

УДК 532.5

РАЗРЫВ СПАДАЮЩЕГО ВСПЛЕСКА – ДИНАМИЧЕСКОГО СЛЕДА СЛИЯНИЯ СВОБОДНО ПАДАЮЩЕЙ КАПЛИ С ПОКОЯЩЕЙСЯ ПРИНИМАЮЩЕЙ ЖИДКОСТЬЮ

© 2022 г. Ю. Д. Чашечкин^{1,*}, А. Ю. Ильных^{1,**}

Представлено академиком РАН Д.М. Климовым 10.01.2022 г.

Поступило 11.01.2022 г.

После доработки 11.02.2022 г.

Принято к публикации 12.02.2022 г.

Методом скоростной видеорегистрации прослежена эволюция формы спадающего всплеска свободно падающей капли (диаметр $D = 0.42$ см, контактная скорость $U = 3.1$ м/с) в режиме активной генерации звуковых пакетов. В процессе растекания форма всплеска непрерывно трансформируется. В ходе формирования второй каверны основание всплеска истончается и отрывается от быстро опускающегося дна впадины деформированной поверхности принимающей жидкости. Третья каверна образуется при погружении вершины всплеска. Четвертую каверну формирует возвращающаяся капля, ранее вылетевшая с вершины всплеска, которая соприкасается боковой поверхностью со стенками остатка третьей каверны. Форму последней каверны искажают тонкие течения, которые ускоряются процессами быстрой конверсии доступной потенциальной поверхностной энергии при уничтожении свободных поверхностей сливающихся жидкостей. Разрыв основания спадающего всплеска наблюдался во всех опытах данной серии.

Ключевые слова: капля, каверна, всплеск, волны, газовые пузырьки

DOI: 10.31857/S268674002203004X

Среди наблюдаемой с доисторических времен последовательности быстро сменяющихся компонентов течений импакта свободно падающей капли, включающих брызги, каверну, венец, всплеск, стример, захваченные газовые пузырьки, которые начали систематически регистрироваться с конца XIX века с появлением искровых источников света [1, 2], наименее изученным остается всплеск – центральная восходящая струйка, с вершины которой вылетает капля(и), сравнимая или превосходящая по размеру первичную [3, 4]. Неполноту описания подчеркивает терминологическая неоднозначность современной научной литературы. Наряду с обозначением “всплеск” встречается “струйка Рэля” [5] или Вортингтона [3, 6], кумулятивная [7], “центральный водяной столбик” (central water column) [8] и просто струя (струйка) [9].

Научный интерес к изучению всплеска объясняется поиском физических механизмов формирования быстро сменяющихся, изменчивых, и в

то же время воспроизводимых структурных компонентов течений [10], позволяющих изучать тонкие механизмы переноса энергии, импульса и вещества в широком диапазоне масштабов от размера молекулярного кластера $\delta_0 \sim 10^{-6}$ см до диаметра капли $D \sim 0.5$ см [11]. Обширная область практических приложений результатов исследований импакта капли включает многие разделы гидроаэродинамики и акустики атмосферы и океана, медицины, промышленных технологий.

Вместе с каплями из гидросферы в атмосферу выносятся минеральные и органические вещества. Обезвоженные остатки капель служат центрами конденсации влаги в верхней атмосфере, образования отдельных капель, туманов и облаков [12]. Ветер переносит аэрозоли вместе с захваченными микробами и вирусами, вызывающими болезни растений, животных и человека [13]. Актуальность исследований переноса биообъектов в целом, и их отдельных компонентов, выросла в последние годы в связи с расширяющимся распространением вирусных инфекций [14]. Внимание уделяется переносу и сравнительно крупных капель с вершины всплеска [4], и более мелких, вылетающих в начальных стадиях импакта капли [15].

¹Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского
Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: chakin@ipmnet.ru

**E-mail: ilynykh@ipmnet.ru

Появление каждого из структурных компонентов – венца, всплеска, следов падения вылетевших капелек, сопровождается генерацией капиллярно-гравитационных волн. Сравнительно длинные кольцевые волны охватывают всю область течения [16]. Короткие (высокочастотные) волны, на распространение которых заметно влияют эффекты нелинейности и диссипации [17], образуются вокруг областей падения мелких капелек, растущего всплеска [18], при отрыве вторичных капелек от вершины и разрыве всплеска [4].

Создание микрофонов и гидрофонов позволило изучать акустические сигналы импакта капли в атмосфере, а позднее – и в гидросфере. В акустическом сигнале отдельной капли выделены первичный высокочастотный, так называемый ударный, импульс и запаздывающий – один или несколько более низкочастотных пакетов [19]. Монохроматическая структура вторичного пакета, излучаемого осциллирующими газовыми пузырьками, стимулировала определение условий и поиск механизмов их формирования [20]. В качестве основного источника газовых полостей рассматривается деформация газовой каверны сложной формы и образование выступов, отрывающихся с образованием пузырька [18].

Одновременно рассматриваются и другие механизмы формирования газовых пузырьков, в частности при быстром заполнении газовой полости сформированной погружением основания всплеска [21] и разрыве больших газовых пузырей [22]. Формирование тонких течений связывается с ускоряющим действием быстрой конверсии доступной потенциальной поверхностной энергии (ДППЭ) при уничтожении свободной поверхности сливающихся жидкостей [11, 18]. На размеры, форму и частоту образования газовых полостей влияют осцилляции капли падающей жидкости и свободной поверхности принимающей жидкости [18].

В целом геометрия сложных трехмерных течений в основании погружающегося всплеска изучена недостаточно полно, сценарии процесса формирования “облака пузырьков” при “запаковке” [21] или “заполнении” [23] вторичной каверны заметно различаются. Ни теоретически, ни экспериментально не изучена роль тонких компонентов течений, создающих микрорельеф на вершине формирующегося всплеска [4] и дне каверны [23], как и быстрой конверсии потенциальной энергии, проходящей в тонком приповерхностном слое [11].

Большинство экспериментальных работ, посвященных изучению геометрии и динамики всплеска, выполнены в технике “на просвет” и ориентированы на регистрацию движения вершины струйки и вылетающей капли [5, 22]. Интерпретация данных традиционных методик визуализации течений прозрачных жидкостей со

свободными поверхностями сложной формы затрудняется влиянием каустик, потерей контрастности, переналожением и затенением части изображения [4]. Цель данной работы – проведение высокоразрешающей планарной визуализации картины течения в области контакта основания погружающегося всплеска с независимо движущейся деформируемой свободной поверхностью. В картине течения впервые идентифицирован разрыв спадающего всплеска, сопровождающийся генерацией коротких капиллярных волн на дне вторичной каверны и последующим захватом газовых пузырьков.

Методика эксперимента разрабатывалась с учетом свойств системы фундаментальных уравнений механики жидкостей [11], которая здесь для краткости не приводится. Рассматриваются макроскопические механизмы переноса энергии течением со скоростью u и волнами с групповой скоростью c_g , а также микроскопический атомно-молекулярный перенос, как медленный диссипативно-диффузионный, так и быстрый, при уничтожении свободных поверхностей сливающихся жидкостей и конверсии ДППЭ в другие формы [18]. Выделившаяся энергия сохраняется в толще жидкости в окрестности исчезнувшей контактной поверхности. Возникающие градиенты давления и температуры порождают быстрые тонкие струйки, которые наблюдаются в течение всего процесса слияния капли с принимающей жидкостью [15], начиная с первичного контакта [24]. Как показывают наблюдения, скорость первых тонких струек в пелене сливающихся жидкостей превышает на порядок скорость капли и медленно уменьшается по мере роста их толщины и размеров брызг (мелких капелек) вылетающих с вершин шипов – продолжений струек за кромкой пелены [15].

В число физических параметров, характеризующих изучаемые явления, входят плотности воздуха ρ_a и жидкости ρ_d (в данных опытах – воды и слабого водного раствора чернил), динамическая $\mu_{a,d}$ и кинематическая $\nu_{a,d} = \frac{\mu_{a,d}}{\rho_{a,d}}$ вязкости, полный σ_d^a и нормированный на плотность жидкости $\gamma_d^a = \frac{\sigma_d^a}{\rho_d}$ коэффициент поверхностного натяжения, ускорение свободного падения g ; диаметр D , площадь поверхности S_d , объем V_d , масса капли M и ее скорость U в момент контакта с принимающей жидкостью. Экстенсивная величина – энергия падающей капли, включает кинетическую $E_k = \frac{MU^2}{2}$ и ДППЭ $E_\sigma = \sigma_d^a S_d$, заключенную в приповерхностном слое толщиной порядка размера моле-

кулярного кластера δ_σ объемом $V_\sigma \approx 4\pi R^2 \delta_\sigma$, что объясняет большое различие плотностей энергий

$W_k = \frac{E_k}{V}$, $W_\sigma = \frac{E_\sigma}{V_\sigma}$. Для описания условий эксперимента обычно используются безразмерные комбинации, включающие отношения компонентов

энергий $E_R = \frac{E_\sigma}{E_k}$, их плотностей $W_R = \frac{E_\sigma V_d}{E_k V_\sigma}$ и числа

Рейнольдса $Re = \frac{UD}{\nu}$, Фруда $Fr = \frac{U^2}{gD}$, Вебера

$We = \frac{U^2 D}{\gamma}$, Онезорге $Oh = \frac{\nu}{\sqrt{\gamma D}}$, Бонда $Bo = \frac{U^2 D}{\gamma}$.

Опыты выполнены на стенде ТБП, входящем в состав УИУ “ГФК ИПМех РАН” [25]. Капли воды, разбавленных чернил или 16%-го раствора хлорного железа свободно падали с высоты $h = 53$ см (26 серий) и 60 см (6 серий) в бассейн глубиной 5 см и площадью 10×10 см² (28 серий опытов) или 30×30 см² (4 серии) с различными принимающими жидкостями – водой, разбавленными чернилами в концентрации 1 : 10, 1 : 20, 1 : 50, 1 : 1000 или 20%-м водным раствором роданида аммония (NH₄SCN). Значения физических параметров сред взяты из известных таблиц или измерены с помощью тензиометра Lauda TC-1 и вискозиметра ВПЖ-3.

Картина течения освещалась прожекторами Reulab Xenos-1000 и Optronis MultiLED, оптоволоконными источниками Schott KL2500LCD и регистрировалась видеокамерой Optronis CR300x2. Угол наклона линии наблюдения к горизонту в разных опытах составлял $\alpha = 30^\circ, 35^\circ, 40^\circ, 60^\circ, 65^\circ$ и 70° , скорость съемки – 1000, 1250, 2000, 4000 (большая часть опытов) и 10000 кадров/с.

Выборка из видеоряда, иллюстрирующая основные структурные особенности картины течений, приведена на рис. 1. Первичный контакт падающей капли с принимающей жидкостью сопровождается выбросом тонкой пелены, которую пронизывает семейство струек, выступающих в форме шипов с ее кромки (более детально течение визуализировано в [15], а на ранней стадии, в диапазоне первых микросекунд слияния – в [24]). С вершин шипов выбрасываются мелкие капельки, которые не визуализируются в данной технике эксперимента.

В течение первых $t = 47$ мс успевает сформироваться и сжаться каверна, осесть венец и появиться вершина восходящей струйки – всплеска (рис. 1). Максимальная концентрация неравномерно распределенных чернил наблюдается на вершине всплеска. В картине течения прослеживается несколько характерных типов волокнистых структур. Наиболее плотные радиальные волокна прилегают к плотно окрашенной вершине диаметром

$d_s = 5.3$ мм (структура поверхности растущего всплеска визуализирована в [4]). Замкнутая яркая линия неправильной формы вокруг основания всплеска – каустика.

По мере роста высоты основание всплеска расширяется и достигает диаметра $d_s = 15.6$ мм. Чернила собираются в вытянутых тонких полосках, состоящих из еще более тонких волокон ($t = 81$ мс). Здесь в картине течения выделены две яркие каустики: одна сложной формы на расстоянии $h = 5$ мм от верхней части кадра, вторая тонкая, нерегулярной формы – в основании всплеска. Изменения структуры распределения чернил позволяют считать каустики границей раздела жидкости, вовлеченной в всплеск (возможно взятой из приповерхностных слоев), и деформированной поверхности принимающей жидкости.

Когда возвышение всплеска сменяется спаданием, его основание начинает деформировать (продавливать) поверхность жидкости. Нижняя каустика при $t = 114.25$ мс визуализирует контур новой впадины диаметром $d_t = 9.4$ мм (диаметр всплеска на каустике $d_s = 3.9$ мм), которая формируется согласованным действием погружающегося всплеска и собственной динамикой свободной поверхности, которую определяет воздействие внутренних течений.

Боковая поверхность всплеска между каустиками покрыта мелкими кольцевыми капиллярными волнами длиной $\lambda_c \sim 0.1$ мм. Верхняя каустика смещается и при $t = 114.25$ мс отстоит на расстоянии $h = 4$ мм от верхней кромки кадра. Сохраняющаяся нижняя каустика, которая очерчивает область контакта основания всплеска с принимающей жидкостью, постепенно стягивается. Пьедестал в основании всплеска трансформируется в цилиндрический и далее в конический с заостренной вершиной. При $t = 126.75$ мс диаметр каустики составляет $d_c = 2.55$ мм, а скорость ее опускания – $u_c = 0.27$ м/с.

Нижняя часть всплеска, примыкающая к конической впадине, постепенно заостряется ($t = 138$ мс). Следы каустик прослеживаются и в области контакта заостренного основания всплеска с окружающей конической впадиной на поверхности жидкости. Всплеск отрывается от падающей капли $t = 138.5$ мс. Разрыв сопровождается образованием группы коротких капиллярных волн $\lambda = 0.45$ мм, которые сбегает вниз от верхней кромки по боковой поверхности. Диаметр центральной части несколько увеличивается и составляет $d_v = 3.32$ мм.

Тщательное рассмотрение изображений показывает, что следующая группа структурных изменений, сопровождающих отделение всплеска от дна каверны и переприсоединение, происходит в интервале $138.5 < t < 139.5$ мс. Индикатором от-

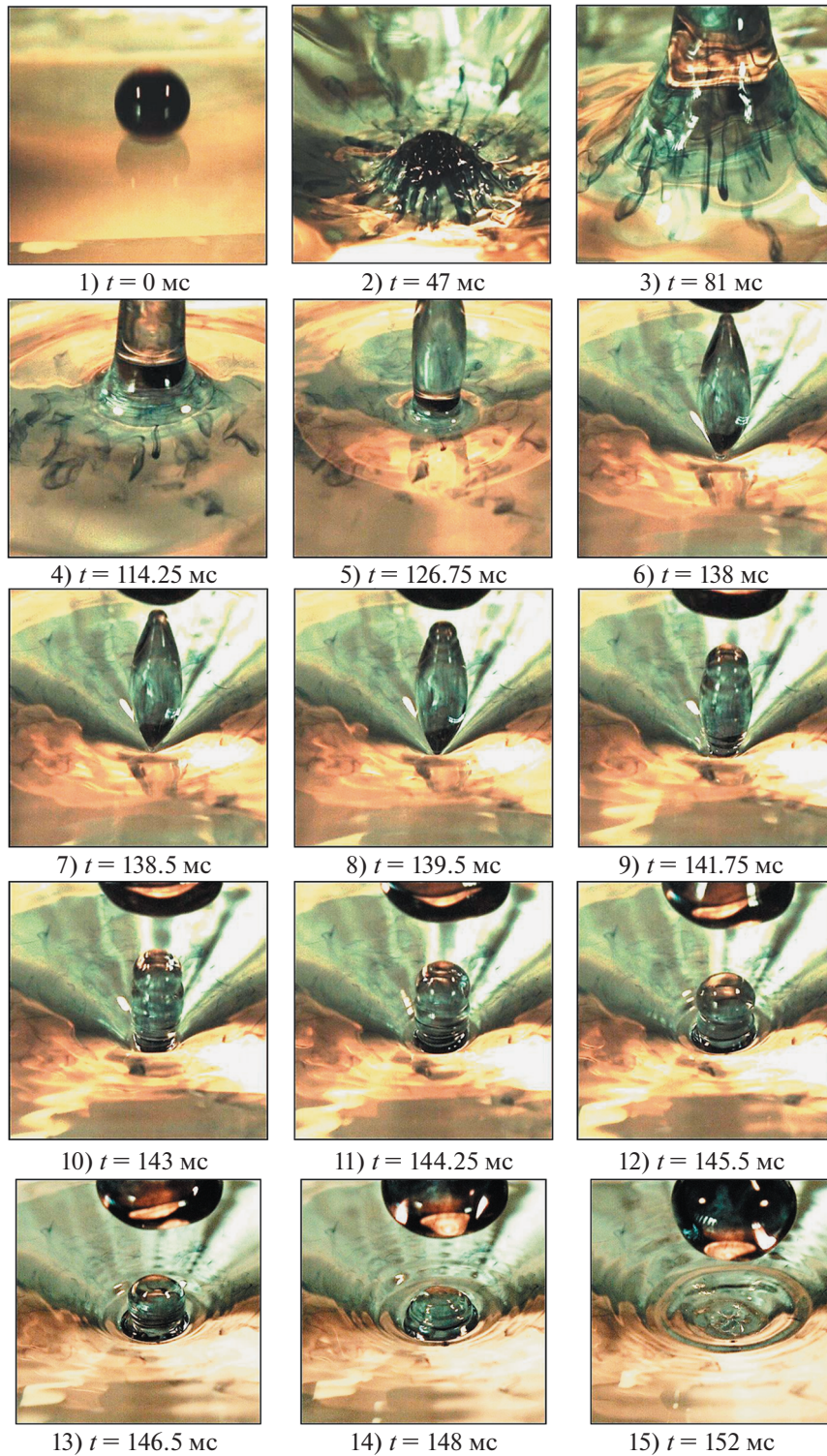


Рис. 1. Эволюция формы спадающего всплеска капли разбавленных чернил (концентрация 1 : 50) в бассейне 10×10 см² с водой глубиной $h = 3$ см ($D = 0.42$ см, $U = 3.1$ м/с, $E_{\sigma} = 4$ мкДж, $W_{\sigma} = 2.9$ мкДж/м³, $E_k = 200$ мкДж, $E_R = 48$, $W_R = 1.7 \cdot 10^{-3}$, $Re = 13300$, $Fr = 228$, $Bo = 2.5$, $Oh = 0.0018$, $We = 570$), угол визирования $\alpha = 30^\circ$ к горизонту, скорость съемки 4000 к/с: 1–15) – $t = 0.0, 47, 81, 114.25, 126.75, 138, 138.5, 139.5, 141.75, 143, 144.25, 145.5, 146.5, 148, 152$ мс.

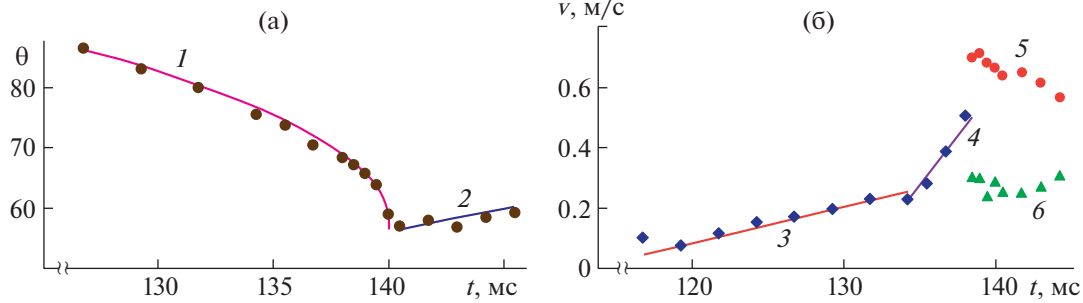


Рис. 2. Геометрия течения в основании спадающего всплеска: а – изменение полуугла раствора каверны со временем, дно каверны отрывается от всплеска при $t = 139.5$ мс, б – скорости компонентов течений: кривые 1, 2 – полуугол при вершине конической каверны в стадии разрыва и присоединения всплеска, 3, 4 – скорость опускания контактной перемычки, 5, 6 – скорости вершины всплеска и вторичной капли.

рыва его основания от поверхности жидкости служит погашение каустики и ее слияние с фоном. Одновременно на нижней кромке всплеска появляются короткие капиллярные волны. Верхняя кромка всплеска выглаживается и приобретает сферическую форму диаметром $d_s = 1.57$ мм. От основной части всплеска она отделена перемычкой – впадиной бегущей капиллярной волны.

Сравнение кадров при $t = 143.0; 144.25; 145.5$ мс показывает, что форма сливающегося всплеска продолжает усложняться – его нижняя часть переходит в расширяющееся основание. Диаметры остатка всплеска и внешней границы области слияния увеличиваются, растут и амплитуды кольцевых волн длиной $\lambda_c \approx 0.5$ и 0.51 мм на его поверхности.

По поверхности конической каверны вверх от области слияния всплеска распространяется группа кольцевых капиллярных волн длиной $\lambda_c \approx 0.54, 0.62$ и 0.74 мм, которая занимает основную часть конической впадины ($t = 145.5$ мс).

Постепенно волны деформируют первоначально гладкую поверхность всплеска и всю поверхность внешней конической каверны в поле наблюдения ($t = 148$ мс). Изменчивость формы возвращающейся капли (сплюсненной при $t = 143$ мс, нерегулярная при $t = 145.5$ мс и грушевидной при $t = 152$ мс) – свидетельство выраженности высоких номеров мод рэлеевских осцилляций, образовавшихся при отрыве капли.

Изменения динамики течения иллюстрируют следующие особенности его геометрии. В стадии погружения всплеска окружающая коническая каверна углубляется, полуугол при ее вершине монотонно убывает со временем $\theta^\circ(t) = 7.8(140 - t)^{0.5} + 58$, $[t] = \text{мс}$, в интервале $126 < \Delta t < 140$ мс (рис. 2, кривая 1).

После отрыва всплеска от дна каверны форма свободной поверхности резко меняется. Углубление каверны прекращается, а полуугол при вер-

шине начинает монотонно расти со временем $\theta^\circ(t) = 0.73t - 46$, $[t] = \text{мс}$, $\Delta t = 141 \dots 147$ мс (рис. 2, кривая 2). Диаметр восстановившейся области контакта остатка всплеска и конической поверхности жидкости начинает быстро увеличиваться. Нижняя часть всплеска покрывается короткими капиллярными волнами, при $t = 141.75$ мс их длина составляет $\lambda_c \approx 0.66$ и 0.78 мм. Волны в верхней части всплеска под сферическим оголовком более длинные $\lambda_c \approx 0.98$ и 2.13 мм.

Изменение диаметра области контакта утончающегося всплеска с принимающей жидкостью, приведенное на рис. 3 (кривая 7), аппроксимируется формулой $d_v(t) = 0.8(138.5 - t)^{0.5}$, $[d_v] = \text{мм}$, $[t] = \text{мс}$, в интервале $113 < t < 138.5$ мс.

Остаток всплеска, от которого при $t = 137$ мс оторвалась капля, а при $t = 138.5$ мс отсоединилась погружающаяся свободная поверхность жидкости, начинает стягиваться, при этом его высота линейно уменьшается $h(t) = -0.54(t - 138.5) + 9$, $[h] = \text{мм}$, $[t] = \text{мс}$, в интервале $138.5 < t < 145$ мс (рис. 3, кривая 8).

Следует подчеркнуть, что скорость собственного движения поверхности жидкости в отдельных областях контакта с основанием всплеска заметно превышает скорость движения его нижней

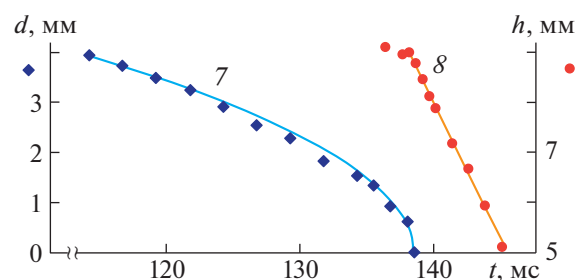


Рис. 3. Изменение диаметра контактного перешейка (7) и высоты всплеска со временем (8).

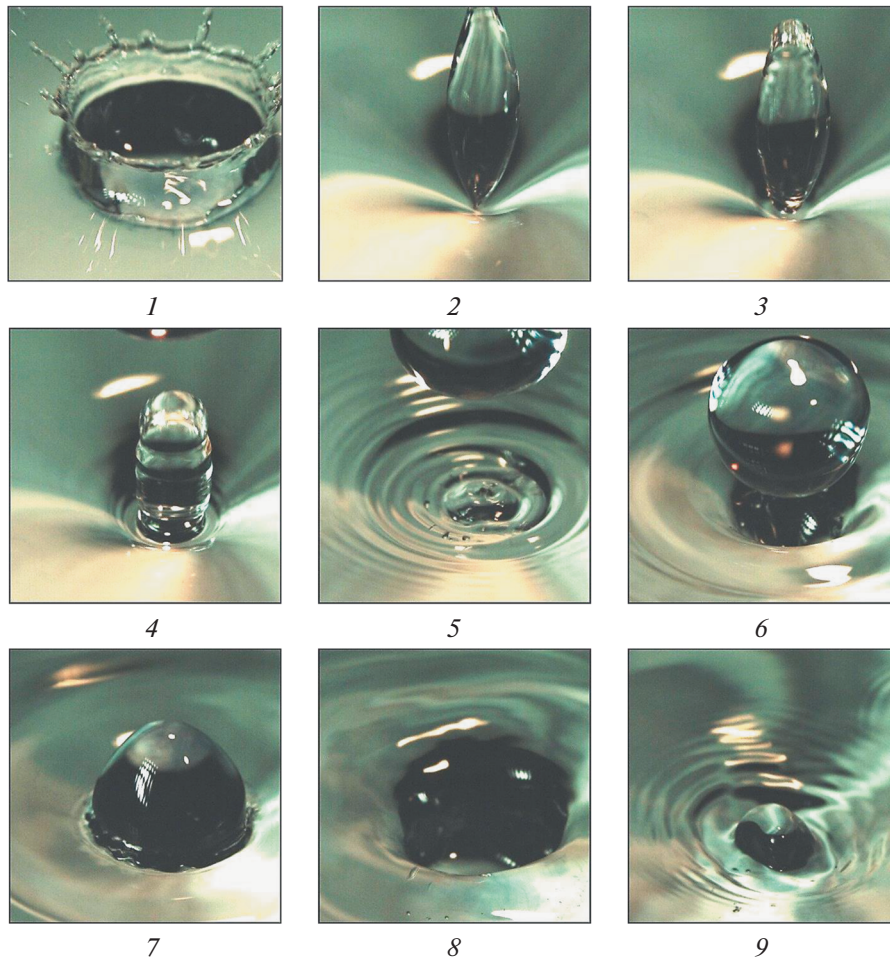


Рис. 4. Отрыв спадающего всплеска от осциллирующей свободной поверхности принимающей жидкости в бассейне $30 \times 30 \text{ см}^2$ с водой глубиной $h_w = 5.0 \text{ см}$ (угол визирования $\alpha = 35^\circ$ к горизонту, скорость съемки 4000 к/с, условия опытов приведены на рис. 1, кадры 1–9): $t = 2.5, 138, 142, 146, 154, 165, 171, 188, 210 \text{ мс}$.

кромки. Неоднородность движения поверхности подчеркивают формирующиеся на данной стадии течения быстрые короткоживущие впадины и тонкие выступающие струйки (шпиы) в центре впадины.

На фоне изменчивости отдельных элементов картины течения, отражающей влияние таких неконтролируемых факторов, как вариабельность формы подлетающей капли, зависящей от модального состава осцилляций или волн на ее поверхности и взаимодействия с воздушной средой, состояния поверхности принимающей жидкости, на которой формируется сетчатый микроузор оседающей лабораторной пыли, общий характер течения сохраняется от опыта к опыту.

В качестве примера повторяемости компонентов течений на рис. 4 приводится выборка кадров погружения всплеска в бассейне большего размера $30 \times 30 \text{ см}^2$ со слоем воды глубиной $h_w = 5.0 \text{ см}$

(остальные условия опытов те же, что и на рис. 2). Линия визирования наклонена под углом $\alpha = 35^\circ$ к горизонту, расположение светильников выбиралось из условия минимизации контрастности фантомных изображений (тень всплеска можно разглядеть в центре кадров на рис. 1 в интервале $126.75 < t < 144.25 \text{ мс}$).

В стадии формирования и схлопывания первичной каверны визуализируется венец с бочкообразной боковой поверхностью и постепенно утолщающейся кромкой, капиллярные волны, тонкие вылетающие струйки – шпиы и брызги с их вершин (на передней части рисунка им соответствуют светлые штрихи). Дно каверны и боковые поверхности венца на первой фотографии на рис. 4, $t = 2.5 \text{ мс}$ затенены.

На двух следующих кадрах показана форма свободной поверхности в стадии эволюции вторичной каверны конической формы, образующейся при погружении основания деформирующей

шегося всплеска. Заостренное основание всплеска с кольцевыми капиллярными волнами длиной $\lambda_c = 0.1$ и 0.15 мм касается вершины конической каверны при $t = 138$ мс. Несколько миллисекунд, в течение которых всплеск не касается поверхности жидкости, глубина каверны практически не меняется.

При $t = 142$ мс, когда основание всплеска вновь соприкасается с поверхностью жидкости, глубина каверны начинает быстро убывать, дно уплощается: диаметр диска составляет $d_c = 2$ мм. Диаметр расплывающегося заостренного основания всплеска в кадре составляет $d_s = 1.4$ мм. Длина капиллярных волн, бегущих по его поверхности вверх от области слияния, равна $\lambda_c = 0.15$ и 0.14 мм. Волны у вершины остатка всплеска части более длинные – $\lambda_c = 0.46, 0.51, 0.52$ мм. Вершина всплеска начинает скругляться, здесь радиус кривизны $R_s = 0.92$ мм. Значения высоты и максимального диаметра всплеска d_s^m после его отрыва перед началом повторного слияния приведены в табл. 1.

На данной стадии растекание всплеска происходит на фоне уменьшения глубины вторичной каверны, плоское дно которой продолжает расширяться: при $t = 146$ мс диаметр каверны составляет $d_c = 4.2$ мм, диаметр всплеска в области слияния $d_s = 3.0$ мм. Вверх по внутренней конической поверхности каверны бегут капиллярные волны длиной $\lambda_c = 0.32, 0.42$ мм. Волны на поверхности остатка всплеска становятся существенно нелинейными с плавными гребнями и заостренными впадинами (перетяжками). Длина волн в верхней части всплеска $\lambda_c = 0.85$ и 0.76 мм, в центре – $\lambda_c = 0.53$ и 0.45 мм, самые короткие – у основания всплеска $\lambda_c = 0.43$ и 0.26 мм.

С завершением полного погружения всплеска, когда вся поверхность жидкости покрывается капиллярными волнами различной длины $\lambda_c = 0.73, 0.76, 0.76, 0.82, 0.71, 0.94, 0.46$ мм, при $t = 154$ мс, в центре течения выделена окружность диаметром $d_s = 3.4$ мм, в центре которой наблюдается тонкая струйка, окруженная мелкой впадиной диаметром $d_c = 1.48$ мм. На расстоянии $\Delta R = 2.3$ мм от центра всплеска находится группа из четырех газовых пузырьков. Еще несколько групп более мелких пузырьков располагаются ближе к центру течения.

Полное погружение всплеска сопровождается формированием новой каверны. Энергичные вертикальные движения поверхности жидкости приводят к формированию глубокой узкой каверны, диаметр которой составляет $d_c = 9.6$ мм при $t = 165$ мс. Светлые пятна на темном фоне дна каверны – газовые пузырьки. Передняя часть стен-

Таблица 1

t , мс	138	140	142	144	146	148
h_s , мм	11	10.42	9.8	8	6.9	5.54
d_s^m , мм	3.22	3.25	3.33	3.38	3.5	3.6

ки каверны выглядит гладкой, поскольку распространяющиеся капиллярные волны выходят из области наблюдения. Несколько вытянутая к нижней кромке капля играет роль линзы, и в левой верхней части ее изображения видна группа полос, визуализирующая капиллярные волны на конической стенке каверны. Под каплей располагается глубокая впадина, которой соответствует темное пятно.

Поверхность жидкости не успевает выровняться к приходу возвращающейся капли, которая принимает вытянутую форму под действием собственных осцилляций. Соприкосновение капли с деформированной поверхностью принимающей жидкости происходит в окрестности ее главного диаметра при $t = 171$ мс. Совместное действие кинетической энергии капли и освобождающаяся при слиянии жидкостей ДППЭ порождает интенсивные мелкомасштабные возмущения в слое шириной 0.5 мм с неоднородностями масштабом $\delta \sim 1$ мм. По поверхности каверны бегут кольцевые капиллярные волны длиной $\lambda_c = 0.19, 0.17$ и 0.13 мм.

Со временем течение теряет регулярность, форма конической впадины заметно искажается. Во всем поле наблюдения при $t = 188$ мс визуализируются газовые пузырьки. В течении выражены мелкомасштабные возмущения. В центре конической впадины при $t = 210$ мс наблюдается стример – короткая центральная струйка диаметром $d_s = 3.7$ мм и высотой $h_s = 2$ мм. Стенки каверны покрыты капиллярными волнами длиной $\lambda_c = 0.85, 0.66, 0.54, 0.54, 0.5, 0.42$ мм.

Совмещение данных планарной (рис. 4) и боковой визуализации (рис. 3 [23]), приведенных на рис. 5, иллюстрирует влияние процессов быстрой передачи энергии [11] на структуру и динамику течений импакта капли. При первоначальном контакте капли с жидкостью освобождающаяся при уничтожении свободных поверхностей ДППЭ способствует растеканию капли по поверхности каверны с формированием быстрых тонких струек, шипов и групп капель [15].

Освобождающаяся ДППЭ при погружении всплеска и формировании второй конической каверны вызывает образование быстрых радиально расходящихся приповерхностных течений, которые истончают всплеск и вызывают отрыв его основания от дна каверны. На несколько миллисекунд глубина каверны стабилизируется, а затем

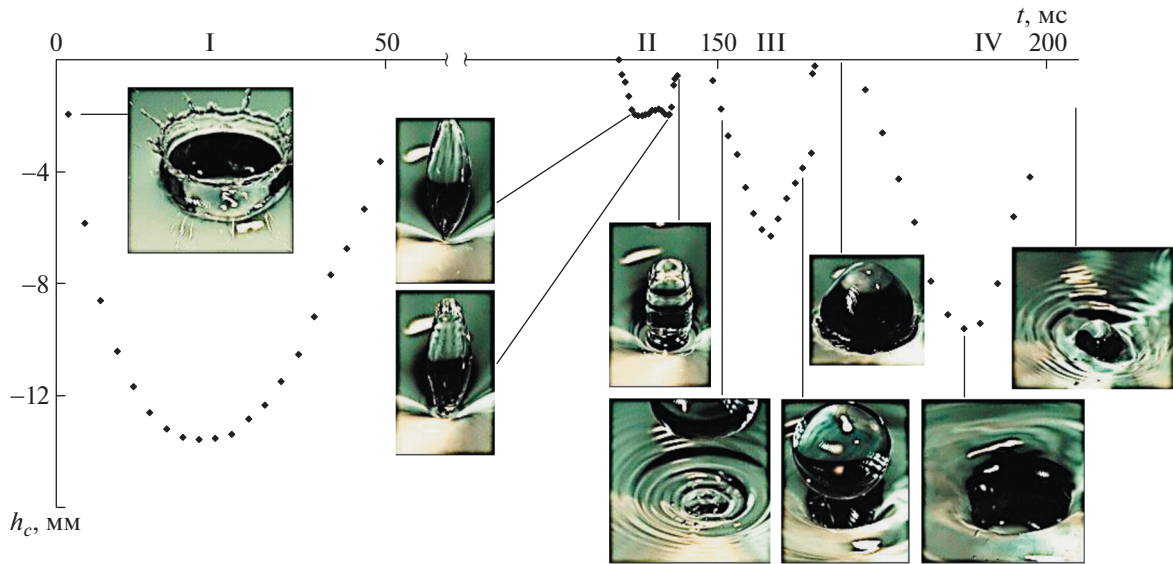


Рис. 5. График изменения глубины каверны [23, рис. 3], совмещенный с планарными фотографиями картины течения на рис. 4.

начинает резко убывать в течение ~ 700 микросекунд.

Слившийся с деформированной поверхностью принимающей жидкости всплеск продолжает растекаться и формировать новую каверну, достигающую максимальной глубины 6.3 мм при $t = 158$ мс. Возвращающаяся капля касается боковой поверхностью стенок спадающей каверны и порождает новую группу активных течений, искажающих форму растущей каверны. Стадии быстрой перестройки структуры течений сопровождаются генерацией групп капиллярных волн на дне и стенках каверны, перекрытие впадин которых спадающим всплеском возвращающейся каплей порождает газовые полости сложной формы [18]. Пустоты могут и трансформироваться в гладкие газовые пузыри, и разрываться быстрыми течениями с образованием тонких перемычек и возбуждением акустических волн.

Отрыв погружающегося всплеска и бегущие вверх по стенке конической каверны деформированной поверхности жидкости сопутствующие капиллярные волны наблюдались во всех проведенных опытах в данной постановке.

БЛАГОДАРНОСТИ

Эксперименты проведены на стендах УИУ “ГФК ИПМех РАН”.

ИСТОЧНИК ФИНАНСИРОВАНИЯ

Работа выполнена по теме государственного задания (№ госрегистрации АААА-А20-120011690131-7).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Thomson J.J., Newall H.F. On the formation of vortex rings by drops falling into liquids, and some allied phenomena // Proc. R. Soc. London. 1885. V. 29. P. 417–436. <https://doi.org/10.1098/rspl.1885.0034>
2. 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. V. 189. P. 137–148. <https://doi.org/10.1098/rsta.1897.0005>
3. Shin J., McMahon T.A. The tuning of a splash // Physics of Fluids A. 1990. V. 2. P. 1312–1317. <https://doi.org/10.1063/1.857581>
4. Чапечкин Ю.Д. Визуализация тонкой структуры возмущений поверхности жидкости течениями, вызванными упавшей каплей // Прикладная математика и механика. 2019. Т. 83. № 3. С. 403–412. <https://doi.org/10.1134/S0032823519030032>
5. Castillo-Orozco E, Davanlou A., Choudhury P.K., Kumar R. Droplet impact on deep liquid pools: Rayleigh jet to formation of secondary droplets // Phys. Rev. 2015. E92, 053022. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.92.053022>
6. Ogawa A., Utsuno K., Mutou M., Kouzen S., Shimotake Y., Satou Y. Morphological study of cavity and Worthington jet formations for newtonian and non-newtonian liquids // Particulate Science and Technology, 2006. V. 24. P. 181–225. <https://doi.org/10.1080/02726350500544224>
7. Майер В.В. Кумулятивный эффект в простых опытах. 1989. М.: Наука, 194 с.
8. Cai Y.K. Phenomena of a liquid drop falling to a liquid surface // Experiments in Fluids 1989. V. 7. P. 388–394. <https://doi.org/10.1007/BF00193420>

9. Michon G.-J., Josserand C., Séon T. Jet dynamics post drop impact on a deep pool // *Phys. Rev. Fluids*. 2017. 023601. <https://doi.org/10.1103/PhysRevFluids.2.023601>
10. Ray B., Biswas G., Sharma A. Regimes during liquid drop impact on a liquid pool // *J. Fluid Mech.* 2015. V. 768. P. 492–523. <https://doi.org/10.1017/jfm.2015.108>
11. Chashechkin Y.D. Foundations of engineering mathematics applied for fluid flows // *Axioms*. 2021. V. 10. P. 286. <https://doi.org/10.286.10.3390/axioms10040286>
12. Veron F. Ocean Spray // *Annual Review of Fluid Mechanics*. 2015. V. 47. P. 507–538. <https://doi.org/10.1146/annurev-fluid-010814-014651>
13. Bourouiba L. The fluid dynamics of disease transmission // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 2021. V. 53. P. 473–508. <https://doi.org/10.1146/annurev-fluid-060220-113712>
14. Bhagat R.B., Wykes M.S.D., Dalziel S.B., Linden P.F. Effects of ventilation on the indoor spread of COVID-19 // *J. Fluid Mech.* 2020. V. 903. F1. <https://doi.org/10.1017/jfm.2020.720>
15. Чашечкин Ю.Д., Ильиных А.Ю. Множественные выбросы брызг при ударе капли // Доклады РАН. Физика, технические науки. 2020. Т. 494. С. 42–46. <https://doi.org/10.31857/S2686740020050181>
16. Zhu G.Z., Li Z.H., Fu D.Y. Experiments on ring wave packet generated by water drop // *Chin. Sci. Bull.* 2008. V. 53. P. 1634–1638. <https://doi.org/10.1007/s11434-008-0246>
17. Руденко О.В. Разрушение сингулярности профиля сильно нелинейной волны в диссипативной среде // Доклады РАН. Физика, технические науки. 2020. Т. 492. № 1. С. 63–67.
18. 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. <https://doi.org/10.18698/1812-3368-2021-1-73-92>
19. Prosperetti A., Oguz H.N. The impact of drops on liquid surfaces and the underwater noise of rain // *Annu. Rev. Fluid Mech.* 1993. V. 25. P. 577–602. <https://doi.org/10.1146/annurev.fl.25.010193.003045>
20. Чашечкин Ю.Д., Прохоров В.Е. Тонкая структура акустических сигналов, вызванных падением капли на водную поверхность // ДАН. 2015. Т. 463. № 5. С. 538–542.
21. 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 // *Phys. Fluids*. 2020. V. 32. 062004. <https://doi.org/10.1063/5.0010464>
22. Wang A., Kuan C., Tsai P. Do we understand the bubble formation by a single drop impacting upon liquid surface? // *Physics of Fluids*. 2013. V. 25. 101702. <https://doi.org/10.1063/1.482248>
23. Чашечкин Ю.Д., Ильиных А.Ю. Эволюция формы последовательных каверн импакта свободно падающей капли // Доклады РАН. Физика, технические науки. 2022. Т. 502. С. 25–33. <https://doi.org/10.31857/S2686740021060055>
24. Li E.Q., Thoraval M.-J., Marston J.O., Thoroddsen S.T. Early azimuthal instability during drop impact // *J. Fluid Mech.* 2018. V. 848. P. 821–835. <https://doi.org/10.1017/jfm.2018.383>
25. УИУ “ГФК ИПМех РАН”: Гидрофизический комплекс для моделирования гидродинамических процессов в окружающей среде и их воздействия на подводные технические объекты, а также распространения примесей в океане и атмосфере. <http://www.ipmnet.ru/uniquequip/gfk/#equip>.

RUPTURE OF A FALLING SPLASH—A DYNAMIC TRACE OF THE FREE FALLING DROP MERGING WITH A TARGET FLUID AT REST

Yu. D. Chashechkin^a and A. Yu. Ilyikh^a

^a*Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

Presented by Academician of the RAS D.M. Klimov

The evolution of a falling splash shape of a free falling drop (diameter $D = 0.42$ cm, contact velocity $U = 3.1$ m/s) in the mode of active generation of sound packets was traced by the method of high-speed video recording. In the process of spreading, the shape of the splash is continuously transformed. During the formation of the second cavity, the splash base is detached from the bottom of the depression of the deformed surface of the target fluid. The third cavity is formed when the splash tip is submerged. The fourth cavity is formed by a returning drop that had previously escaped from the top of the splash, which touches with the walls of the remnant of the third cavity by the side surface. The shape of the last cavity is distorted by fine flows, which are accelerated by the processes of rapid conversion of the available potential surface energy (APSE) during the elimination of the free surfaces of the merging fluids. The rupture of the base of the falling splash was observed in all experiments of this series.

Keywords: drop, cavity, splash, waves, gas bubbles