

ЛИТЕРАТУРА

1. Крайко А. Н., Нигматулин Р. И., Старков В. К., Стернин Л. Е. Механика многофазных сред. Гидромеханика // Итоги науки и техники.— 1972.— № 6.
2. Гришин А. М., Фомин В. М. Сопряженные и нестационарные задачи механики реагирующих сред.— Новосибирск: Наука, 1984.
3. Яненко Н. Н., Солоухин Р. И., Папырин А. Н., Фомин В. М. Сверхзвуковые двухфазные течения в условиях скоростной неравномерности частиц.— Новосибирск: Наука, 1980.
4. Кутателадзе С. С., Накоряков В. Е. Теплообмен и волны в газожидкостных системах.— Новосибирск: Наука, 1984.
5. Мырзин В. Ф., Хоружников С. Э. Нестационарные волновые процессы в аэрозолях.— Л., 1983.— (Препринт/ФТИ АН СССР; № 864).
6. Струминский В. В., Великодный Ю. В. Структура ударных волн // ДАН СССР.— 1982.— Т. 266, № 1.
7. Черчиньяни К. Теория и приложения уравнения Больцмана.— М.: Мир, 1978.
8. Бэтчелор Д., Грин Д. Гидродинамическое взаимодействие двух малых свободно движущихся сфер в линейном поле течения // Сб. пер. Механика.— 1980.— № 22.
9. Климонтович Ю. Л. Статистическая физика.— М.: Наука, 1982.
10. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика.— М.: Наука, 1979.— Т. 10.
11. Струминский В. В. О методе решения системы кинетических уравнений для газовых смесей // ДАН СССР.— 1977.— Т. 237, № 3.
12. Алексеев Б. В. Математическая кинетика реагирующих газов.— М.: Наука, 1982.
13. Баранцев Р. Г. Взаимодействие разреженных газов с обтекаемыми поверхностями.— М.: Наука, 1975.
14. Мотт-Смит Г. Решение уравнения Больцмана для ударной волны // Сб. пер. Механика.— 1953.— Т. 17, № 1.
15. Liepmann H. W., Narasimha K., Chahine M. T. Structure of a plane shock layer // Phys. Fluids.— 1962.— V. 5, N 11.
16. Тиванов Г. Г. О некоторых точных решениях кинетического уравнения больцмановского типа // Изв. вузов. Физика.— 1984.— № 7.— Деп. в ВИНТИ, № 1567—84.
17. Semidt B. Electron beam density measurements in shock waves in argon // J. Fluid Mech.— 1969.— V. 39, N 2.
18. Коган М. Н. Динамика разреженного газа.— М.: Наука, 1967.

Поступила 12/II 1986 г.

УДК 532.529.5/6

О ДИНАМИКЕ ДРОБЛЕНИЯ КАПЕЛЬ В УДАРНЫХ ВОЛНАХ

В. М. Бойко, А. Н. Папырин, С. В. Поплавский
(Новосибирск)

Изучение закономерностей ускорения и дробления капель при взаимодействии с высокоскоростным потоком газа представляет интерес в связи с важными практическими приложениями (например, распыливание жидкостей в разнообразных технологических процессах, энергетических установках, при распространении детонационных волн в системе газ — капли и т. п.). В частности, проблема, связанная с исследованием гетерогенной детонации в системе газ — капли, требует детального изучения процессов ускорения, деформации, дробления, испарения, воспламенения и горения капель в ударных волнах (УВ) в диапазоне чисел Маха $M = 2-6$ при числах Вебера $We = \rho u^2 d_0 \sigma^{-1} > 10^3$ и Рейнольдса $Re = \rho u d_0 \mu^{-1} > 10^3$. Здесь ρ , u , μ — плотность, скорость и вязкость газа, d_0 — начальный диаметр капли, σ — поверхностное натяжение жидкости.

Многочисленные исследования процессов взаимодействия капель с УВ достаточно полно отражены в обзорных работах [1—3], где рассмотрены характерные режимы дробления капель и указаны соответствующие диапазоны определяющих параметров. Так, согласно [2], при $We > 10^3$, $Re > 10^3$, соответствующих области взрывного распада капель, имеет место следующая картина. За время $0 < t < t_0$ ($t_0 = d_0 \rho_{ж}^{0,5} (\rho u^2)^{-0,5}$, $\rho_{ж}$ — плотность жидкости) капля сплющивается в диск размером $d \sim 3d_0$. В момент $t \sim (0,1-0,5)t_0$ начинаются срыв с экватора деформированной капли тонкого слоя жидкости и его последующее дробление. При этом размеры образующихся микрочастиц оцениваются величиной $d \sim 1-10$ мкм [4, 5]. Из-за неустойчивости границы раздела фаз при $t \sim t_0$ наступает взрывной распад диска, который достигает наибольшей скорости в момент $t \sim (1,5-2)t_0$ и заканчивается при $t \sim (4-5)t_0$. Размеры частиц, образующихся в результате взрывного распада, оцениваются величиной порядка толщины диска, в который трансформируется капля к моменту ее максимальной деформации $d \sim (0,1-0,2)d_0$ [1]. Ядро дробящейся капли движется по траектории $x d_0^{-1} \sim (0,5 - 1,4) t^2 t_0^{-2}$ [6].

Однако, несмотря на большое число экспериментов, многие вопросы процесса дробления капель в УВ остаются недостаточно изученными. К их числу относятся, в частности, влияние вязкости на динамику разрушения капли, оценка размеров срывааемых микрочастиц, исследование процесса испарения разрушающейся капли и т. д.

Следует отметить, что практически все основные результаты, опубликованные к настоящему времени, получены либо с помощью оптико-механических камер типа СФР [5, 7], либо методом покадрового фотографирования [1, 4, 8], когда за один цикл работы установки делается только один снимок. При этом в первом случае не обеспечивается достаточно высокое пространственно-временное разрешение, а во втором — существенное значение может играть погрешность измерения, связанная с разбросом параметров эксперимента при переходе от одного «выстрела» к другому.

В данной работе представлены некоторые результаты исследования процессов ускорения, деформации, разрушения и испарения капель различных жидкостей в потоке газа за УВ при $M = 2-4$, полученные методом многокадровой лазерной визуализации, обеспечивающей непрерывную регистрацию поведения капли в течение одного «выстрела» с временным разрешением $\sim 10^{-8}$ с.

1. Экспериментальная установка. Изучение характеристик процесса взаимодействия капель жидкости с УВ проводилось на экспериментальной установке, схема которой представлена на рис. 1. Ее основные элементы: ударная труба с камерой низкого давления (КНД) 1 и камерой высокого давления (КВД), разделенными клапаном 2 с электропневматическим управлением; диагностическая аппаратура; схемы управления и синхронизации. КНД имела рабочую секцию сечением 56×56 мм, длиной 1,7 м, снабженную пьезоэлектрическими датчиками 3 и окнами 4 размером 20×200 мм для проведения оптических измерений. Генератор 14 капель располагался на верхней стенке КНД и имел запускающее устройство, позволяющее осуществлять подачу одной или нескольких капель в нужный момент времени. Размеры капель регулировались путем подбора диаметра капилляра, через который поступала жидкость. Опыты проводились с каплями воды, спирта, глицерина, тридекана размером от 0,5 до 3,5 мм. Начальное давление газа в канале $p_0 = 20-100$ кПа, начальная температура газа $T_0 = 290$ К. В качестве толкающего газа применялся гелий при давлении 1—5 МПа. Измерение скорости УВ и синхронизация диагностической аппаратуры проводились пьезоэлектрическими датчиками давления и электронным хронометром 5. Параметры газа за фронтом УВ рассчитывались по известным соотношениям для ударной трубы [9].

Исследование динамики поведения капель в УВ осуществлялось методом высокоскоростной многокадровой теневой съемки. При этом длительность экспозиции, число и частота кадров задавались источником света 11, а пространственное разделение кадров производилось камерой ЖФР-3 12. В качестве источника света использовался рубиновый лазер, работающий в стробоскопическом режиме [10] и позволяющий получать серии от 1 до 50 импульсов света длительностью $\sim 3 \cdot 10^{-8}$ с, интервалы между которыми устанавливались в пределах $\Delta t = 10-100$ мкс с точностью 0,2 мкс. Пространственное разрешение оптической системы, отнесенное к плоскости объекта, составляло ~ 30 штр/мм, а размеры кадра — 18×24 мм.

Схема синхронизации обеспечивала необходимую последовательность запуска во времени отдельных элементов ударной трубы и диагностической аппаратуры. После срабатывания запускающего устройства капля на пути к оси канала ударной трубы пересекала используемый для синхронизации луч гелий-неонового лазера 13, при этом сигнал с фотодиода 15 поступал на генератор 16 задержанных импульсов, с выхода которого через необходимое время задержки ($\sim 10^{-2}$ с) подавался импульс на схему управления клапаном. Синхронизация работы лазерного стробоскопического источника света осуществлялась генератором 6 синхроимпульсов, который запускался сигналами с пьезоэлектрических датчиков. С выходов этого генератора управляющие импульсы с необходимыми задержками поступали на блок поджига ламп накачки 7, на запуск осциллографа 10, на формирователь 9 высоковольтных импульсов, а также на задающий генератор 8, что обеспечивало точную привязку во времени

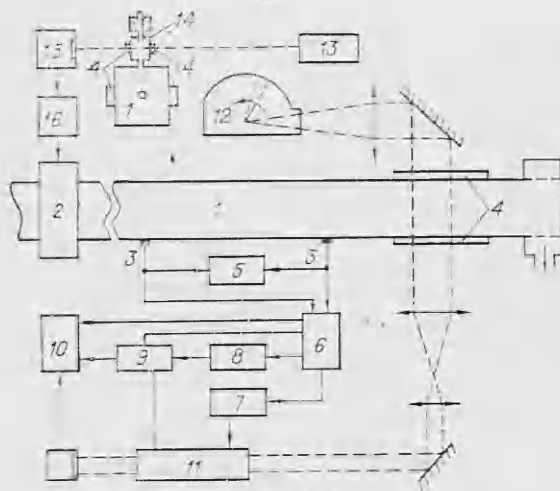


Рис. 1

момента генерации световых импульсов относительно момента прохождения фронта УВ через исследуемую область.

2. Результаты экспериментов. Рассмотрим экспериментальные данные, полученные при изучении взаимодействия капли различных жидкостей с УВ при $M = 2-4$.

На рис. 2, а приведена серия теневых фотографий капли воды $d_0 = 3,2$ мм, разрушающейся в потоке газа за УВ ($M = 2,37$, $p_0 = 10^5$ Па, $We = 5,3 \cdot 10^4$, $Re = 2,3 \cdot 10^5$, $\Delta t = 30$ мкс). На кадре 1 представлено изображение капли до взаимодействия с УВ. На кадре 2 ($t \sim 20$ мкс) видны фронт УВ, распространяющийся слева направо, и отошедший скачок уплотнения на капле (отсчет времени взаимодействия ведется от момента соприкосновения фронта волны с лобовой поверхностью капли). К этому моменту становится заметной деформация ядра капли и появляется облако микрочастиц, сорванных с ее поверхности. С увеличением времени взаимодействия (кадры 3—6) растут поперечный размер деформированного ядра, а также размеры облака микрочастиц, форма которого соответствует спутному потоку газа при обтекании затупленного тела. По измеренной длине спутного следа x_i и расстоянию до фронта УВ x_s можно оценить время индукции срыва микрочастиц t_i (отсчет расстояния ведется также от лобовой поверхности капли в исходном состоянии).

Эксперименты показали, что скорость дальнейшей границы облака микрочастиц совпадает со скоростью газа, рассчитанной по известным соотношениям [9]. Тогда, полагая, что $u = \text{const}$ в окрестности капли, получим $t_i = x_s V^{-1} - x_i u^{-1}$, где V — скорость фронта УВ. Для данного опыта $t_i = 6,8$ мкс.

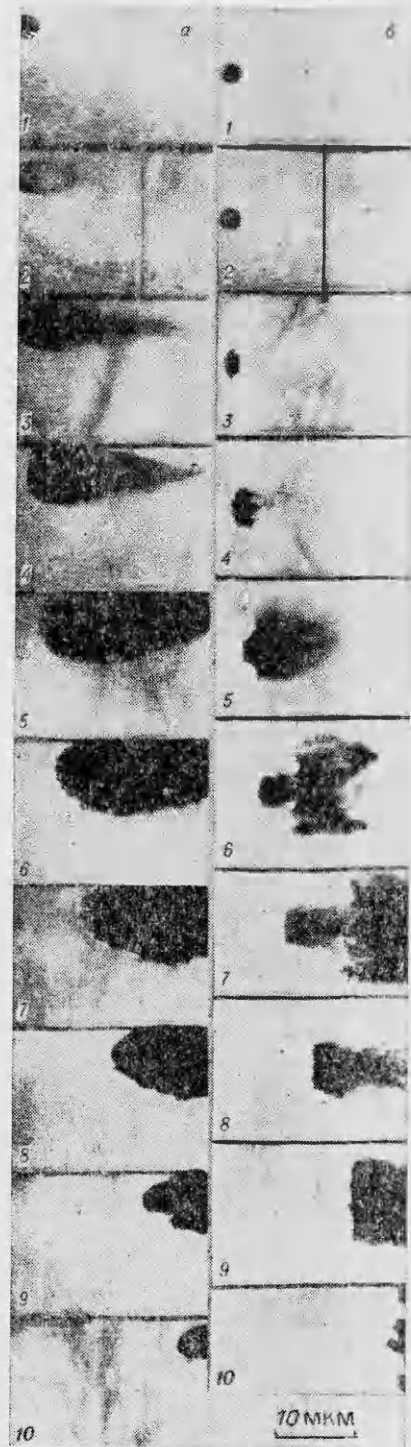


Рис. 2

Максимальной деформации $d \sim 2,8 d_0$ ядро капли достигает через $t \simeq 110$ мкс $\simeq 1,2 t_0$ (кадр 5). Из-за ускоренного движения капли на ее лобовой поверхности генерируются волнообразные возмущения, которые становятся заметными через $t \simeq 80$ мкс $\simeq 0,9 t_0$ (кадр 4) и отчетливо проявляются через $t = 140$ мкс $= 1,5 t_0$ (кадр 6). Длина волны этих возмущений $\lambda \simeq 1,2$ мм. В это же время ($t = 140$ мкс $= 1,5 t_0$) с периферии деформированного ядра капли начинается отрыв вторичных сравнительно крупных (~ 1 мм) капель, которые в свою очередь разрушаются путем срыва поверхностного слоя жидкости (кадры 5–10). Видимый поперечный размер ядра капли уменьшается, и последней разрушается его центральная часть. Время полного разрушения капли $t \simeq 320$ мкс $\simeq 3,5 t_0$. Аналогичная картина имела место во всех наших опытах, где изучалось поведение капель различных жидкостей ($\rho_{ж} \sim 0,7-1,5$ г/см³, $\mu_{ж} \sim 10^{-3}$ Нс/м², $\sigma \sim (2-7) \cdot 10^{-2}$ Н/м) в УВ при $M = 2-4$, что хорошо согласуется с результатами [1, 4, 5, 7, 8]. При этом время индукции срыва жидкости с поверхности капли, как показали наши опыты, не зависит от ее начального размера при $d_0 = 0,5-3,5$ мм.

На рис. 2, б представлена серия теневых фотографий, иллюстрирующих дробление капли глицерина $d_0 = 2,6$ мм (кадр 1) в условиях опыта, близких представленному на рис. 2, а ($M = 2,37$, $p_0 = 10^5$ Па, $We = 4,9 \cdot 10^4$, $Re = 1,9 \cdot 10^5$, $\Delta t = 30$ мкс). Видно, что при увеличении вязкости жидкости $\mu_{ж}$ в 10^3 раз картина разрушения капли сильно изменяется. Характерная особенность взаимодействия УВ с каплей глицерина — неодновременное протекание процессов деформации и разрушения. Деформация начинается с подветренной стороны капли. Через $t = 15$ мкс (кадр 2) она едва заметна. С течением времени капля приобретает форму усеченного конуса, основанием повернутого к набегающему потоку (кадр 3). В процессе деформации вдоль периферии основания образуется острая кромка, поперечные размеры которой растут со временем, и она смещается от основания. Капля приобретает характерный вид «шляпы» с плоской вершиной (кадры 4, 5). Максимальная деформация $d \sim 2,9 d_0$ достигается к моменту $t \simeq 105$ мкс $\simeq 1,25 t_0$ (кадр 5). Процесс разрушения начинается через $t_i \sim 50$ мкс и проходит путем «сдирания» с полей «шляпы» пленки жидкости и дробления последней вблизи ядра капли (кадры 4, 5), а в более поздней стадии по типу «парашют со стружкой» [3], т. е. за счет выдувания из полей «шляпы» мешка («парашюта») и его хаотического дробления. Разрушение полей «шляпы» завершается к моменту $t \simeq 135$ мкс $= 1,6 t_0$ (кадр 6). В дальнейшем аналогичным путем происходит разрушение оставшегося ядра капли, поперечные размеры которого постоянно увеличиваются (кадры 7–10). К моменту $t \sim 225$ мкс (кадр 9) ядро капли теряет свою целостность. Оставшаяся часть капли принимает хаотическую форму и полностью распадается ко времени $t \simeq 345$ мкс $\simeq 4,1 t_0$. Полученная картина разрушения капли глицерина качественно соответствует картине разрушения капель маловязких жидкостей (воды, керосина) в УВ с $M = 1,05-1,15$ [1].

На рис. 3 представлены данные по деформации (а) и перемещению (б) ядра капли за УВ ($M = 2,37$, $p_0 = 10^5$ Па) для различных жидкостей (1 — H₂O, 2 — C₂H₆O, 3 — C₃H₈O₃). Данные по деформации маловязких жидкостей (вода, спирт) хорошо аппроксимируются прямой линией. Деформация капли глицерина происходит по более сложному закону. Однако максимальное значение $d \sim (2,8-2,9) d_0$ достигается для всех капель почти одновременно к моменту $t \simeq (1,2-1,3) t_0$. Несмотря на существенное отличие в форме наветренной поверхности капель маловязкой и сверхвязкой жидкостей, перемещение их ядер в начальной стадии ускорения (до $t \sim 1,5 t_0$) происходит по одинаковым траекториям $x/d_0 = 0,85(t/t_0)^2$, чему соответствует коэффициент аэродинамического сопротивления капли $C \simeq 2,3$.

Представленные результаты показывают, что при одинаковых значениях We , Re на характер деформации и разрушения капель оказывает влияние вязкость жидкости. Установлено, что при увеличении вязкости

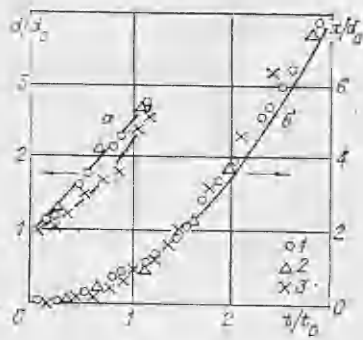


Рис. 3

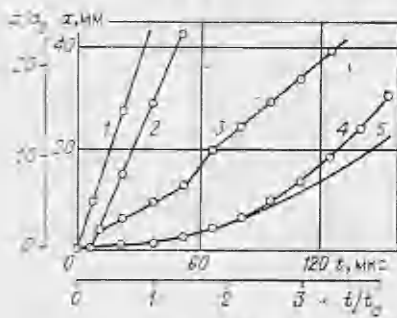


Рис. 5

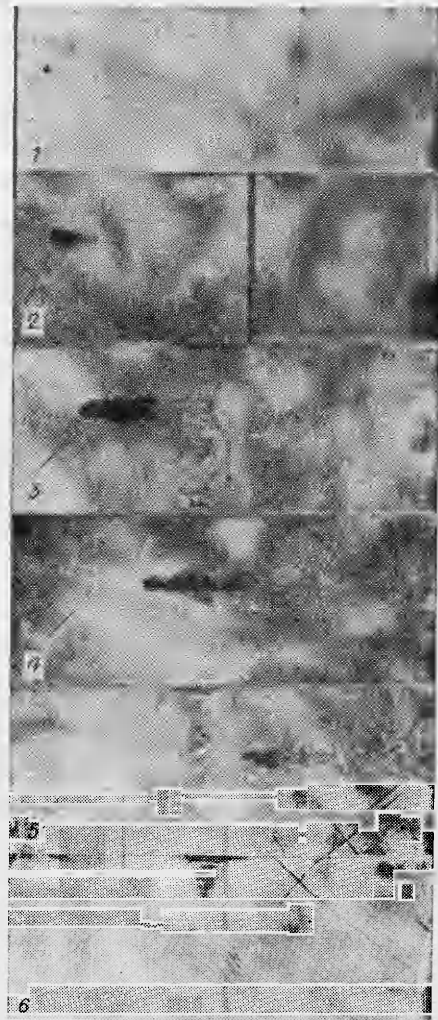


Рис. 4

В 10^3 раз время индукции разрушения капли увеличивается \sim в 10 раз, тогда как время достижения максимальной деформации и время полного разрушения капли остаются неизменными.

Используемая методика позволила также осуществить наблюдение динамики испарения разрушающейся капли. Рис. 4 иллюстрирует процесс разрушения и испарения капли тридекана $d_0 \sim 0,7$ мм (кадр 1) в УВ ($M = 3,4$, $p_0 = 28$ кПа, $\Delta t = 25$ мкс). Видно, что через $t = 23$ мкс (кадр 2) поперечный размер деформированной капли достигает величины $d \approx 2,4 d_0$, при этом за каплей отчетливо видно облако из сорванных микрочастиц, переходящее в след из испарившейся жидкости. Хорошо видны отошедшая головная УВ, а также хвостовой скачок уплотнения, примыкающий к следу в месте интенсивного испарения жидкости. С увеличением времени взаимодействия протяженность облака неиспарившихся микрокапель растет, при этом начало испарения уже заметно на боковой поверхности облака (кадры 3—5). Капля разрушается и полностью испаряется за $t \approx 110$ мкс $\approx 4 t_0$ (кадры 5, 6).

На рис. 5 приведены зависимости перемещения ядра капли 4, границы между облаком микрочастиц и испарившейся жидкостью 3, дальней от капли границы следа испарившейся жидкости 2 и фронта 1 УВ, полученные в опыте по взаимодействию капли тридекана $d_0 = 1,9$ мм с УВ при $M = 3,8$, $p_0 = 28$ кПа. Наклон прямой 1 соответствует скорости фронта УВ. Скорость перемещения границы 2 равна скорости газа за фронтом УВ. На кривой перемещения границы 3 происходит характерный излом, соответствующий $t = (1,3-1,6) t_0$. Как отмечалось ранее, в это время начинается действие механизма взрывного дробления. Экспериментальные данные по перемещению ядра капли 4 находятся в хорошем соответствии с параболической зависимостью $x/d_0 = 0,85(t/t_0)^2$ до момен-

Жидкость	M	d_0 , мм	We·10 ⁻⁴	Re·10 ⁻⁵	t_i , мкс		d_1 , мкм		t_v , мкс
					Эксперимент	Расчет (5)	Эксперимент	Расчет (3)	Эксперимент
C ₃ H ₈ O ₃	2,37	2,6	4,9	1,9	50,5	78,0	—	462	—
H ₂ O	2,37	3,2	5,3	2,3	6,8	6,5	—	4,0	—
C ₂ H ₆ O	2,37	2,4	13,4	1,8	6,2	5,3	—	3,2	—
H ₂ O	2,46	0,7	1,3	0,5	5,0	5,5	4,7	3,6	50
C ₂ H ₆ O	2,46	0,7	4,2	0,5	4,3	4,4	4,3	3,0	14
C ₁₃ H ₂₈	3,4	0,7	3,0	0,2	6,2	5,9	3,3	4,2	9
C ₁₃ H ₂₈	3,8	1,9	12,1	0,6	4,6	4,4	3,0	3,7	5
C ₁₃ H ₂₈	3,8	0,9	6,3	0,3	4,6	4,4	3,0	3,7	5

та $t \simeq 2t_0$ (рис. 5, кривая 5), далее расхождение увеличивается. В каждый момент времени протяженность облака неиспарившихся микрокапель определяется расстоянием между кривыми 4 и 3, а длина следа полностью испарившейся жидкости — расстоянием между кривыми 3 и 2. Точка пересечения линии 2 с осью времени определяет время индукции срыва жидкости с поверхности капли t_i . Время индукции испарения микрокапель $t_v = t_{32} - t_i$, где t_{32} — время начала испарения, которое соответствует моменту пересечения кривых 3 и 2. Результаты измерения t_i и t_v для вышеуказанных жидкостей при различных условиях представлены в таблице.

По измеренным значениям t_v можно оценить размеры микрочастиц d_1 , срываемых с поверхности капли. Предполагая, что условия теплообмена с газом для частиц, находящихся на периферии облака, аналогичны теплообмену одиночной капли, покоящейся относительно газа, можно определить время прогрева микрочастицы диаметром d_1 до температуры кипения жидкости T_v из отношения

$$t_v = \rho_{ж} \frac{d_1^2 c_{ж}}{12h} \ln \frac{T - T_0}{T - T_v}$$

Здесь $c_{ж}$ — теплоемкость жидкости; h , T — теплопроводность и температура газа; T_0 — начальная температура капли.

Характерные значения d_1 , вычисленные из этого соотношения, приведены в таблице и составляют 3—5 мкм в диапазоне $M = 2-4$, $We = 10^4-10^5$, $Re = 10^4-10^5$.

3. Обсуждение результатов. Проведенные исследования показали, что основную роль в разрушении капель маловязких жидкостей УВ с $M = 2-4$ играет механизм срыва поверхностного слоя жидкости, который вступает в действие через время индукции t_i и продолжается до полного распада капли. Этим же механизмом должны определяться и размеры срываемых микрочастиц d_1 . Если выполняется критерий $Bo = \rho_{ж} a d_0^2 \sigma^{-1} > 5 \cdot 10^3$ [11, 12] (a — ускорение капли), то через время t_λ вступает в действие также механизм взрывного дробления, обусловленный неустойчивостью ускоряющейся границы раздела фаз (неустойчивость Тейлора). Наблюдаемое в наших опытах характерное время развития неустойчивости t_λ , определяемое как интервал времени до начала отрыва крупных ($\sim \lambda$) частей капли, хорошо описывается выражением [11, 12]

$$t_\lambda t_0^{-1} = 20 Bo^{-0,25} \simeq 23 We^{-0,25}$$

Разрушение глицерина начинается также путем «сдирания» поверхностного слоя жидкости с экватора ее деформированного ядра. В более поздней стадии, как указывалось выше, распад осуществляется по типу «парашют со стружкой». Волны на лобовой поверхности капли глицерина отсутствуют, что, по-видимому, связано с демпфирующим влиянием вязкости.

В настоящее время для объяснения механизма дробления капли за счет срыва поверхностного слоя жидкости используются в основном две

модели. Согласно модели 1 [5, 13], разрушение происходит путем «сдиранья» с периферии деформированного ядра капли пограничного слоя жидкости. Средние размеры частиц, образующихся в результате дробления сорванной пленки жидкости, оцениваются величиной, равной толщине пограничного слоя жидкости в экваториальной части капли [13]:

$$(1) \quad d_1 = 2,4d_0(\mu_{\text{ж}}/\mu)^{0,5}(\rho_{\text{ж}}/\rho)^{-0,25}\text{Re}^{-0,5},$$

а время индукции срыва определяется временем формирования пограничного слоя и составляет [13]

$$(2) \quad t_i = 0,37t_0 = 0,37d_0u^{-1}(\rho_{\text{ж}}/\rho)^{0,5}.$$

Согласно модели 2 [14], разрушение происходит путем срыва микрочастиц с гребней волновых возмущений, образующихся на боковой поверхности капли в результате развития неустойчивости Кельвина — Гельмгольца. Размеры микрочастиц оцениваются величиной, пропорциональной средней длине волны этих возмущений [14]:

$$(3) \quad d_1 = A\lambda_i,$$

где

$$(4) \quad \lambda_i = 9\pi \sqrt[3]{16}\mu^{0,66}\sigma^{0,33}\rho_{\text{ж}}^{-0,33}(\beta\omega u^2)^{-0,66},$$

а время индукции срыва микрочастиц можно оценить по формуле [15]

$$(5) \quad t_i = B\rho_{\text{ж}}^{0,33}\sigma^{0,66}\mu_{\text{ж}}^{0,33}(\beta\omega u^2)^{-1,33}.$$

Здесь A и B — коэффициенты пропорциональности; β — коэффициент экранирования.

Исходя из этой модели, найдем условия срыва поверхностного слоя жидкости, предположив, что срыв реализуется, если на наветренной поверхности капли образуется не менее одного гребня волновых возмущений, т. е.

$$(6) \quad \lambda_i \leq \pi d_0/4.$$

Записав выражение (4) в виде

$$(7) \quad \lambda_i = 9\pi \sqrt[3]{16}\beta^{-0,66}d_0 \text{We}^{-0,66} \text{Lp}^{-0,33}$$

и подставив (7) в (6), получим

$$(8) \quad \text{We} \geq 864\beta^{-1}\text{Lp}^{-0,5},$$

где $\text{Lp} = d_0\rho_{\text{ж}}\sigma\mu_{\text{ж}}^{-2}$ — число Лапласа. Так как, согласно [16], $\beta \simeq 0,05$, то условие (8) представим как

$$(9) \quad \text{We} \geq 1,7 \cdot 10^4 \text{Lp}^{-0,6}.$$

Исходя из этого критерия, можно объяснить и различие в картинах разрушения капель воды и глицерина. Так, сравнение масштабных параметров показывает, что для капли воды $\lambda_i \ll \pi d_0/4$ и ее разрушение происходит по механизму модели 2. Это также подтверждается экспериментально наблюдаемой независимостью времени индукции разрушения капли воды от ее начального диаметра, что соответствует соотношению (5). Для капли глицерина $\lambda_i > \pi d_0/4$, и ее разрушение осуществляется путем «сдиранья» пограничного слоя жидкости, на что указывает характерная особенность в картине деформации капли глицерина — образование острой кромки на ее экваторе (см. рис. 2, б, кадр 3). Справедливость критерия (9) подтверждают также данные работы [1], в которой приведены характеристики разрушения капли керосина в воздушной УВ при $M = 1,1$. При этом для капли керосина критерий (9) не выполнялся и картина ее распада подобна описанной выше начальной стадии разрушения капли глицерина. Удовлетворительное количественное совпадение экспериментальных и рассчитанных по формулам (3), (5) данных для d_1 , t_i имеется при $A = 0,2$, $B = (K/\sigma)^{0,5}$, где $K = 500$ Н/м (см. таблицу).

ЛИТЕРАТУРА

1. Гельфанд Б. Е., Губин С. А., Когарко С. М. Разновидности дробления капель в ударных волнах и их характеристики // ИФЖ.— 1974.— Т. 27, № 1.
2. Гельфанд Б. Е. Современное состояние и задачи исследования детонации в системе капли жидкости — газ // Детонация.— Черногловка, 1977.
3. Ивандаев А. И., Кутушев А. Г., Нигматулин Р. И. Газовая динамика многофазных сред. Ударные и детонационные волны в газовзвесах // Итоги науки и техники. ВИНТИ. Сер. МЖГ.— 1981.— Т. 16.
4. Engel O. G. Fragmentation of wavedrops in the zone behind an air shock // J. Res. Nat. Bur. Stand.— 1958.— V. 60, N 3.
5. Runger A. A., Nicholls J. A. Aerodynamics shattering of liquid drops // AIAA J.— 1969.— V. 7, N 2.
6. Simons G. A. Liquid drop acceleration and deformation // AIAA J.— 1976.— V. 14, N 2.
7. Бельский Б. М., Евсеев Г. А. Экспериментальное исследование разрушения капли под действием газа, движущегося за ударной волной // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1974.— № 2.
8. Waldman G. D., Reineche W. G., Glenn D. C. Raindrop break-up in the shock layer of a high-speed vehicle // AIAA J.— 1972.— V. 10, N 9.
9. Ударные трубы/ Под ред. Х. А. Рахматуллина и С. С. Семенова.— М.: ИЛ, 1962.
10. Бойко В. М., Карнаузов А. А. и др. Метод многоэкспозиционной фоторегистрации частиц в высокоскоростных двухфазных потоках // ПМТФ.— 1982.— № 3.
11. Hurper E. Y., Grube G. W., Ghang I-Dee. On the break-up of accelerating liquid drops // J. Fluid Mech.— 1972.— V. 52, N 3.
12. Simpkins P. G., Bales E. L. Water drop response to sudden acceleration // J. Fluid Mech.— 1972.— V. 55, N 4.
13. Ranger A. A. Shock wave propagation through a two-phase medium // Acta Astronautica.— 1972.— V. 17, N 4/5.
14. Mayer E. Theory of liquid atomization in high velocity gas streams // ARS J.— 1961.— V. 31, N 12.
15. Борисов А. А., Гельфанд Б. Е. и др. Усиление слабых ударных волн в горячей двухфазной системе жидкость — газ // ПМТФ.— 1970.— № 1.
16. Ле Блон П., Майсек Л. Волны в океане.— М.: Мир, 1981.— Ч. 2.

Поступила 16/1 1986 г.

УДК 532.526

СТРУКТУРА ТЕЧЕНИЯ ПРИ ВЯЗКОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С ЛЕТАЮЩЕЙ ЧАСТИЦЕЙ

Н. П. Гриднев

(Новосибирск)

В случае полета тел с большими сверхзвуковыми скоростями важной задачей становится проблема уменьшения сопротивления этих тел, а также снижения теплового потока к стенкам летательного аппарата. Одним из возможных средств решения этой проблемы может оказаться выдувание твердых частиц с поверхности тела навстречу сверхзвуковому потоку. При взаимодействии летящих частиц с головной ударной волной (УВ) возможна перестройка структуры течения, приводящая к изменению аэродинамических характеристик обтекаемого тела.

Рассмотрим процесс взаимодействия одной летящей частицы со стоячей УВ. Такая постановка справедлива в том случае, если реализуется режим течения «одиночных» частиц, т. е. взаимодействием их друг на друга можно пренебречь. Это имеет место при условии $d/l > 5$, где d — среднее расстояние между частицами, l — их характерный размер [1]. Будем предполагать, что в начальный момент фронт УВ плоский, а частица — бесконечно тонкая пластина конечных размеров. Параметры газа по обе стороны УВ задаются по формулам ударного перехода. В момент времени $t = 0$ частица начинает двигаться из зоны дозвуковых скоростей (зоны больших давлений) в зону сверхзвуковых скоростей. Предположим также, что частица движется с постоянной скоростью под нулевым углом атаки к невозмущенному потоку.

Поставленную задачу будем решать в двумерном приближении на основе полной системы уравнений Навье — Стокса для вязкого тепло-