

УДК 532.529

## ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗРУШЕНИЯ КАПЛИ ЗА УДАРНОЙ ВОЛНОЙ ПО МЕХАНИЗМУ СРЫВА ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

С. В. Поплавский

Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН,  
630090 Новосибирск, Россия  
E-mail: s.poplav@itam.nsc.ru

Рассмотрены физические основы процесса разрушения капель в потоке за проходящей ударной волной по одному из срывных механизмов — срыв жидкого пограничного слоя. Анализ выполнен на основе данных высокоскоростной теневой визуализации поведения капли за ударной волной в диапазоне значений числа Вебера  $We = 200 \div 2200$ , измерений периода индукции разрушения и регистрации характера уноса массы. Сформулированы условие неустойчивости поверхности жидкости по механизму срыва пленки и критерий распада межфазной границы с использованием параметров сопряженного пограничного слоя в жидкости. На основе этого, а также с учетом данных предыдущих исследований получена зависимость времени задержки разрушения капли по этому механизму от характеристик жидкости и параметров потока.

**Ключевые слова:** аэродинамическое разрушение капель, ударные волны, механизм срыва жидкого пограничного слоя, параметрический анализ.

DOI: 10.15372/PMTF20220305

**Введение.** Исследование взаимодействия капли с ударной волной (УВ) является фундаментальной задачей физической газодинамики, в частности динамики и тепломассообмена в многофазных потоках. Данная задача аналогична задаче о внезапном попадании капли в газовый поток, однако ни в каком потоке капля не подвергается такому резкому аэродинамическому нагружению, как в потоке за проходящей УВ [1–3]. Тем не менее в обоих случаях имеет место один и тот же сложный комплекс взаимосвязанных процессов: ускорение капли, деформация по одному из известных типов и распад при определенных условиях до состояния спрея. Совокупность этих процессов называется вторичным аэродинамическим разрушением капель (первичным разрушением считается образование капель различным образом, например вследствие разрушения жидких струй или пленок) [1–3].

Задача о взаимодействии капли с УВ актуальна как в научном, так и прикладном плане, например для защиты деталей планера и двигателей сверхзвуковых летательных аппаратов от капельной эрозии при полете в зоне осадков [4, 5]. Также представляет интерес исследование капель жидких углеводородов в УВ для решения проблемы пожаро- и взрывобезопасности в нефтяной отрасли [1, 6]. В указанных задачах характер изменения газодинамических параметров на скачке различается, однако имеется важное сходство:

---

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2021–2023 гг. (код проекта 121030500158-0).

© Поплавский С. В., 2022

в них рассматриваются “сильные” УВ со сверхзвуковым переходом на скачке и большими градиентами давления, плотности и температуры газа. Наиболее широкий диапазон определяющих параметров и режимов распада капель исследован в экспериментах с УВ [4–13].

Интерес к изучению разрушения капли в УВ обусловлен тем, что момент прохождения фронта УВ через каплю и ее начальное положение точно фиксируются высокоскоростными средствами визуализации [6–10, 14], а регистрация дальнейшего развития процесса позволяет получить его пространственно-временные характеристики. Характерное время наблюдения составляет порядка 500–1000 мкс; в течение этого времени в лабораторных ударных трубах с каналом низкого давления длиной 5 ÷ 7 м за фронтом УВ существует квазистационарное течение, а основные процессы до начала разрушения капли протекают приблизительно за такое же время. Достаточная детализация поведения капли в течение этого времени возможна при съемке 20–30 кадров с интервалом 30 ÷ 20 мкс. Этим требованиям удовлетворяет система высокоскоростной теневой визуализации на основе лазерного стробоскопического источника света, созданная в Институте теоретической и прикладной механики (ИТПМ) СО РАН в 80-х гг. XX в. и используемая в экспериментальной установке “Ударная труба УТ-4М” [9, 10, 14]. На этом комплексе выполнен большой цикл исследований динамики и деформации капель различных жидкостей в УВ [7, 8], нестационарного поля течения газа вблизи капли и в ее следе при деформации [9, 10], двух типов срывного разрушения капли, задержки разрушения и морфологических особенностей очагов массоуноса [9].

В работах [4, 5, 11, 12] заложены основы и подходы к исследованию задачи о взаимодействии капли с УВ. В работах современных школ [15, 16] используются новые методы диагностики, в частности высокоскоростные цифровые камеры, и новые подходы к постановке экспериментов, например в разреженных газах с “растягиванием” физического времени процесса. Таким образом, накоплен большой массив данных по теме исследования. Однако в настоящее время отсутствует физическая модель разрушения поверхности раздела газовой и жидкой фаз как основного фактора уноса массы при срывных режимах.

Целью настоящей работы является построение физической модели разрушения капель по механизму срыва жидкого пограничного слоя с использованием полученного гидродинамического критерия распада межфазной границы в очагах массоуноса жидкости и параметрического анализа его следствий.

**Определяющие параметры взаимодействия капли с потоком и типы распада.** Исследования взаимодействия капли с проходящей УВ проводятся по двум основным направлениям.

В рамках первого направления в опытах на ударных трубах решаются такие специфические задачи, как изучение самовоспламенения жидких углеводородов при ударном сжатии в “сильных” УВ [1, 6]. В потоке за фронтом поведение капли имеет особенности, обусловленные малым временем  $t_1$  перехода капли из состояния покоя в движение с газовым потоком. В течение времени  $t_1$  происходит аэродинамическое нагружение капли и формируется поле течения вблизи нее и в аэродинамическом следе [9, 10]. Это наиболее выражено в сверхзвуковом потоке за фронтом УВ. Так, поток со скоростью  $U$  обтекает каплю размером  $d$  за время  $t_d \approx d/U$  (при  $d \approx 2 \cdot 10^{-3}$  м,  $U \geq 340$  м/с  $t_d \leq 6$  мкс), а с учетом длины аэродинамического следа время установления обтекания равно  $t_1 \approx 5t_d \leq 30$  мкс. В настоящее время такая ранняя стадия взаимодействия капли с УВ не доступна для наблюдения, и все данные о процессах, происходящих в этот период, получены путем численного моделирования. К ним относятся взаимодействие фронта УВ с каплей, внутреннее течение жидкости на ранней стадии деформации, развитие в капле акустического поля, возбуждаемого фронтом УВ в течение времени  $t_d$  [17–19] и др.

Вообще говоря, обтекание капли не становится стационарным в течение всего времени ее существования за УВ, поле течения постоянно перестраивается вследствие ее ускорения, деформации и массоуноса [8–10]. При попадании продуктов дробления в прилегающий к капле газ параметры двухфазной смеси (плотность и скорость звука) также изменяются. Таким образом, время  $t_1$  — это время задержки перестройки потока, обусловленной изменением формы капли и физических характеристик потока. Кроме того, в сильных УВ со сверхзвуковым потоком за фронтом перед каплей формируется головной скачок, а при его интерференции с фронтом УВ процесс формирования дальнего следа за каплей еще более усложняется [4, 17, 19].

Второе направление исследований в УВ, не связанное с ударным воздействием на каплю, основано на том, что проходящая УВ — это способ генерации потока, в котором все параметры определяются по набору начальных данных и скорости фронта УВ [4, 20]. Варьируя начальные параметры рабочего и толкающего газов, можно контролировать условия эксперимента в широком диапазоне значений параметров течения и моделировать взаимодействие капли с потоком независимо от его ударно-волновой природы. Будем полагать, что определяющие параметры взаимодействия капель с УВ такие же, как и для любых стационарных потоков. В случае маловязких жидкостей основным параметром является число Вебера, учитывающее соотношение аэродинамической силы и поверхностного натяжения:

$$We = \rho_g U_g^2 d / \sigma, \quad (1)$$

где  $\rho_g$ ,  $U_g$  — плотность и скорость газа;  $d$  — диаметр капли;  $\sigma$  — поверхностное натяжение жидкости. Для учета вязкости жидкости и газа используются также число Онезорге  $Oh = \mu_l / (\rho_l \sigma d)^{0,5}$  и число Рейнольдса  $Re = \rho_g U_g d / \mu_g$  ( $\mu_l$ ,  $\rho_l$  — вязкость и плотность жидкости;  $\mu_g$  — вязкость газа). Однако для классификации типов аэродинамического дробления капель маловязких жидкостей ( $Oh < 0,01$ ) в первую очередь использовалось число Вебера и учитывались следующие морфологические признаки [1, 11]:

- 1) вибрационное разрушение ( $8 < We < 12$ );
- 2) разрушение по типу “парашют” ( $12 < We < 50$ );
- 3) разрушение по типу “парашют со струйкой” ( $50 < We < 100$ );
- 4) срыв жидкого пограничного слоя с экватора капли ( $100 < We < 350$ );
- 5) срыв волн на наветренной поверхности капли ( $350 < We < 10^3$ );
- 6) взрывное разрушение ( $We > 10^3$ ).

Из данных шести режимов аэродинамического дробления капель для УВ ( $We \geq 100$ ) наиболее характерны режимы 4–6, а в настоящей работе рассматриваются физические основы распада капли по механизму “срыва пограничного слоя” (режим 4). Известна также другая классификация режимов дробления, которая основана не на морфологии капли, а на физических механизмах взаимодействия газового потока с поверхностью жидкости. Согласно [2, 16, 17] многообразие видов деформации капель можно объяснить развитием на границе раздела жидкой и газовой фаз двух типов неустойчивости: Рэлея — Тейлора и Кельвина — Гельмгольца. Согласно этой классификации срывные режимы (режимы 4 и 5) определяются развитием неустойчивости Кельвина — Гельмгольца.

Еще одним практически важным и измеряемым в экспериментах параметром процесса является период индукции массоуноса  $t_i$ . Для проведения фундаментальных исследований необходимо сравнить результаты, полученные с помощью теоретических моделей или численного моделирования, с экспериментальными данными, например для параметра  $t_i$ , однако объяснение механизма срывного разрушения капель до сих пор отсутствует. Известна лишь эмпирическая оценка периода индукции капли  $t_i$ , полученная по данным многочисленных экспериментов [1–3, 9–13]. Для маловязких жидкостей эту оценку мож-

но представить в виде  $t_i \approx kt_0$ . Здесь  $t_0$  — постоянная времени взаимодействия капли с потоком [1, 5, 13, 21, 22]:

$$t_0 = \frac{d}{U_g} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}}. \quad (2)$$

В различных работах значения коэффициента  $k$  несколько различаются ( $k = 0,3 \div 0,4$ ), что обусловлено, по-видимому, использованием разных методов регистрации, а также применением упрощенного подхода к исследованию задачи (в (2) не учитываются такие важные характеристики, как вязкость газа и жидкости, определяющие формирование сопряженных пограничных слоев по обе стороны от границы раздела фаз). В работе [21], в которой приводится наиболее строгий вывод параметра  $t_0$  из “уравнения нестационарного течения жидкости”, жидкость полагается идеальной и пренебрегается вязким членом уравнения.

Тем не менее стадии разрушения капли (период индукции  $t_i \approx kt_0$ , время полного разрушения  $5t_0$ ) хорошо коррелируют со значением параметра взаимодействия капли с потоком  $t_0$ . Можно показать, что время  $t_0$  представляет собой динамический параметр, учитывающий только инерцию газовой и жидкой сред. Действительно, из работ [5, 8, 19, 22, 23] известно, что в потоке за УВ кривая зависимости перемещения капли от времени близка к параболе:  $x \approx At^2/2$ , т. е. ускорение  $A \approx \text{const}$ . При этом условии из уравнения движения капли в потоке за УВ также получается квадратичная зависимость длины пути от времени:

$$\rho_l \frac{\pi d^3}{6} A = C_x \frac{\pi d^2}{4} \frac{\rho_g u^2}{2}, \quad A = \frac{3}{4} C_x \frac{\rho_g}{\rho_{liq}} \frac{u^2}{d}, \quad x = \frac{3}{8} C_x \frac{\rho_g}{\rho_{liq}} \frac{u^2}{d} t^2,$$

где  $u$  — скорость капли относительно газа;  $C_x$  — аэродинамическое сопротивление. Разделив обе части последнего уравнения на  $d$ , получаем уравнение для “параболической” траектории капли в безразмерном виде

$$\frac{x}{d} = \frac{3}{8} C_x \frac{\rho_g}{\rho_l} \frac{u^2}{d^2} t^2 \quad \text{или} \quad \frac{x}{d} = \frac{3}{8} C_x \left(\frac{t}{t_0}\right)^2. \quad (3)$$

Время  $t_0$  в (3) является той же величиной, что и в определении (2), но полученной не из “уравнения нестационарного течения жидкости”, как в работе [21], а из простых кинематических соотношений. Таким образом, основными параметрами распада маловязких жидкостей в потоке за проходящей УВ являются число Вебера  $We$  и три характерных времени процесса:  $t_d \approx d/U_g$ ,  $t_0 = d/U_g(\rho_l/\rho_g)^{0,5}$ ,  $t_i \approx kt_0$ , имеющие большое практическое значение и используемые для параметрического анализа результатов экспериментов.

#### **Экспериментальное измерение периода индукции разрушения капель в УВ.**

Вопрос о том, что постоянная времени  $t_0$  (2) не зависит от вязкости газа и жидкости, до сих пор не ставился. Поскольку жидкости различаются не только плотностью, но и вязкостью и поверхностным натяжением, в настоящей работе предлагается зависимость периода индукции массоуноса от числа Вебера  $t_{br} = t_{br}(We)$  в качестве альтернативы оценке  $t_i$  с помощью постоянной времени  $t_0$  (2).

В экспериментах в ударной трубе УТ-4М исследовались вода, этиловый спирт, ацетон, тридекан и гексан в диапазоне значений  $We = 200 \div 5000$ . С использованием метода высокоскоростной киносъемки на основе лазерного стробоскопического источника света получены теневые изображения взаимодействия капель маловязких жидкостей с проходящей УВ. Регистрация проводилась с помощью высокоскоростной камеры ЖФР-1: изображение исследуемой области через зеркальную призму фокусируется на круговой сектор неподвижной киноплёнки высокого разрешения КН-2, интервал между кадрами ( $\Delta t = 30$  мкс) задается стробоскопическим источником света, а пространственное разделение кадров выполняется путем вращения зеркальной призмы. В каждом опыте было получено 20–25 снимков,

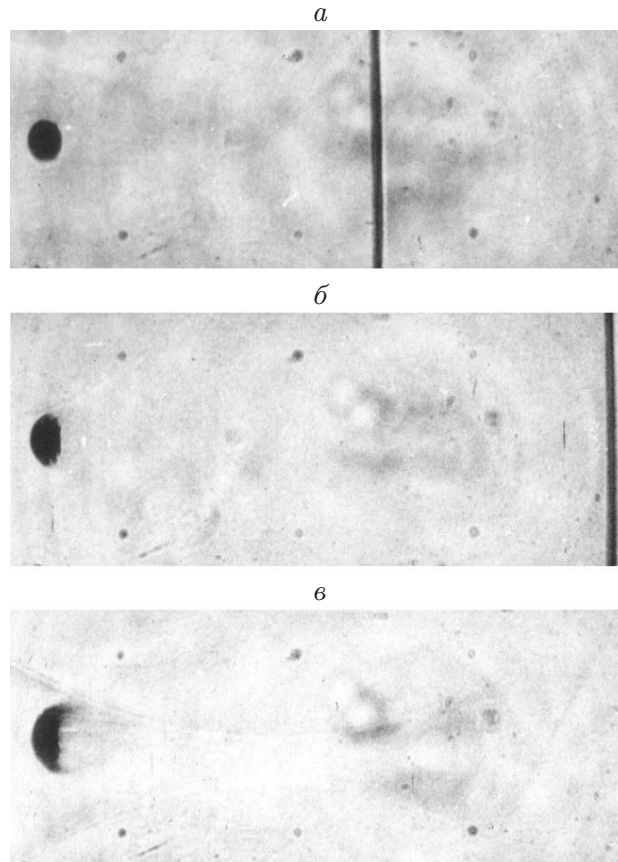


Рис. 1. Фрагмент серии теневых фотографий деформации и разрушения капли спирта за УВ при  $U_g = 157$  м/с,  $We = 5 \cdot 10^3$  и различных значениях времени пребывания в потоке:

$a$  —  $t_2 = 50$  мкс (кадр 2 в эксперименте),  $б$  —  $t_3 = 80$  мкс (кадр 3 в эксперименте),  $в$  —  $t_4 = 110$  мкс (кадр 4 в эксперименте); вертикальная линия — фронт УВ

которые оцифровывались с разрешением не менее 20 пиксел/мм, и далее использовались цифровые изображения.

Фрагмент типичной серии снимков начала массоуноса с капли представлен на рис. 1. Время пребывания капли в потоке  $t_n$  на каждом кадре с номером  $n$  определяется по скорости фронта УВ и положению капли относительно него:

$$t_n = t_1 + (n - 1) \Delta t, \quad t_1 = \Delta t (S_1 - x_1) / (S_1 - S_0). \quad (4)$$

Здесь  $t_1$  — время пребывания на кадре 1;  $x_1$  — координата капли на кадре 1;  $S_1, S_0$  — координаты фронта УВ на кадре 1 и на предшествующем кадре 0 (на рис. 1 не показаны). В (4) используются координаты фронта и капли, которые определяются относительно реперных точек на стекле измерительной секции ударной трубы, образующих масштабную сетку с шагом 10 мм.

На рис. 1 массоунос с поверхности капли начинается в интервале времени между  $t_3 = 80$  мкс и  $t_4 = 110$  мкс (кадры 3, 4) с задержкой  $t_{br} = 95 \pm 15$  мкс (погрешность измерения полагается приблизительно равной половине интервала между кадрами (15 мкс)). На рис. 2 представлена зависимость  $t_{br}(We)$  для капель воды, где  $t_{br}$  — время задержки разрушения, вычисленное по аппроксимационной формуле

$$t_{br} = a / \sqrt{We}. \quad (5)$$

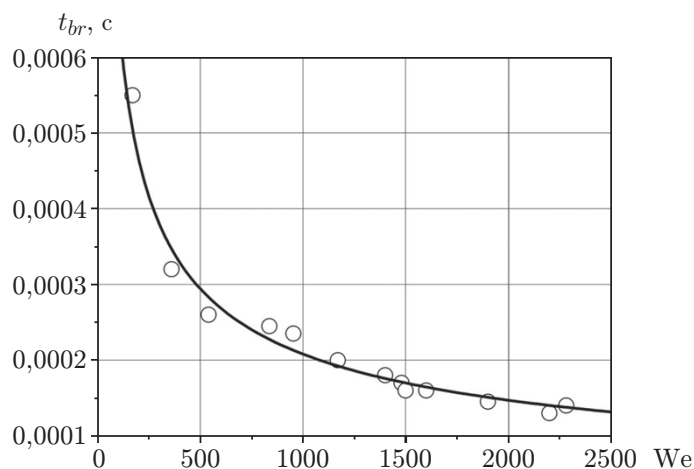


Рис. 2. Зависимость времени индукции разрушения каплей воды от числа Вебера  $We$ :

точки — эксперимент, линия — аппроксимация вида  $t_{br} = a / We^{0,5}$

Значения параметров исследованных жидкостей

Жидкость	Химическая формула	$\rho_l$ , кг/м <sup>3</sup>	$\sigma \cdot 10^3$ , Н/м	$k_l \cdot 10^{-4}$ , с <sup>2</sup> /м <sup>3</sup>	$a \cdot 10^3$ , с	$a^* \cdot 10^3$ , с
Вода	H <sub>2</sub> O	1000	72,0	1,37	6,6	6,7
Спирт	C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> OH	814	22,0	3,64	7,4	7,2
Ацетон	CH <sub>3</sub> -C-CH <sub>3</sub>	789	23,7	3,33	8,0	7,5
Тридекан	CH <sub>3</sub> -(CH <sub>2</sub> ) <sub>11</sub> -CH <sub>3</sub>	756	25,7	2,94	7,8	7,5
Гексан	CH <sub>3</sub> -(CH <sub>2</sub> ) <sub>4</sub> -CH <sub>3</sub>	659	18,5	3,56	7,0	6,7

На рис. 2 видно, что формула (5) достаточно точно аппроксимирует данные измерений задержки разрушения. Как и в (2), в формуле (5) отсутствует явная зависимость от вязкости газа и жидкости, однако имеется зависимость от поверхностного натяжения жидкости. Полученные в экспериментах значения  $a$  и других параметров исследованных жидкостей приведены в таблице.

Далее рассматриваются два вопроса, имеющие большое значение для параметрического исследования зависимости времени задержки разрушения капли от характеристик жидкости и газа для построения физической модели разрушения капли по срывному механизму: 1) наличие и характер связи эмпирических оценок задержки распада капли (2) и (5); 2) необходимые и достаточные условия распада поверхности капли при массоуносе для понимания механизма срывного разрушения капли.

**Модель разрушения капли по механизму срыва жидкого пограничного слоя.** Предлагаемая модель основана на гипотезе Тейлора о формировании сопряженного пограничного слоя в жидкости при обтекании капли газовым потоком [4, 5]; на результатах экспериментальных наблюдений за формированием пленки на экваторе капли и ее дальнейшим распадом [8–10] (рис. 3, *a–d*), подтверждающих гипотезу Тейлора; на зависимости времени задержки разрушения капли  $t_{br}$  от числа Вебера  $We$  (5). Также большое значение имеют данные наблюдений за характером деформации поверхности капли в областях массоуноса.

Особенность формы капли до начала массоуноса заключается в том, что от сферической капли сферической остается только наветренная поверхность, к которой с изломом

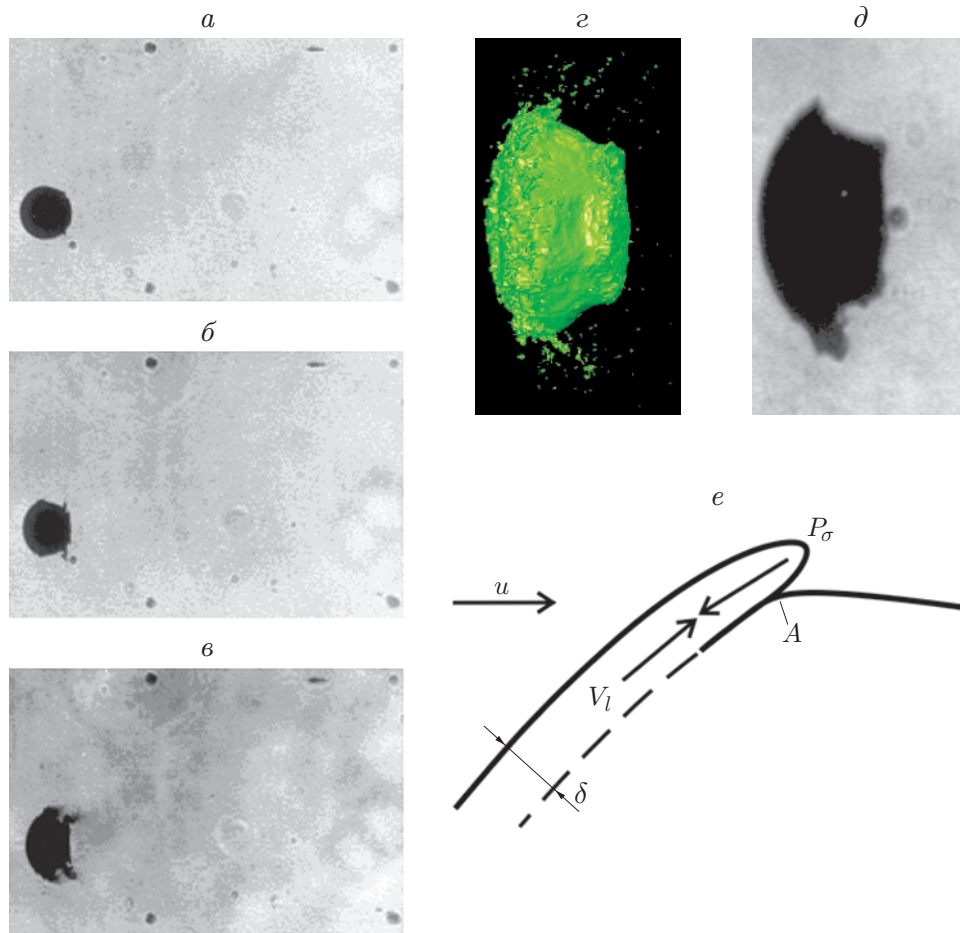


Рис. 3. Срыв пограничного слоя с капли в потоке за УВ:

$a$ – $в$  — серия теневых фотографий разрушения капли тридекана при  $U_g = 118$  м/с,  $We = 2 \cdot 10^3$  и различном времени пребывания в потоке ( $a$  —  $t_3 = 80$  мкс (кадр 3 в эксперименте),  $б$  —  $t_4 = 110$  мкс (кадр 4 в эксперименте),  $в$  —  $t_5 = 140$  мкс (кадр 5 в эксперименте) [8]);  $г, д$  — капля воды при  $We = 360$  в момент времени  $t = 300$  мкс ( $г$  — расчет,  $д$  — эксперимент) [10];  $е$  — схема формирования пленки

образующей примыкает коническая часть капли с таким же изломом на стыке с плоской подветренной поверхностью. Такая эволюция капли до усеченного конуса со сфероидной наветренной поверхностью характерна для срывных режимов разрушения капли и регистрировалась во многих работах, начиная с 1958 г. [4]. Стадии такой деформации показаны на рис. 3,  $a$ – $в$ . Резкие изломы образующей представляют собой две кольцевые волны с острым гребнем, где состояние поверхности жидкости нестабильно. Происхождение этих волн объясняется перемещением жидкости в пограничном слое от точки торможения газа на оси капли к ее экватору [18]. В работах [9, 10] показано, что в этой зоне также имеет место отрыв потока газа, а низкое давление над волной способствует ее росту. В этой зоне и происходит разрушение целостной поверхности жидкости и массоунос по механизму срыва пограничного слоя.

*Критерий срыва пограничного слоя жидкости.* Возникновение пленки и ее последующий распад показаны на рис. 3,  $a$ – $д$ . Схема движения жидкости, действующих сил и срыва жидкого пограничного слоя в тангенциальном направлении представлена на рис. 3,  $е$  ( $V_l$  — скорость жидкости в сопряженном пограничном слое,  $P_\sigma$  — поверхностное давление,  $A$  — точка излома образующей).

Образование пленки на поверхности капли (см. рис. 3,е) возможно при следующем условии: динамический напор жидкости в пограничном слое порядка  $\rho_l V_l^2/2$  должен превышать давление поверхностного натяжения  $\sigma/(2\delta)$  при диаметре кривизны кромки пленки порядка  $\delta$ :  $\rho_l V_l^2 \geq \sigma/\delta$ , а в безразмерном виде

$$\rho_l V_l^2 \delta / \sigma \geq 1 \quad (6)$$

(толщина жидкого пограничного слоя в точке массоуноса также считается равной  $\delta$ ). Выражение (6) представляет собой основной вид критерия срыва жидкого пограничного слоя. Структура левой части выражения (6) аналогична общепринятому определению числа Вебера (1), которое является константой процесса, так как относительная скорость газа и капли незначительно меняется за время ее разрушения. Левую часть выражения (6) можно назвать числом Вебера жидкости  $We_l$ , которое, в отличие от классического числа Вебера  $We$ , не является постоянным и увеличивается с ростом скорости жидкости в пограничном слое  $V_l$  и его толщины  $\delta$  до максимума в зоне отрыва газового потока вблизи экватора капли. Однако и в этом случае параметр  $V_l^2 \delta$  не является постоянным и растет со временем в ходе развития пограничного слоя в жидкости. Константой является лишь величина  $k_l = \rho_l/\sigma$  (секунда в квадрате на кубический метр), значения которой различаются для разных жидкостей (см. таблицу). Например, для воды  $k_l = 1,37 \cdot 10^4 \text{ с}^2/\text{м}^3$ , для спирта  $k_l = 3,64 \cdot 10^4 \text{ с}^2/\text{м}^3$ .

Параметр  $\rho_l V_l^2 \delta / \sigma$  будем рассматривать как величину, зависящую от времени:  $\rho_l V_l^2 \delta / \sigma = We_l(t)$ . Тогда период индукции разрушения по механизму срыва жидкого пограничного слоя  $t_i$  представляет собой время развития пограничного слоя в капле, необходимое для выполнения условия

$$We_l(t_i) > 1. \quad (7)$$

С учетом константы  $k_l$  для воды полученный критерий принимает вид

$$V_l^2(t_i) \delta(t_i) > 1/k_l \approx 7,3 \cdot 10^{-5} \text{ м}^3/\text{с}^2. \quad (8)$$

Наблюдаемая в опытах толщина пленки составляет  $\delta \approx 10^{-4}$  м, и при скорости жидкости в пограничном слое  $V_l > 0,9$  м/с неравенство (8) выполняется. Заметим, что рассматривается видимая толщина стягиваемой пленки, поскольку в рамках предлагаемой модели полагаем, что именно при этой толщине пленки жидкость имеет импульс, достаточный для преодоления поверхностного натяжения.

*Период индукции разрушения капли по механизму срыва жидкого пограничного слоя.* Физический критерий срыва жидкого пограничного слоя с капли (6) непосредственно связан с эмпирической зависимостью  $t_{br} = t_{br}(We)$  (5). Действительно, выразим критерии (6), (7) через классическое число Вебера. Для этого обе части выражения (6) умножим на величину  $\rho_g U_g^2 d^3$ , а после перегруппировки сомножителей получаем критерий срыва жидкого пограничного слоя в виде

$$We_l = \left( \left( \frac{d}{U_g} \right)^2 \frac{\rho_l}{\rho_g} \right) \left( \frac{\delta}{d} \left( \frac{V_l}{d} \right)^2 \right) \left( \frac{\rho_g U_g^2 d}{\sigma} \right) > 1. \quad (9)$$

Первый сомножитель в (9), как следует из сравнения с выражением (2), равен  $t_0^2$  ( $t_0 = (d/U_g)(\rho_l/\rho_g)^{0,5}$ ); второй сомножитель в скобках, имеющий размерность секунды в минус второй степени, можно представить в виде  $1/\tau_0^2$ , величину  $\tau_0$  будем называть постоянной времени формирования жидкого пограничного слоя:

$$\tau_0 = \frac{d}{V_l} \sqrt{\frac{d}{\delta}}. \quad (10)$$



Третий множитель в (9) — классическое число Вебера  $We$ . Тогда выражение (9) можно записать в виде

$$We_l = (t_0/\tau_0)^2 We. \quad (11)$$

Равенство (11) позволяет переходить от описания процесса в терминах числа Вебера  $We$  к терминам числа Вебера  $We_l$ , причем это равенство актуально не только для сферических капель. Очевидно, что в приближении тонких (по сравнению с общей кривизной поверхности) пограничных слоев для жидких струй и стекающих пленок эта формула также применима. Используя критическое условие начала распада  $We_l = 1$  из (11), получаем

$$t_0 = \tau_0/\sqrt{We}. \quad (12)$$

С учетом эмпирического соотношения  $t_i \approx kt_0$  имеем зависимости вида

$$t_i \sim kt_0 = k\tau_0/\sqrt{We}. \quad (13)$$

**Обсуждение результатов.** Выражения (12), (13) позволяют сделать три важных вывода. Во-первых, подтверждается зависимость аппроксимации времени задержки разрушения капель (5) от числа Вебера  $t_{br} \sim a/We^{0,5}$ . Во-вторых, формула (13) позволяет уточнить физический смысл коэффициента  $a$ : это время  $\tau_0$  формирования жидкого пограничного слоя в капле с точностью до коэффициента  $k$ :

$$a = k\tau_0 = k \frac{d}{V_l} \sqrt{\frac{d}{\delta}}. \quad (14)$$

В-третьих, сравнение параметра  $a$ , вычисленного по формуле (14), с экспериментальными значениями (см. таблицу) показывает, что они хорошо согласуются, несмотря на использование в (14) приближенных оценок толщины срывающейся пленки  $\delta$  и скорости жидкости в пограничном слое  $V_l$ . Действительно, подставляя в (14) значения  $\delta \approx 10^{-4}$  м,  $V_l \approx 1$  м/с (так же, как в (8)), можно показать, что для капли воды естественных размеров (например,  $d \approx 2,5$  мм)  $\tau_0 \approx 14 \cdot 10^{-3}$  с,  $a \approx 6 \cdot 10^{-3}$  с. В таблице приведены значения этого параметра, полученные экспериментально:  $a \approx 6,6 \cdot 10^{-3} \div 8,0 \cdot 10^{-3}$  с.

Таким образом, основными параметрами течения жидкости в сопряженном пограничном слое в капле являются средняя массовая скорость  $V_l$  и эффективная толщина пограничного слоя (толщина стягиваемой пленки  $\delta$ ). В данной работе  $V_l$  и  $\delta$  не вычисляются, а для параметрического анализа используются номинально. Теория сопряженного пограничного слоя в жидкости, изложенная в работах [4, 5], позволяет вычислить эти величины, однако в (13) вязкость газа и жидкости косвенно присутствуют в параметре  $\tau_0$  (см. формулы (10), (14)).

Существует еще один способ выразить период индукции массоуноса  $t_{br} = t_{br}(We)$ , не используя номинальные параметры течения в жидком пограничном слое  $V_l$  и  $\delta$ . Как и предыдущий, этот подход основан на преобразовании динамической постоянной времени  $t_0$  (2) и приводит к той же зависимости вида (5)  $t_{br} \sim a/We^{0,5}$ , однако физический смысл коэффициента  $a$  иной. В формуле (2) внося множитель  $d/U_g$  под корень, умножая и деля подкоренное выражение на  $d/\sigma$ , получаем

$$t_0 = \frac{d}{U_g} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_g}} = \sqrt{\frac{\rho_l d^3/\sigma}{\rho_g U_g^2 d/\sigma}} = \sqrt{\frac{6}{\pi}} \sqrt{\frac{m_l/\sigma}{We}} = \sqrt{\frac{6}{\pi}} \frac{T_V}{\sqrt{We}}.$$

Известно, что величина  $T_V = \sqrt{m_l/\sigma}$ , с представляет собой период собственных колебаний левитирующей капли массой  $m_l$  [24], точнее — период колебаний на минимальной

частоте из многомодового спектра. Тогда выражение для периода индукции массоуноса по механизму срыва пограничного слоя имеет вид

$$t_i = kt_0 = a^*/\sqrt{\text{We}}, \quad a^* = k\sqrt{6/\pi} T_V \approx 0,5T_V. \quad (15)$$

Результаты сравнения величины  $a^*$  с экспериментальной величиной  $a$  (см. таблицу) свидетельствуют о лучшем согласовании, чем при оценке времени развития пограничного слоя в капле  $\tau_0$ .

**Заключение.** В работе предложена физическая модель разрушения капли по механизму срыва пограничного слоя, основанная на трех положениях:

- 1) гипотезе Тейлора о формировании сопряженного пограничного слоя в жидкости при обтекании капли газовым потоком;
- 2) результатах прямых наблюдений за формированием пленки на экваторе капли и ее дальнейшим распадом, подтверждающих гипотезу Тейлора;
- 3) аппроксимации экспериментальных данных по периоду индукции разрушения капли  $t_{br}$  в зависимости от числа Вебера вида  $t_{br} \sim a/\text{We}^{0,5}$  (5).

С использованием параметрического анализа процесса получены следующие результаты.

Найден критерий распада поверхности капли при срывном механизме разрушения как условие формирования тангенциально стекающей пленки при увеличении динамического напора жидкости в пограничном слое и превышении давления поверхностного натяжения (6), (7).

Подтверждена физическая корректность аппроксимации экспериментальных данных по периоду индукции разрушения капель в УВ функцией  $t_{br} \sim a/\text{We}^{0,5}$ .

Установлена связь оценки периода индукции распада  $t_i$  по динамической константе времени  $t_0$  (2) с аппроксимацией  $t_{br}(\text{We})$ .

Уточнен физический смысл коэффициента  $a$  для двух видов зависимости  $t_{br} \sim a/\text{We}^{0,5}$ :

- 1)  $a = k\tau_0$  ( $\tau_0$  — время формирования сопряженного пограничного слоя в капле);
- 2)  $a^* = k\sqrt{6/\pi} T_V$  ( $T_V = \sqrt{m_l/\sigma}$  — период собственных колебаний капли массой  $m_l$ ).

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Gelfand B. E.** Droplet break-up phenomena in flows with velocity lag // *Progr. Energy Combust. Sci.* 1996. N 22. P. 201–265.
2. **Гельфанд Б. Е.** Разрушение капель жидкости / Б. Е. Гельфанд, М. В. Сильников, К. Такаяма. СПб.: Изд-во политехн. ун-та, 2008.
3. **Guildenbecher D. R., López-rivera C., Sojka P. E.** Secondary atomization // *Experiments Fluids*. 2009. V. 46. P. 371–402.
4. **Engel O. G.** Fragmentation of waterdrops in the zone behind an air shock // *J. Res. Nat. Bureau Standards*. 1958. V. 60, N 3. P. 245–280.
5. **Ranger A. A., Nicholls J. A.** The aerodynamic shattering of liquid drops // *AIAA J.* 1969. V. 7, N 2. P. 285–290.
6. **Boiko V. M., Lotov V. V., Papirin A. N.** Ignition of liquid fuel drops in shock waves // *Progr. Astronaut. Aeronaut.* 1991. V. 132. P. 205–219.
7. **Бойко В. М., Папырин А. Н., Поплавский С. В.** О динамике дробления капель в ударных волнах // *ПМТФ*. 1987. № 2. С. 108–115.
8. **Бойко В. М., Поплавский С. В.** К вопросу о динамике ускорения капли на ранней стадии скоростной релаксации в ударной волне // *Физика горения и взрыва*. 2009. Т. 40, № 2. С. 101–108.

9. **Бойко В. М., Поплавский С. В.** Экспериментальное исследование двух типов срывного разрушения капли в потоке за ударной волной // Физика горения и взрыва. 2012. Т. 48, № 4. С. 76–82.
10. **Poplavski S. V., Minakov A. A., Shebeleva A. A., Boiko V. M.** On the interaction of water droplet with a shock wave: experiment and numerical simulation // Intern. J. Multiphase Flow. 2020. V. 127. 103273.
11. **Pilch M., Erdman C.** Use of break-up time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced break-up of a liquid drop // Intern. J. Multiphase Flow. 1987. V. 13, N 6. P. 741–757.
12. **Chou W. H., Hsiang L. P., Faeth G. M.** Temporal properties of drop breakup in the shear breakup regime // Intern. J. Multiphase Flow. 1997. V. 23, N 4. P. 651–669.
13. **Dai Z., Faeth G. M.** Temporal properties of secondary drop breakup in the multimode breakup regime // Intern. J. Multiphase Flow. 2001. V. 27. P. 217–236.
14. **Boiko V. M., Papyrin A. N.** The quick-acting laser visualization of processes arising by interaction of shock and detonation waves and small particles // AIP Conf. Proc. 1990. N 208. P. 512–518.
15. **Theofanous T. G., Li G. J., Dinh T. N.** Aerobreakup in rarefied supersonic gas flow // J. Fluid Engng. 2004. V. 126. P. 516–527.
16. **Theofanous T. G., Li G. J.** On the physics of aerobreakup // Phys. Fluids. 2008. V. 20. 052103.
17. **Wang Z., Hopfes T., Giglmaier M., Adams N. A.** Effect of Mach number on droplet aerobreakup in shear stripping regime // Experiments Fluids. 2020. V. 61. 193.
18. **Guan B., Liu Y., Wen C. Y., Shen H.** Numerical study on liquid droplet internal flow under shock impact // AIAA J. 2018. V. 56, N 9. P. 3382–3387.
19. **Суров В. С., Фомин В. М.** Численное моделирование взаимодействия водяной капли с сильной воздушной ударной волной // ПМТФ. 1993. № 1. С. 48–54.
20. **Lapworth K. C.** Normal shock-wave tables for air, argon, carbon dioxide, carbon monoxide, hydrogen, nitrogen, nitrous oxide and oxygen. L.: H.M. Stationary Office, 1970.
21. **Бузуков А. А.** Разрушение капель и струй жидкости воздушной ударной волной // ПМТФ. 1963. № 2. С. 154–158.
22. **Joseph D. D., Belanger J., Beavers G. S.** Breakup of a liquid drop suddenly exposed to a high-speed airstream // Intern. J. Multiphase Flow. 1999. V. 25. P. 1263–1303.
23. **Бойко В. М., Поплавский С. В.** Динамика частиц и капель в потоке за ударной волной // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2007. № 3. С. 110–120.
24. **Луковский И. А., Чернова М. А.** Нелинейная модальная теория колебаний капли // Акуст. вестн. 2011. Т. 14, № 3. С. 23–45.

*Поступила в редакцию 26/VII 2021 г.,  
после доработки — 26/VII 2021 г.  
Принята к публикации 25/X 2021 г.*