далее наступает сложный этап эволюции течения. В интервале $139 < t < 143$ мс дно каверны движется быстрее всплеска. При этом основание всплеска истончается и отрывается от поверхности принимающей жидкости. Через несколько микросекунд дно каверны останавливается

и начинает подниматься, возвращаясь к начальному положению. Соприкосновение дна каверны с заостренным основанием всплеска сопровождается генерацией коротких внутренних волн (рис. 3, з; более подробно см. [14]). При этом жидкость всплеска не втекает в толщу принимающей жидкости, а быстро заполняет коническую полость между всплеском и каверной, стенка которой покрыта капиллярными волнами (рис. 3, и: заполнена только левая часть каверны, правая — сухая и остается темной). Далее на рис. 3, к виден «пузырьковый след» — облако мелких газовых пузырьков, воспроизводящее сечение заполняемой каверны.

Продолжающийся погружаться всплеск образует новую каверну сложной формы (рис. 3, л), от которой отрывается угловатая газовая полость (рис. 3, м). На поверхности жидкости виден остаток сливающейся капли, которая соприкасается со стенками каверны боковой поверхностью в окрестности экватора. Освобождающаяся при уничтожении свободных поверхностей ДППЭ формирует тонкие течения, искажающие форму стенок растущей каверны (рис. 3, н). Преобразование угловатой газовой полости в гладкую сфероидальную сопровождается излучением монохроматического звукового пакета, частота которого согласуется с расчетами из [2, 3].

Перемещения мелких газовых пузырьков (рис. 3, л–о) визуализируют сложную картину течений у стенок каверны, вытягивающих тонкую газовую полость у ее основания (см. рис. 3, о). На следующем кадре вершина полости оторвалась и движется в толщу жидкости (рис. 3, п). Обычно такие полости, сформировавшиеся с разрывом тонкой перемычки, излучают монохроматический звуковой пакет [3]. После заполнения второй каверны в жидкости сохраняется довольно много «молчащих пузырьков», один из которых захватывается растущим стримером — новой узкой выступающей струйкой в центре каверны (рис. 3, р).

Условия указанной серии акустических опытов приведены в табл. 2 (числа Бонда и Онезорге составляли $Bo=3,36$ и $Oh=1,7 \cdot 10^{-3}$).

Таблица 2

Условия акустических опытов в режиме образования всплеска

| U , м/с | Re | Fr | We | E_k , эрг | Er_k^σ | $W_{T_k}^\sigma$ |
|-----------|--------|-----|-----|-------------|---------------|------------------|
| 2,0 | 10 000 | 82 | 274 | 1309 | 0,044 | 2200 |
| 2,4 | 12 000 | 118 | 395 | 1885 | 0,030 | 1300 |
| 2,8 | 14 000 | 160 | 537 | 2566 | 0,022 | 1100 |
| 3,1 | 15 500 | 196 | 658 | 3145 | 0,018 | 900 |

| U , м/с | Re | Fr | We | E_k , эрг | $E_{r_k}^\sigma$ | $W_{r_k}^\sigma$ |
|-----------|--------|-----|------|-------------|------------------|------------------|
| 3,4 | 17 000 | 236 | 792 | 3783 | 0,015 | 750 |
| 3,7 | 18 500 | 279 | 938 | 4480 | 0,012 | 600 |
| 4,0 | 20 000 | 327 | 1096 | 5236 | 0,011 | 550 |
| 4,2 | 21 000 | 360 | 1208 | 5773 | 0,010 | 500 |
| 4,4 | 22 000 | 395 | 1326 | 6336 | 0,009 | 450 |
| 4,6 | 23 000 | 432 | 1449 | 6925 | 0,008 | 400 |
| 4,8 | 24 000 | 470 | 1578 | 7540 | 0,007 | 350 |

Фонограммы на рис. 4 включают в себя один или несколько низкочастотных звуковых пакетов, следующих с отставанием от первичного сигнала. Данные трех независимых опытов, показанные на одном графике, хорошо совмещаются во всех опытах, за исключением приведенных на рис. 4, е, при наибольшей скорости капли ($U = 4,8$ м/с). Здесь на траектории начинает проявляться взаимодействие капли с воздушной средой, которое зависит от ее формы и мод осцилляций, возбуждаемых в момент отрыва.

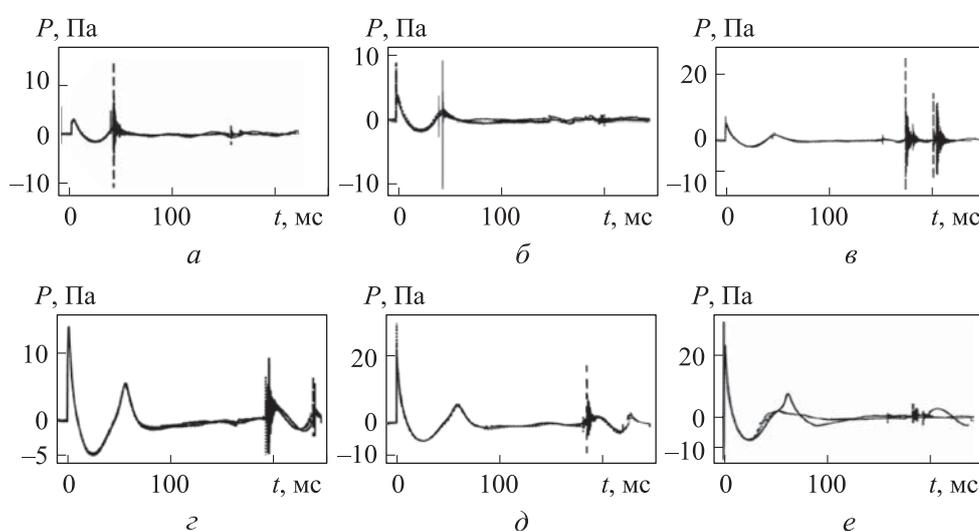


Рис. 4. Фонограммы акустического давления в ударном режиме слияния капли ($D = 5,0$ мм) для $U = 1,9$ (а), $2,4$ (б), $2,8$ (в), $3,7$ (г), $4,4$ (д) и $4,8$ м/с (е)

Формирование резонансных звуковых пакетов синхронизировано с двумя временными интервалами, во время которых происходит реструктуризация течения. При контактной скорости капли $U < 2,5$ м/с вторичные пакеты образуются с задержкой $\Delta t = 40 \dots 60$ мс, когда в тече-

нии начинает формироваться всплеск и возвышаться над уровнем невозмущенной жидкости (см. рис. 3, *e*). Поверхность жидкости в области вершины формирующегося всплеска деформируется тонкими компонентами интенсивных сходящихся приповерхностных течений.

Структура первичного пакета, состоящего из двух пиков, которые разделены плавной впадиной, сохраняется во всем диапазоне скоростей капли. Однако параметры сигналов, приведенные в табл. 3, заметно отличаются при изменении скорости капли. Значение пикового давления первичного пакета P_s в ударном режиме оказывается ниже, чем в интрузивном режиме, и нерегулярно растет с увеличением скорости капли. Время нарастания первичного сигнала t_m достигает минимума на границе между режимами и далее возрастает с увеличением контактной скорости, что указывает на изменение механизма взаимодействия сливающихся жидкостей.

Таблица 3

Параметры первичного звукового пакета в режиме образования всплеска

| U , м/с | P_s , Па | t_m , мс | G , Па/мс | τ , мс | T_0 , мс | T , мс |
|-----------|------------|------------|-------------|-------------|------------|----------|
| 1,9 | 2,8 | 8 | 240 | 22,2 | 10,2 | 54 |
| 2,4 | 8,7 | 9 | 833 | 24,9 | 9,8 | 56 |
| 2,8 | 4,9 | 5,5 | 725 | 25,0 | 10,8 | 62,3 |
| 3,7 | 6,8 | 8 | 810 | 24,5 | 9,2 | 68,1 |
| 4,4 | 23,9 | 4 | 4000 | 27,0 | 10 | 71,8 |
| 4,8 | 12,5 | 13,5 | 425 | 24,8 | 10,1 | 82,5 |

Крутизна первичного импульса G сначала растет с увеличением скорости, затем выходит на плато, которое прерывается резким (почти на порядок) увеличением ($G = 4000$ Па/мс при $U = 4,4$ м/с) и далее вновь резко падает. Ширина первичного импульса T_0 и длительность фазы спада сигнала τ флуктуируют возле среднего значения, а общая длительность первичного акустического возмущения T растет с увеличением энергии капли.

Серия растянутых участков фонограмм иллюстрирует важное отличие сложного спадающего участка первичного сигнала в режиме всплеска от гладкого в интрузивном режиме. Здесь сигналы сложного спектрального состава немонотонно зависят от скорости (рис. 5, б).

В фонограмме сигнала ударного импакта первичный импульс сопровождается серией звуковых пакетов нарастающей (рис. 5, а, г, е) или спадающей амплитуды (рис. 5, б, в) с выраженными (см. рис. 5, а, б) или малыми (см. рис. 5, г, е) вариациями параметров. При сохранении условий

опытов сложные сигналы теряют согласованность (см. рис. 5, *a*). Сигналы несколько сдвигаются по частоте (см. рис. 5, *б*) или амплитуде отдельных составляющих (см. рис. 5, *в*, *д*). С увеличением скорости капли при сохранении неопределенности поведения сигнала, который может убывать (см. рис. 5, *д*) или нарастать (см. рис. 5, *e*), амплитуда вторичных осцилляций уменьшается. При скорости контакта более $U > 4,6$ м/с резонансные звуковые пакеты не наблюдались.

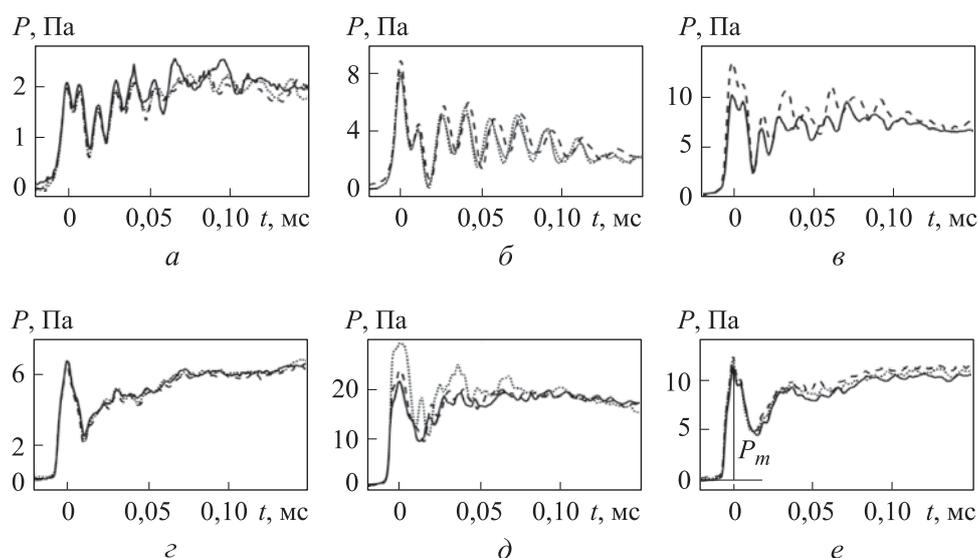


Рис. 5. Фонограммы акустического давления в ударном режиме слияния капли ($D = 5,0$ мм) для $U = 1,9$ (*a*), $2,4$ (*б*), $2,8$ (*в*), $3,7$ (*г*), $4,4$ (*д*) и $4,8$ м/с (*e*)

В спектральных портретах сигналов на рис. 5 выражены дискретные составляющие — вначале две на частотах $f = 34,2$ и $89,0$ кГц (рис. 6, *a*). С ростом скорости капли структура сигнала усложняется: происходит формирование трех пиков — $f = 37,9$, $60,1$, $69,6$ кГц (рис. 6, *б*) и $f = 31,4$, $69,1$, $94,2$ кГц (рис. 6, *в*), разность частот которых возрастает с увеличением скорости. Когда скорость капли становится более $U > 3,1$ м/с, в сигнале остается только одна дискретная составляющая $f = 44,8$ кГц (рис. 6, *г*) и $f = 31,6$ кГц (рис. 6, *д*, *e*).

Параметры резонансных сигналов (более низкочастотных по сравнению с первичными пакетами) приведены в табл. 4. Здесь максимальное возмущение давления P и крутизна сигнала G немонотонно возрастают с увеличением скорости капли U , а длительность переднего фронта t_m снижается.

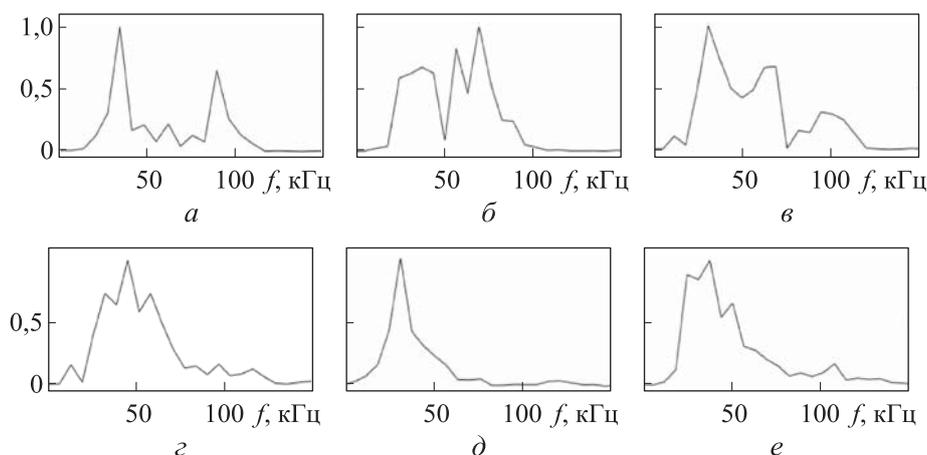


Рис. 6. Спектральные портреты фонограмм спадающих участков ударных импульсов в относительных единицах ($D = 5,0$ мм) скорости капли U и частоты дискретных составляющих f для $U = 1,9$ (а), $2,4$ (б), $2,8$ (в), $3,7$ (г), $4,4$ (д) и $4,8$ м/с (е)

Таблица 4

Параметры резонансного звукового пакета в режиме образования всплеска

| U , м/с | P , Па | t_m , мс | G , Па/м | τ , мс | T_0 , мс | T , мс |
|-----------|----------|------------|------------|-------------|------------|----------|
| 1,98 | 26,24 | 8,15 | 2,67 | 9,96 | 15,70 | 33,10 |
| 2,42 | 30,79 | 7,12 | 4,32 | 2,97 | 13,46 | 38,71 |
| 2,80 | 30,05 | 4,55 | 6,60 | 11,82 | 12,90 | 33,66 |
| 3,13 | 28,95 | 6,79 | 4,26 | 11,21 | 12,90 | 40,39 |
| 3,42 | 32,57 | 5,29 | 6,15 | 16,53 | 1,78 | 43,76 |
| 3,70 | 30,67 | 1,18 | 26,08 | 18,77 | 1,79 | 42,08 |
| 3,96 | 30,84 | 4,11 | 7,51 | 17,47 | 11,78 | 44,32 |
| 4,20 | 31,55 | 6,36 | 4,96 | 15,36 | 11,78 | 46,56 |
| 4,43 | 34,37 | 3,41 | 10,09 | 19,04 | 11,24 | 51,17 |

Примечание. При 4,64 и 4,85 м/с резонансный волновой пакет не сформировался.

Длительность фазы спадания сигнала τ монотонно возрастает, что связано с увеличением длительности инерционного углубления каверны. Общая длительность резонансного звукового пакета растет с увеличением энергии капли.

В настоящее время механизмы формирования первичного (ударного) сигнала и последующих дискретных компонентов не идентифицированы, процесс генерации звука падающими в жидкость каплями требует дальнейшего изучения.

Заключение. Впервые проведена детальная регистрация звуковых сигналов и визуализация тонкой структуры течений в широком диапазоне параметров, включающем в себя интрузивный и ударный режимы слияния свободно падающей капли с водой в глубоком бассейне.

Первичный звуковой пакет в интрузивном режиме, когда каверна образуется с задержкой по окончании процесса втекания жидкости капли, состоит из растущего фронта, плавного спадания сигнала до отрицательных значений и небольшого подъема. Медленное спадание и последующее увеличение давления обусловлены гидростатическим влиянием эволюционирующих компонентов течения — каверны, небольшого центрального и кольцевого возвышений. На фоне монотонного изменения параметров сигнала с увеличением скорости капли в отдельных опытах наблюдаются заметные превышения его интерполяционного значения.

В ударном режиме образования всплеска, когда каверна и венец начинают формироваться с момента первичного контакта капли с принимающей жидкостью, вслед за ударным импульсом с некоторым запаздыванием следует один или несколько звуковых пакетов.

Фронт первичного импульса здесь более крутой, на спадающем участке первичного сигнала регистрируются высокочастотные осцилляции. Большая длительность начального возмущения по сравнению с интрузивным режимом объясняется увеличением глубины каверны с ростом скорости капли.

Вторичный звуковой пакет регистрируется в фазе роста венца и/или при разрыве спадающего всплеска. При отрыве всплеска на стенке каверны возникает группа капиллярных волн. Растекающаяся жидкость продолжающегося погружаться всплеска перекрывает гребни волн. Остатки воздуха во впадинах волн образуют газовые полости сложной формы, отрывающиеся с образованием тонкого канала.

Очередные газовые полости отрываются от каверны сложной формы, образующейся при слиянии капли, ранее вылетевшей с вершины всплеска. Длительность звучания и спектральный состав сигнала определяются формой полости, которая может быть и округлой, и плоской, угловатой, с отдельными выступами и впадинами. В процессе излучения акустических пакетов газовые полости трансформируются в сфероидальные газовые пузырьки.

В формировании картины течения импакта капли важную роль играют процессы сравнительно медленной передачи кинетической энергии (характерное время в опытах — несколько миллисекунд) и быстрого

освобождения ДППЭ (доли микросекунд) при уничтожении свободных поверхностей сливающихся жидкостей.

Благодарности

Эксперименты проведены 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). Автор выражает благодарность В.Е. Прохорову за помощь в проведении опытов и обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Worthington A.M. On impact with a liquid surface. *Proc. Royal Soc. Lond.*, 1883, vol. 34, iss. 220-223, pp. 217–230. DOI: <https://doi.org/10.1098/rspl.1882.0035>
- [2] Minnaert M. On musical air-bubbles and the sounds of running water. *Lond. Edinb. Dubl. Phil. Mag.*, 1933, vol. 16, iss. 104, pp. 235–248. DOI: <https://doi.org/10.1080/14786443309462277>
- [3] Prohorov V.E. Acoustics of oscillating bubbles when a drop hits the water surface. *Phys. Fluids*, 2021, vol. 33, iss. 8, art. 083314. DOI: <https://doi.org/10.1063/5.0058582>
- [4] Joung Y., Buie C. Aerosol generation by raindrop impact on soil. *Nat. Commun.*, 2015, vol. 6, art. 6083. <https://doi.org/10.1038/ncomms7083>
- [5] Veron F. Ocean spray. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 2015, vol. 47, pp. 507–538. DOI: <https://doi.org/10.1146/annurev-fluid-010814-014651>
- [6] Fitt B.D.L., McCartney H.A., Walkalate P. The role of rain in dispersal of pathogen inoculum. *Annu. Rev. Phytopathol.*, 1989, vol. 27, pp. 241–270. DOI: <https://doi.org/10.1146/annurev.py.27.090189.001325>
- [7] Bhagat R.B., Wykes M.S.D., Dalziel S.B., et al. Effects of ventilation on the indoor spread of COVID-19. *J. Fluid Mech.*, 2020, vol. 903, art. F1. DOI: <https://doi.org/10.1017/jfm.2020.720>
- [8] Knudsen V.O., Alford R.S., Emling J.W. Underwater ambient noise. *J. Marine Res.*, 1948, vol. 7, no. 3, pp. 410–428.
- [9] Bjorno L. Underwater rain noise: sources, spectra and interpretations. *J. Phys. IV France*, 1994, vol. 4, no. 5, pp. C5-1023–C5-1030. DOI: <https://doi.org/10.1051/jp4:19945225>
- [10] Pumphrey H.C., Crum L.A., Jensen L.B., et al. Underwater sound produced by individual drop impacts and rainfall. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1989, vol. 85, iss. 4, pp. 1518–1526. DOI: <https://doi.org/10.1121/1.397353>
- [11] Crum L.A., Pumphrey H.C., Roy R.A., et al. The underwater sound produced by impacting snowflakes. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1999, vol. 106, iss. 4, pp. 1765–1770. DOI: <https://doi.org/10.1121/1.427925>
- [12] Ma B.B., Nystuen J.A., Lien R.-C. Prediction of underwater sound levels from rain and wind. *J. Acoust. Soc. Am.*, 2005, vol. 117, iss. 6, pp. 3555–3566. DOI: <https://doi.org/10.1121/1.1910283>

- [13] Kathiravelu G., Lucke T., Nichols P. Rain drop measurement techniques: a review. *Water*, 2016, vol. 8, iss. 1, art. 29. DOI: <https://doi.org/10.3390/w8010029>
- [14] Чашечкин Ю.Д. Пакеты капиллярных и акустических волн импакта капли. *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки*, 2021, № 1 (94), с. 73–91. DOI: <http://dx.doi.org/10.18698/1812-3368-2021-1-73-91>
- [15] Howe M.S., Hagen N.A. On the impact noise of a drop falling on water. *J. Sound Vib.*, 2011, vol. 330, iss. 4, pp. 625–635. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jsv.2010.08.038>
- [16] Li E.Q., Thoraval M.-J., Marston J.O., et al. Early azimuthal instability during drop impact. *J. Fluid Mech.*, 2018, vol. 848, pp. 821–835. DOI: <https://doi.org/10.1017/jfm.2018.383>
- [17] Чашечкин Ю.Д., Ильиных А.Ю. Распад капли на отдельные волокна на границе области контакта с принимающей жидкостью. *Доклады РАН. Физика, Технические науки*, 2021, т. 497, № 1, с. 31–35. DOI: <https://doi.org/10.31857/S2686740021020139>
- [18] Чашечкин Ю.Д. Визуализация тонкой структуры возмущений поверхности жидкости течениями, вызванными упавшей каплей. *Прикладная математика и механика*, 2019, т. 83, № 3, с. 403–412. DOI: <https://doi.org/10.1134/S0032823519030032>
- [19] Чашечкин Ю.Д., Ильиных А.Ю. Задержка формирования каверны в интрузивном режиме слияния свободно падающей капли с принимающей жидкостью. *Доклады РАН. Физика, Технические науки*, 2021, т. 496, № 1, с. 45–50. DOI: <https://doi.org/10.31857/S268674002101003X>
- [20] Чашечкин Ю.Д. Дифференциальная механика жидкостей: согласованные аналитические, численные и лабораторные модели стратифицированных течений. *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки*, 2014, № 6 (57), с. 67–95.
- [21] Маленков Г.Г. Структура и динамика жидкой воды. *Журнал структурной химии*, 2006, т. 47, № S7, с. 5–35.
- [22] Chashechkin Yu.D. Foundations of engineering mathematics applied for fluid flows. *Axioms*, 2021, vol. 10, no. 4, art. 286. DOI: <https://doi.org/10.3390/axioms10040286>
- [23] Гидрофизический комплекс для моделирования гидродинамических процессов в окружающей среде и их воздействия на подводные технические объекты, а также распространения примесей в океане и атмосфере. *ipmnet.ru: веб-сайт*. URL: <http://www.ipmnet.ru/uniquequip/gfk/#equip> (дата обращения: 15.07.2021).

Чашечкин Юлий Дмитриевич — д-р физ.-мат. наук, заведующий лабораторией механики жидкостей ИПМех РАН (Российская Федерация, 119526, Москва, пр-т Вернадского, д. 101/1).

Просьба ссылаться на эту статью следующим образом:

Чашечкин Ю.Д. Акустика и гидродинамика импакта капли: два режима излучения звуковых пакетов. *Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки*, 2023, № 1 (106), с. 23–44. DOI: <https://doi.org/10.18698/1812-3368-2023-1-23-44>

**ACOUSTICS AND HYDRODYNAMICS OF THE DROP IMPACT:
TWO MODES OF SOUND PACKETS EMISSION**

Yu.D. Chashechkin

chakin@ipmnet.ru

**Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics, Russian Academy of Sciences,
Moscow, Russian Federation**

Abstract

The paper studies acoustic signals in two modes of merging with water in a freely falling water droplet by the matched optical and acoustic methods. Only the primary sound packet was observed in the intrusive mode at the low drop speed, when the cavity was formed with a delay in the colored wake of the inflowing liquid. Experiments demonstrated the drop speed influence on the primary signal parameters. At the high droplet speed, the cavity started to form from the moment of the initial contact. The flow pattern became more complicated, the droplet substance was distributed over the emerged cavity surface and the grown crown in the form of separate fibers forming the line and mesh structures. The falling section of the primary acoustic signal was formed by a group of pulses with the complex spectral composition. Further, one or more low-frequency sound packets were registered after the pause. Spectral portrait of the secondary packets was related to the shape of the detached gas cavity. Smooth axisymmetric cavity was radiating the monochromatic packet. The complex-shaped cavity was transforming into a gas bubble and emitting the multi-frequency signal. Duration and amplitude of the secondary sound signals were depending on the transformation rate of the separated gas cavity into a smooth spheroidal bubble. The acoustic signal parameters were changing nonmonotonically with increasing velocity of the merging drop

Keywords*Droplet, cavity, splash, sound packets, flow modes*

Received 15.06.2022

Accepted 29.06.2022

© Author(s), 2023

*The work was financially supported by the Russian Science Foundation
(RSF project no. 19-19-00598-P)*

REFERENCES

- [1] Worthington A.M. On impact with a liquid surface. *Proc. Royal Soc. Lond.*, 1883, vol. 34, iss. 220–223, pp. 217–230. DOI: <https://doi.org/10.1098/rspl.1882.0035>

- [2] Minnaert M. On musical air-bubbles and the sounds of running water. *Lond. Edinb. Dubl. Phil. Mag.*, 1933, vol. 16, iss. 104, pp. 235–248.
DOI: <https://doi.org/10.1080/14786443309462277>
- [3] Prohorov V.E. Acoustics of oscillating bubbles when a drop hits the water surface. *Phys. Fluids*, 2021, vol. 33, iss. 8, art. 083314. DOI: <https://doi.org/10.1063/5.0058582>
- [4] Joung Y., Buie C. Aerosol generation by raindrop impact on soil. *Nat. Commun.*, 2015, vol. 6, art. 6083. DOI: <https://doi.org/10.1038/ncomms7083>
- [5] Veron F. Ocean spray. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 2015, vol. 47, pp. 507–538.
DOI: <https://doi.org/10.1146/annurev-fluid-010814-014651>
- [6] Fitt B.D.L., McCartney H.A., Walkalate P. The role of rain in dispersal of pathogen inoculum. *Annu. Rev. Phytopathol.*, 1989, vol. 27, pp. 241–270.
DOI: <https://doi.org/10.1146/annurev.py.27.090189.001325>
- [7] Bhagat R.B., Wykes M.S.D., Dalziel S.B., et al. Effects of ventilation on the indoor spread of COVID-19. *J. Fluid Mech.*, 2020, vol. 903, art. F1.
DOI: <https://doi.org/10.1017/jfm.2020.720>
- [8] Knudsen V.O., Alford R.S., Emling J.W. Underwater ambient noise. *J. Marine Res.*, 1948, vol. 7, no. 3, pp. 410–428.
- [9] Bjorno L. Underwater rain noise: sources, spectra and interpretations. *J. Phys. IV France*, 1994, vol. 4, no. 5, pp. C5-1023–C5-1030.
DOI: <https://doi.org/10.1051/jp4:19945225>
- [10] Pumphrey H.C., Crum L.A., Jensen L.B., et al. Underwater sound produced by individual drop impacts and rainfall. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1989, vol. 85, iss. 4, pp. 1518–1526. DOI: <https://doi.org/10.1121/1.397353>
- [11] Crum L.A., Pumphrey H.C., Roy R.A., et al. The underwater sound produced by impacting snowflakes. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1999, vol. 106, iss. 4, pp. 1765–1770.
DOI: <https://doi.org/10.1121/1.427925>
- [12] Ma B.B., Nystuen J.A., Lien R.-C. Prediction of underwater sound levels from rain and wind. *J. Acoust. Soc. Am.*, 2005, vol. 117, iss. 6, pp. 3555–3566.
DOI: <https://doi.org/10.1121/1.1910283>
- [13] Kathiravelu G., Lucke T., Nichols P. Rain drop measurement techniques: a review. *Water*, 2016, vol. 8, iss. 1, art. 29. DOI: <https://doi.org/10.3390/w8010029>
- [14] Chashechkin Yu.D. Packets of capillary and acoustic waves of drop impact. *Herald of the Bauman Moscow State Technical University, Series Natural Sciences*, 2021, no. 1 (94), pp. 73–91 (in Russ.). DOI: <http://dx.doi.org/10.18698/1812-3368-2021-1-73-91>
- [15] Howe M.S., Hagen N.A. On the impact noise of a drop falling on water. *J. Sound Vib.*, 2011, vol. 330, no. 4, pp. 625–635. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jsv.2010.08.038>
- [16] Li E.Q., Thoraval M.-J., Marston J.O., et al. Early azimuthal instability during drop impact. *J. Fluid Mech.*, 2018, vol. 848, pp. 821–835.
DOI: <https://doi.org/10.1017/jfm.2018.383>

[17] Chashechkin Yu.D., Ilinykh A.Yu. Drop decay into individual fibers at the boundary of the contact area with the target fluid. *Doklady RAN. Fizika, Tekhnicheskie nauki*, 2021, vol. 497, no. 1, pp. 31–35 (in Russ.).

DOI: <https://doi.org/10.31857/S2686740021020139>

[18] Chashechkin Yu.D. Visualization of the fine perturbation structure of a liquid surface by flows induced by a drop impact. *Fluid Dyn.*, 2019, vol. 54, no. 7, pp. 919–926.

DOI: <https://doi.org/10.1134/S0015462819070036>

[19] Chashechkin Yu.D., Ilinykh A.Yu. Delay of cavity formation in the intrusive mode of a freely falling drop coalescence with a target liquid. *Doklady RAN. Fizika, Tekhnicheskie nauki*, 2021, vol. 496, no. 1, pp. 45–50 (in Russ.).

DOI: <https://doi.org/10.31857/S268674002101003X>

[20] Chashechkin Yu.D. Fluid mechanics: consistent analytical, numerical and laboratory models of stratified flows. *Herald of the Bauman Moscow State Technical University, Series Natural Sciences*, 2014, no. 6 (57), pp. 67–95 (in Russ.).

[21] Malenkov G.G. Structure and dynamics of liquid water. *J. Struct. Chem.*, 2006, vol. 47 (Suppl. 1), pp. S1–S31. DOI: <https://doi.org/10.1007/s10947-006-0375-8>

[22] Chashechkin Yu.D. Foundations of engineering mathematics applied for fluid flows. *Axioms*, 2021, vol. 10, no. 4, art. 286.

DOI: <https://doi.org/10.3390/axioms10040286>

[23] Гидрофизический комплекс для моделирования гидродинамических процессов в окрестностях среды и их воздействия на подводные технические объекты, а также распространения примесей в океане и атмосфере [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]. *ipmnet.ru: website* (in Russ.).

Available at: <http://www.ipmnet.ru/uniquequip/gfk/#equip> (accessed: 15.07.2021).

Chashechkin Yu.D. — Dr. Sc. (Phys.-Math.), Professor, Head of Laboratory of Fluid Mechanics, Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics, Russian Academy of Sciences (Vernadskogo prospekt 101/1, Moscow, 119526 Russian Federation).

Please cite this article in English as:

Chashechkin Yu.D. Acoustics and hydrodynamics of the drop impact: two modes of sound packets emission. *Herald of the Bauman Moscow State Technical University, Series Natural Sciences*, 2023, no. 1 (106), pp. 23–44 (in Russ.).

DOI: <https://doi.org/10.18698/1812-3368-2023-1-23-44>