

¹ Институт теоретической и прикладной механики
им. С. А. Христиановича СО РАН
ул. Институтская, 4, Новосибирск, 630090, Россия

² Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия
E-mail: bvm@itam.nsc.ru

ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ КАПЛИ ВОДЫ В ПОТОКЕ ЗА УДАРНОЙ ВОЛНОЙ*

В работе приведены результаты экспериментального и теоретического исследования ранней стадии скоростной релаксации капли воды в потоке за ударной волной. Моделировались условия, соответствующие двум известным режимам взаимодействия капли с потоком со срывным типом ее разрушения: по механизму уноса погранслоя; по механизму срыва гребней волн. Исследован диапазон чисел Вебера $200 < We < 5000$, который реализуется при числах Маха потока 0,15–0,55. В линейном приближении роста мидельного диаметра капли построена физическая модель ранней стадии скоростной релаксации капли и показано удовлетворительное ее согласие с экспериментом.

Ключевые слова: ударные волны, газокпельные смеси, скоростная релаксация, аэродинамическое сопротивление.

Введение

Скоростная релаксация и процессы энерго- и массообмена в неравновесных газокпельных потоках представляют важную область газодинамики многофазных сред. Исследование поведения капелек при внезапном попадании в высокоскоростной газовый поток – это класс задач физической газовой динамики, имеющий многочисленные приложения в химической промышленности, энергетике, авиационном и ракетном двигателестроении [1]. Инертное взаимодействие капелек с потоками также представляет большой интерес, например, с точки зрения капельной эрозии деталей планера и двигателей высокоскоростных летательных аппаратов при полете в условиях дождя. Водяные капельные завесы могут использоваться как огнепреградители, а также для гашения ударных волн в промышленных взрывах. Таким образом, капли воды в потоке и, в том числе, в потоке за ударной волной – это отдельный класс задач со своими приложения-

ми. Исследования капелек в ударных волнах представляют интерес и сами по себе, и как удобный инструмент, позволяющий внезапно помещать каплю в поток. Поэтому большинство экспериментальных работ по динамике и разрушению капелек выполнено в ударных трубах (см., например: [2–4]). Наиболее детальный обзор экспериментальных исследований разрушения капелек в газовых потоках, в том числе в потоках за ударными волнами, по состоянию на 1996 г. приведен в работе [5].

В настоящее время известно 6 типов деформации и разрушения капли в зависимости от скоростного напора потока $\rho u^2/2$ и характеристик капли – диаметра d и поверхностного натяжения жидкости σ . Соотношение между аэродинамической силой и силой поверхностного натяжения учитывается в безразмерном параметре, называемом числом Вебера

$$We = \frac{\rho u^2 d}{2\sigma}.$$

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 07-01-00318).

Считается, что при $We > 350$ происходит переход режима массоуноса от срыва погранслоя жидкости (sheet stripping) к срыву жидкости с гребней волн (wave crest stripping). В УВ процесс разрушения имеет свои особенности, например, можно ожидать воздействие фронта УВ на каплю, но этот вопрос еще не изучен. Основные типы разрушения капель в ударных волнах до недавнего времени считались теми же, что и в потоке в условиях скоростной релаксации. Как правило, процессы деформации и массоуноса протекают в условиях взаимного динамического воздействия, и в разной степени сказываются на различных стадиях релаксации. Это не может не влиять на характер ускорения капли как тела переменной массы с меняющейся площадью мидельного сечения. В данной работе исследуется влияние деформации капли на динамику ее ускорения в потоке за ударной волной на ранней стадии скоростной релаксации.

Эксперимент и анализ данных

Эксперименты выполнялись на ударной трубе, оборудованной оптическим комплексом диагностики, схема которого приведена в работе [5]. Исследовались капли воды в потоке с числом Маха $0,15-0,55$ за ударными волнами малой интенсивности. Для «естественного» размера капель воды $d \sim 2-3$ мм условия в потоке за слабой проходящей ударной волной соответствуют минимальным числам $We \sim 300$, а с увеличением интенсивности ударной волны можно зарегистрировать смену режима взаимодействия капли с потоком. Динамика и деформация капли регистрировались многокадровым теневым методом с последующим сканированием изображений с высоким пространственным разрешением для дальнейшей обработки в цифровом виде. В каждом опыте получали серию теневого снимков процесса общей длительностью до 600 мкс с интервалом 30 мкс между кадрами. На рис. 1 показана типичная теновая серия процесса взаимодействия капли. Цифры указывают последовательность кадров в порядке развития процесса.

Каждая такая серия охватывала взаимодействие ударной волны со свободно падающей каплей от момента попадания капли в поток за УВ до начала массоуноса с ее поверхности и разрушения. Для увеличения

точности измерений проводилось оконтуривание теневых изображений капли, что позволило избавиться от избыточной информации и осуществить наложение первого кадра на последующие для регистрации перемещения и других геометрических параметров капли относительно исходного состояния. Абсолютная погрешность в измерении линейных размеров по контурным изображениям составляла 1 пиксел.

Анализ характера и темпа деформации капель по большому числу экспериментов показал, что в широком диапазоне чисел Вебера $200 < We < 5000$ наблюдается рост размера миделя до предельной величины $\sim 1,5-2d_0$ к моменту начала массоуноса.

На рис. 2 представлены результаты измерений перемещения передней границы (кромки) капли воды, задней границы и рассчитан-

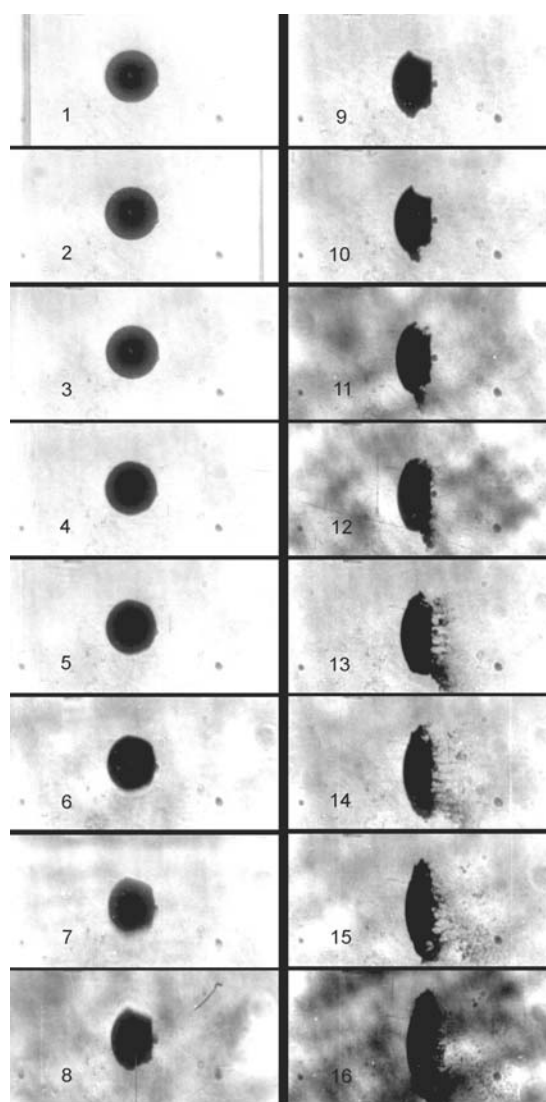


Рис. 1. Капля воды в ударной волне: $Ms = 1,14$, $M = 0,22$, $u = 78$ м/с, $d = 2,75$ мм; $We = 400$

ное перемещение центра масс (среднеарифметическое между передней и задней кромками), соответствующие опыту на рис. 1.

Анализируя кривую для передней кромки, можно выделить три характерных участка. Первый соответствует сферической форме капли, второй – деформации капли, третий – срыву жидкости с капли.

Далее установлено, что перемещение центра массы капли на ранней стадии скоростной релаксации существенно отличается от такового для твердой сферы. Наиболее существенное отличие заключается в задержке старта центра массы капли в потоке, хорошо видной на рис. 2. Одновременно с движением передней поверхности капли по потоку наблюдается выполаживание и перемещение против потока донной поверхности капли. Такой характер деформации капли свидетельствует об отрывном обтекании с существенно неоднородным распределением давления по ее поверхности, а также о перемещении жидкости внутри капли со скоростью, значительно большей, чем поступательная скорость капли. В результате импульс, приобретенный поверхностными

слоями жидкости от газового потока, вызывает ее поперечное растекание, что регистрируется, как рост поперечного размера (см. рис. 1), а встречное движение наветренной и подветренной поверхностей капли формально дает задержку старта центра массы капли, определенной как среднее от переднего и заднего габаритов объекта.

На рис. 3 представлены в безразмерных величинах данные по перемещению капли воды, полученные в опытах с разными значениями We и M . Здесь τ , λ – соответственно, время и длина релаксации твердой сферической частицы. Кривые 1–4 соответствуют расчетным траекториям перемещения капли в приближении постоянства коэффициента аэродинамического сопротивления, значения которого вычислены из условия наилучшей аппроксимации экспериментальных данных. Кривая 5 построена для твердой сферы по данным из работ [6; 7] при $C_x = 0,9$. Обезразмеривание проведено на $\tau = \frac{4 \rho l}{3 \rho u C_D} \frac{d_0}{d_0}$ и $\lambda = \frac{4 \rho l}{3 \rho C_D} \frac{d_0}{d_0}$ – константы времени и длины релаксации из [6; 7].

Экспериментальное определение коэффициента аэродинамического сопротивления капли

Анализ траекторных измерений перемещения капли, выполненных, как на рис. 3, отдельно по ее передней и задней кромкам, показывает, что с увеличением чисел We и M передняя кромка ускоряется быстрее, а центр массы медленнее, чем для твердой сферы. Более того, в некоторых случаях наблюдается даже выраженная задержка старта центра массы капли, как на рис. 2. Формальная сторона эффекта показана выше и сводится к технике регистрации динамики центра массы. Физически задержка старта центра массы может быть связана с преобразованием части энергии потока во внутреннее движение жидкости в капле (внутреннюю энергию) по различным механизмам. В первую очередь это перемещение жидкости внутри капли из-за ее общей деформации, но могут быть и другие механизмы возбуждения внутреннего движения жидкости внешним потоком, такие как течение в сопряженном погранслое и капиллярные волны. С ростом интенсивности ударной волны эффект задержки старта капли усиливается, а при малых числах We и

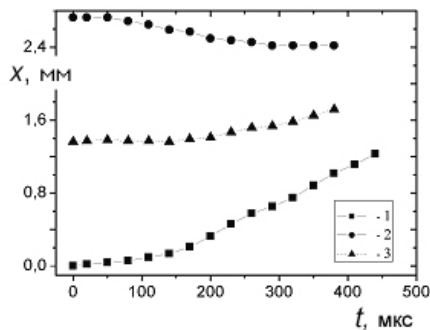


Рис. 2. Динамика перемещения капли: 1 – передняя кромка; 2 – задняя кромка; 3 – центр массы

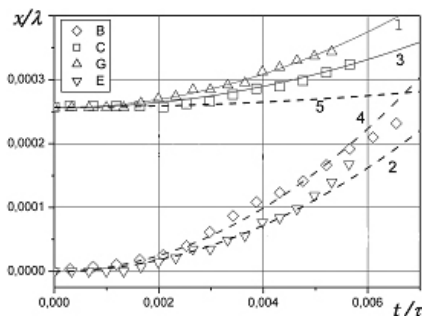


Рис. 3. График перемещения передней кромки (В,Е) и центра масс (С,Г); кривые: 1 – центр массы $C_x = 3,0$; 2 – передняя кромка $C_x = 4,2$; 3 – центр массы $C_x = 3,2$; 4 – передняя кромка $C_x = 4,3$; 5 – твердая сфера $C_x = 0,9$ [6; 7]

М потока естественно, что поведение капли ближе к твердой сфере.

Задержка старта капли, вообще говоря, свидетельствует о снижении ее сопротивления в начальный момент взаимодействия с потоком, но в предыдущем разделе показано, как и в экспериментах других авторов, что среднее аэродинамическое сопротивление капли до начала массоуноса в разы больше, чем у сферы. Рассмотрим динамику изменения аэродинамического сопротивления капли с учетом ее деформации и массоуноса.

Таким образом, экспериментально подтверждено, что коэффициент аэродинамического сопротивления капли с учетом деформации более чем втрое превышает таковой для твердой сферы того же диаметра, что и начальный диаметр капли и в таких же условиях обтекания. Однако здесь нужно иметь в виду следующее.

Во-первых, в данной работе, как и в работах других авторов, перемещение капли регистрировалось по передней кромке, что может давать отличие результатов аппроксимации по данным о центре массы.

Во-вторых, полученные значения C_x относятся к начальному диаметру капли, а с учетом роста миделя (что затруднительно) величина аэродинамического сопротивления оказалась бы меньше.

Влияние роста поперечного размера капли на ее динамику

Чтобы оценить роль деформации в увеличении коэффициента аэродинамического сопротивления капли, воспользуемся техникой быстрых инженерных оценок параметров скоростной релаксации на основе уравнения движения в предположении некоторого заданного темпа роста миделя. Если предположить, что рост поперечного размера капли в первом приближении близок к линейному, тогда, используя эмпирическую величину t_{2d} – время достижения предельной деформации можно ввести переменный во времени поперечный размер капли

$$d = d_0 \left(1 + \frac{t}{t_{2d}} \right).$$

Уравнение движения частицы в потоке за ударной волной для этого случая

$$\frac{\pi d_0^3}{6} \rho_P \frac{dV}{dt} = \frac{\pi d_0^2}{4} \left(1 + \frac{t}{t_{2d}} \right)^2 C_D \frac{\rho(u-V)^2}{2}$$

имеет точное решение

$$\frac{V}{u} = 1 - \frac{1}{1 + \frac{1}{3} \frac{t_{2d}}{\tau} \left[\left(1 + \frac{t}{t_{2d}} \right)^3 - 1 \right]}. \quad (1)$$

Здесь τ , как и в случае с твердой сферой, является константой времени скоростной релаксации и вычисляется при известной плотности газа ρ и жидкости ρ_l для начального диаметра капли d_0 :

$$\tau = \frac{4 \rho_l d_0}{3 \rho u C_D}.$$

Здесь C_D – аэродинамическое сопротивление сферы в потоке за ударной волной [6].

Оценка аэродинамического сопротивления капли

Другая запись решения (1) позволяет привести его к переменному сопротивлению, о котором говорилось выше. Перепишем (1) в виде

$$\frac{V}{u} = 1 - \frac{1}{1 + \frac{t}{\tau} \left[1 + \frac{t}{t_{2d}} + \frac{1}{3} \left(\frac{t}{t_{2d}} \right)^2 \right]}. \quad (2)$$

и сравним со скоростью твердой частицы из [7]:

$$\frac{V}{u} = 1 - \frac{1}{1 + \frac{t}{\tau}}. \quad (3)$$

Видно, что скорость капли отличается от скорости твердой частицы нелинейным множителем для времени t или, что то же – делителем для константы времени релаксации τ . Тогда, вводя новый параметр релаксации τ^* :

$$\begin{aligned} \tau^* &= \frac{\tau}{1 + \frac{t}{t_{2d}} + \frac{1}{3} \left(\frac{t}{t_{2d}} \right)^2} = \\ &= \frac{4 \rho_P}{3 \rho} \frac{d_0}{u C_X \left[1 + \frac{t}{t_{2d}} + \frac{1}{3} \left(\frac{t}{t_{2d}} \right)^2 \right]} = \frac{4 \rho_P}{3 \rho} \frac{d_0}{u C^*} \end{aligned} \quad (4)$$

в котором роль коэффициента аэродинамического сопротивления играет переменная во времени величина

$$C^*(t) = C_X \left[1 + \frac{t}{t_{2d}} + \frac{1}{3} \left(\frac{t}{t_{2d}} \right)^2 \right], \quad (5)$$

получим для капли привычный вид функции скорости, как в (3):

$$\frac{V}{u} = 1 - \frac{1}{1 + \frac{t}{\tau^*}} \quad (6)$$

Как видно из (4), к моменту времени $t \approx 2t_{2d}$, что соответствует началу интенсивного массоуноса, параметр C^* достигает величины $\sim 4C_X$, что в целом согласуется с величиной, полученной при обработке эксперимента в данной работе, а также в других работах [1–3].

На рис. 4 показаны результаты обработки данных по перемещению капли в эксперименте, в котором моделировался срывной механизм разрушения капли при большом числе $We = 5 \cdot 10^3$.

На каплю диаметром ~ 2 мм воздействует проходящая ударная волна, которая генерирует воздушный поток со скоростью $u = 157$ м/с и плотностью $\rho = 2$ кг/м³. Кривая 1 построена по формуле (2). Экспериментальная кривая 2 на рис. 4, полученная численным дифференцированием данных по перемещению капли, показывает резкое уменьшение ускорения с началом интенсивного массоуноса. Кривая 3 описывает скорость твердой сферы той же плотности при тех же условиях обтекания. Аппроксимация данных по перемещению квадратичной функцией дает коэффициент аэродинамического сопротивления $C^* = 2,33$. Аппроксимация выполнялась по данным до интенсивного массоуноса.

Таким образом, учет роста поперечного размера капли даже в простейшем линейном приближении позволяет получить оценку эффективного сопротивления капли по (4) и удовлетворительно описывать ее динамику по (2) или (4)–(6) с учетом деформации.

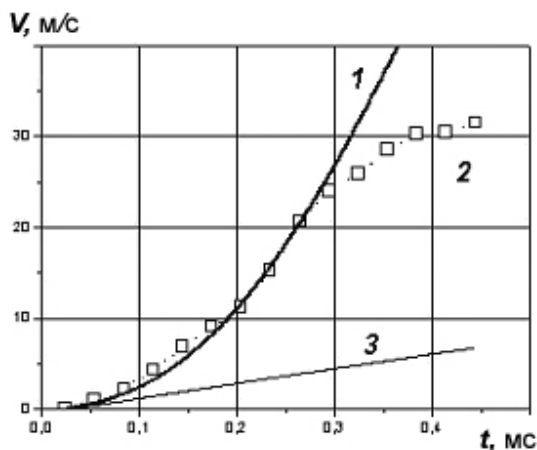


Рис. 4. Скорость капли в ударной волне. Кривые: 1 – формула (2); 2 – численное дифференцирование экспериментальных данных по перемещению; 3 – скорость твердой сферы по (3)

Заключение

Экспериментально исследована динамика ускорения и деформации капли воды в ударных волнах в диапазоне чисел Вебера 200–5000 на ранней стадии взаимодействия с потоком за ударной волной. Получены данные по аэродинамическому сопротивлению капли с учетом ее деформации. Найден аналитический вид кинематических функций для взаимодействия потока с каплей и вид зависимости аэродинамического сопротивления от времени в линейном приближении роста поперечного размера. Предлагаемая функция скорости получила экспериментальное подтверждение в опытах с каплями в потоке за УВ.

Список литературы

1. Борисов А. А., Фролов С. М., Сметанюк В. А. и др. Взаимодействие капли горючего с газовым потоком // Химическая физика. 2005. Т. 24. С. 50–57
2. 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 // Int. J. Multiphase Flow. 1987. Vol. 13. P. 741–757.
3. Joseph D. D., Belanger J., Beavers G. S. Breakup of a Liquid Drop Suddenly Exposed to a High Speed Air Stream // Int. J. Multiphase Flow. 1999. Vol. 25. P. 1263–1303.
4. Gelfand B. E. Droplet Breakup Phenomena in Flows Velocity Lag // Prog. Energy Combust. Sci. 1996. Vol. 22. P. 201–265
5. Бойко В. М., Папырин А. Н., Поплавский С. В. О динамике дробления капель в ударных волнах // ПМТФ. 1987. № 2. С. 108–115.
6. Boiko V. M., Poplavski S. V. Dynamics of Irregularly Shaped Bodies in a Flow Behind a Shock Wave // Comptes rendus de l'Academie des Sciences Mechanics. P., 2004. Vol. 332. P. 181–187.
7. Бойко В. М., Поплавский С. В. Аэродинамическое сопротивление частиц несферической формы в потоке за ударной волной // ФГВ. 2005. Т. 40, № 1. С. 35–40.

V. M. Boiko, S. V. Poplavski

Peculiarities of Water Drop Dynamics in the Flow Behind Shock Wave

The results of experimental and theoretical study of initial stage of water drop velocity relaxation in the flow behind shock wave are reported in the paper. The conditions of two known modes of drop interaction with flow were modeling: 1) sheet stripping mode; 2) wave crest stripping mode. The range of Weber number $200 < We < 5000$ was investigated, which take place at the flow Mach number 0,15–0,55. Physical model of early stage of drop velocity relaxation is suggested for the linear approach of the cross-section size growth. Satisfactory agreement of the model with the experiments is shown.

Keywords: shock waves, drop-gas mixtures, velocity relaxation, aerodynamic drag.