

УДК 532.529+533.6

## ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДВУХ ТИПОВ СРЫВНОГО РАЗРУШЕНИЯ КАПЛИ В ПОТОКЕ ЗА УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

В. М. Бойко, С. В. Поплавский

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

Приведены результаты экспериментального исследования двух режимов срывного разрушения капель маловязких жидкостей в потоке за ударной волной в диапазоне чисел Вебера  $200 \div 8000$ . На основании данных по деформации и обтеканию капли построена феноменологическая картина ее разрушения. Сформулирован физический критерий смены срывных механизмов разрушения.

Ключевые слова: ударные волны, газокпельные смеси, аэродинамическое разрушение капль.

### ВВЕДЕНИЕ

Динамика капль в потоке за проходящей ударной волной — важная фундаментальная задача физической газодинамики в рамках проблемы распространения ударных волн в многофазных средах [1]. Актуальность ее продиктована целым рядом наукоемких приложений в таких областях, как энергетика, химические технологии, пожаро- и взрывобезопасность углеводородных аэрозолей, приготовление топливных смесей в авиационном и ракетном двигателестроении, дождевая капельная эрозия деталей планера и двигателей высокоскоростных летательных аппаратов и т. д.

Закономерности деформации и разрушения капль под действием аэродинамических сил многие годы вызывают повышенный интерес исследователей (см. обзоры [1–5]), однако законченная физическая модель дробления капль жидкости до сих пор не создана. Теоретическое исследование разрушения капль аэродинамическими силами является сложной гидродинамической проблемой, которая требует одновременного решения задач о внешнем и внутреннем течении при нетривиальных граничных и начальных условиях [5, 6]. Все имеющиеся представления о процессах аэродинамического дробления капли получены экспериментальным путем, но в то же время эксперимент связан с серьезными методическими и техническими трудностями. Вот почему приводимые различными авторами результаты экс-

периментальных исследований зачастую отличаются друг от друга.

Основными параметрами процесса являются числа Вебера  $We = \rho u^2 d / \sigma$  и Онезорге  $Oh = \mu_l / (\rho_l \sigma d)^{0.5}$  ( $\rho$  и  $u$  — плотность и скорость газа;  $d$  — диаметр капли;  $\sigma$ ,  $\rho_l$ ,  $\mu_l$  — поверхностное натяжение, плотность и вязкость жидкости). В большинстве работ определяющим считается критерий Вебера [1–5] и, как правило, не учитываются ни свойства жидкостей (кроме поверхностного натяжения), ни условия аэродинамического нагружения (ударные волны, градиентные потоки).

Известно несколько классификаций режимов дробления по числу  $We$ , выделяющих шесть [1, 2] или пять [3–5] основных механизмов. Для капль маловязких жидкостей наиболее отвечающей современным представлениям следует, по-видимому, признать классификацию из [2]. Она несколько отличается от других как по типам разрушения, так и по значениям  $We_{cr}$ :

- 1) вибрационное дробление,  $We_{cr1} < We < We_{cr2}$ ;
- 2) дробление по типу «парашют»,  $We_{cr2} < We < We_{cr3}$ ;
- 3) дробление по типу «парашют» со струйкой,  $We_{cr3} < We < We_{cr4}$ ,  $We_{cr2} < We < We_{cr3}$ ;
- 4) срыв пограничного слоя жидкости с экватора капли,  $We_{cr4} < We < We_{cr5}$ ;
- 5) срыв микрокапель с гребешков волн, возникающих на наветренной поверхности капль,  $We > We_{cr5}$ ;
- 6) катастрофическое дробление,  $We > We_{cr5}$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 04-01-00235, 07-01-00318, 10-01-00418).

© Бойко В. М., Поплавский С. В., 2012.

Характерной особенностью классификации [2] является разделение срывного дробления на два типа (4-й и 5-й), различающихся физическими механизмами разрушения капли и, что важно, дисперсным составом продуктов дробления. Следует отметить, что в разных источниках для этой классификации приведены существенно отличающиеся значения критических чисел Вебера. Так, в [2]  $We_{cr1} = 8$ ,  $We_{cr2} = 12$ ,  $We_{cr3} = 50$ ,  $We_{cr4} = 100$ ,  $We_{cr5} = 350$ , а в работе [7] —  $We_{cr1} = 12$ ,  $We_{cr2} = 18$ ,  $We_{cr3} = 45$ ,  $We_{cr4} = 350$ ,  $We_{cr5} = 2\,670$ .

Последние исследования показали, что критическое число  $We_{cr5}$  смены срывных механизмов нуждается в существенных уточнениях. Это обусловлено тем, что до настоящего времени трудно с приемлемой точностью установить момент дробления, не говоря уже о характерных особенностях процесса, свойственных каждому из срывных типов разрушения [8, 9]. В связи с этим представляют интерес микропроцессы на поверхности капли в потоке за ударной волной, характер деформации капель в момент начала разрушения, а также исследование времени задержки разрушения и типа массоуноса. Работа продолжает исследования динамики капли за ударной волной, представленные в [8–10].

### ПОВЕДЕНИЕ КАПЛИ В УДАРНОЙ ВОЛНЕ ДО НАЧАЛА РАЗРУШЕНИЯ

В экспериментах исследовался диапазон чисел Вебера  $200 \leq We \leq 8\,000$ , включающий предполагаемую переходную область двух срывных механизмов разрушения капель. Опыты выполняли с пятью маловязкими жидкостями (число Онезорге  $Oh < 1$ ): вода, спирт, ацетон, гексан и тридекан. Для того чтобы иметь растянутые во времени периоды индукции разрушения, исследования проводили в слабых ударных волнах с числом Маха  $1.1 \leq M_s \leq 1.4$ .

Динамику взаимодействия капли с ударной волной регистрировали методом импульсной высокоскоростной киносъемки, подробно описанным в [8, 9]. Длительность экспозиции  $30 \div 50$  нс, число импульсов и интервалы между ними задавались лазерным стробоскопическим источником света, а пространственное разделение кадров осуществлялось ждущей высокоскоростной фотокамерой с вращающейся зеркальной призмой. Размеры кадра —  $18 \times 24$  мм; пространственное разрешение оп-

тической системы, отнесенное к плоскости объекта, — 20 мкм. Точность установки временных интервалов между импульсами — 0.2 мкс. Полученные фотоизображения сканировались без потери пространственного разрешения для дальнейшей компьютерной обработки в цифровом виде. Пространственное разрешение цифровых изображений составляет  $\approx 30$  пк/мм.

Высокоскоростная киносъемка по схеме теневой визуализации позволила детализировать начальную стадию пребывания капли за фронтом ударной волны и с достаточно высокой точностью измерить динамические параметры процесса. В каждом опыте получали серию из 20 теневых снимков с интервалом между кадрами 30 мкс. Так, на рис. 1 показаны выборки из серий, иллюстрирующие поведение капли воды к моменту начала массоуноса при числах Вебера  $We = 400, 950$  и  $2\,100$ .

Видно, что используемый метод регистрации позволяет достаточно подробно проследить эволюцию формы капли, определить момент начала массоуноса (задержку разрушения  $t_i$ ) и характер дробления. Анализ теневых изображений капель для всех исследованных жидкостей позволил получить новые важные данные как качественного, так и количественного характера по деформации и особенностям разрушения капли. Сформулированные в виде феноменологической картины процесса они сводятся к следующему.

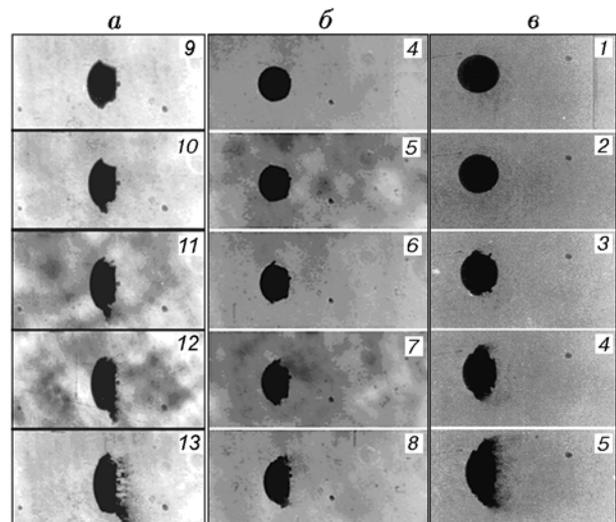


Рис. 1. Деформация и разрушение капли воды в потоке за ударной волной при числах  $We = 400$  (а),  $950$  (б),  $2\,100$  (в);  $\sigma = 73 \cdot 10^{-3}$  Н/м

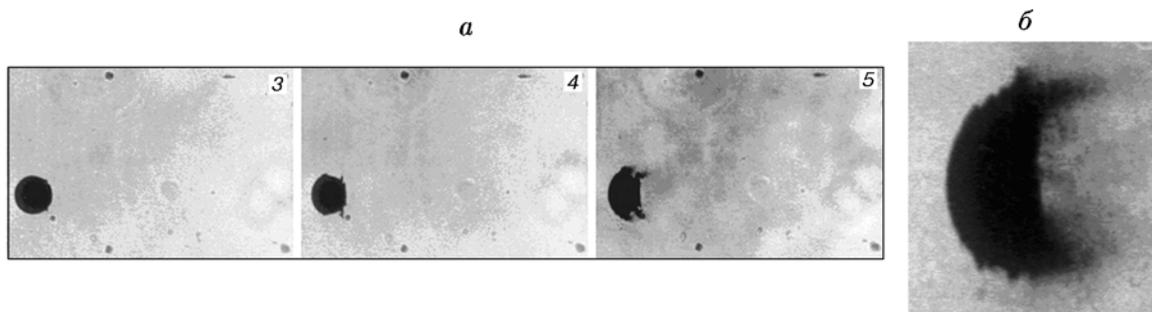


Рис. 2. Капля тридекана в моменты пребывания в потоке за ударной волной:

$a$  — 80, 110 и 140 мкс;  $v = 1.18$  м/с,  $d = 2.2$  мм,  $We = 2000$ ,  $\sigma = 26 \cdot 10^{-3}$  Н/м;  $b$  — волны неустойчивости Кельвина — Гельмгольца на наветренной поверхности капли

В потоке за ударной волной вблизи первоначально сферической капли в первые  $100 \div 150$  мкс устанавливается течение газа (при данных числах  $Re \geq 10^3$  — отрывное) с характерным неоднородным распределением давления по поверхности. Под действием динамического напора капля испытывает продольное ускорение  $\approx 10^4$  м/с<sup>2</sup>, а также деформацию с характерной поперечной скоростью до 20 м/с. Под наветренной поверхностью капли формируется сопряженный пограничный слой, что также способствует внутреннему перемещению жидкости к мидельному сечению. Вместе с понижением внешнего давления в области отрыва потока это приводит к росту миделя и образованию первой острой кольцевой кромки на контуре капли (излом образующей, см. рис. 1, кадры 9 и 10 ( $a$ ), кадры 5 и 6 ( $b$ ), кадры 3 и 4 ( $c$ )). К этому моменту наблюдаются выполаживание донной поверхности капли и формирование второй острой кольцевой кромки (см. рис. 1, кадры 9–11 ( $a$ ), кадры 6 и 7 ( $b$ ), кадры 4 и 5 ( $c$ )).

Эти особенности формы капли (изломы образующей) присущи обоим срывным механизмам разрушения. На рис. 1,  $a$  показано начало разрушения капли воды при  $We = 400$ , что соответствует первому механизму — срыву жидкого пограничного слоя, а на рис. 2,  $a$  — начало разрушения капли тридекана при  $We = 2000$  — второй механизм разрушения — срыв микрокапель с гребней волн, образующихся по механизму неустойчивости Кельвина — Гельмгольца. На этих рисунках видна полная идентичность форм капли в этих режимах. Что касается второго срывного типа разрушения, то его признаки можно видеть и на рис. 1,  $b$ , и на

рис. 2,  $b$  в форме волнообразных возмущений на наветренной поверхности капли, а также в характере массоуноса.

Важно отметить, что деформация в диапазоне чисел  $We = 400 \div 2000$  имеет общие черты для первого и второго типов разрушения, да и форма капель перед началом массоуноса в обоих типах срывного разрушения близка. Речь идет о формировании кольцевых волн на миделе и у донной области. Формирование второго излома образующей вблизи плоской донной поверхности капли и само выполаживание дна в рамках предложенной феноменологии не вполне объяснимы и становятся более понятными при анализе поля течения газа вблизи капли и в ее аэродинамическом следе.

## ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ОБТЕКАНИЮ МОДЕЛИ КАПЛИ

Для исследования структуры газового потока вблизи капли проведены эксперименты в стационарных потоках с твердой моделью капли в условиях, близких к ударно-волновым по числам Маха, Рейнольдса и Вебера. Форма модели соответствует той, что наблюдалась в моменты времени, предшествующие началу дробления, в экспериментах с жидкими каплями. Регистрация поля течения выполнялась в плоскости симметрии модели методом PIV-диагностики с использованием комплекса аппаратуры фирмы «Oxford Lasers». Эксперименты проводили в калибровочной аэродинамической трубе фирмы DISA, доработанной для ввода светового «ножа» и «запыления» потока трассирующими частицами, которые получали с помощью генератора тумана «Martin magnum 550» (размер частиц  $0.2 \div 60$  мкм) с сепарацией

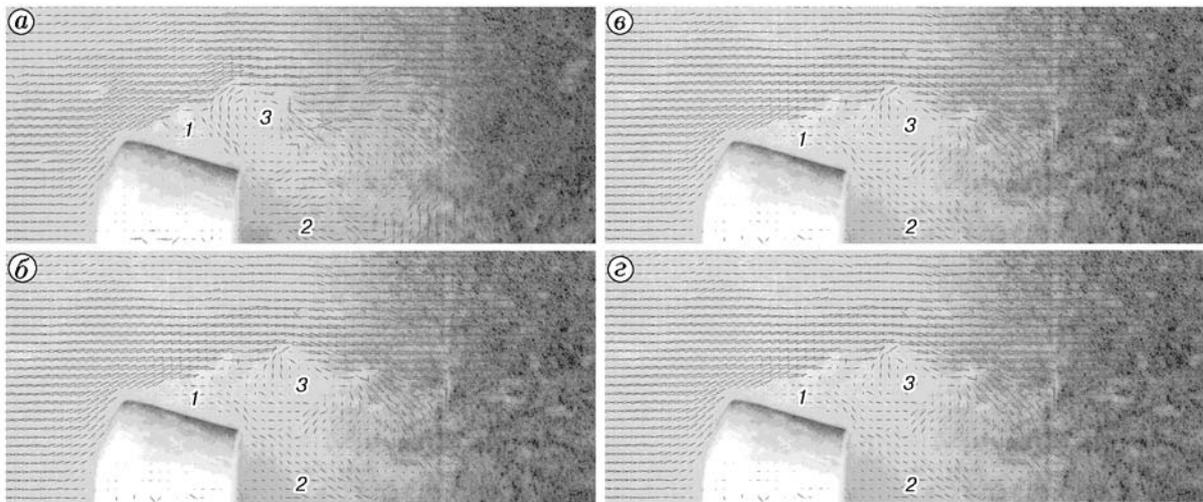


Рис. 3. Поле скоростей газа вблизи и в следе модели капли:

1 — зона отрыва потока, 2 — возвратное донное течение, 3 — изолированный тороидальный вихрь

тонкодисперсной фракции. На рис. 3 показана серия кадров, иллюстрирующая поле скорости газа вблизи и в следе модели капли с двумя изломами образующей.

Анализ поля скорости газа показал следующие особенности обтекания такого рода тел. Внешнее течение, вообще говоря, нестационарно, но имеет несколько постоянно присутствующих газодинамических структур, действие которых применительно к капле можно толковать следующим образом.

- Первая, более высокая волна (излом образующей) зарождается еще при сферической форме капли, а ее положение совпадает с точкой отрыва потока. За точкой отрыва наблюдается зона рециркуляции с выраженным противотоком вдоль поверхности модели (область 1 на рис. 3). Сопряженный пограничный слой в этой области капли способствует подводу жидкости к растущему миделю.
- Еще одна постоянно присутствующая структура находится в следе капли и представляет собой вторую зону рециркуляции с интенсивным противотоком вдоль оси тела (область 2 на рис. 3). Распределение давления на донной части поверхности капли от этого импактного потока таково, что она становится плоской, а на ее границе возникает отрыв радиального донного течения.
- Именно здесь формируется второй из-

лом образующей, связанный с радиальным движением жидкости на донной поверхности. Более того, как видно на рис. 2, радиальное растекание жидкости приводит к формированию жидкого диска (кадр 4), кромка которого, разрушаясь, поставляет продукты дробления в аэродинамический след капли (кадр 5).

- Радиально растекаясь вдоль донной части, газовый поток раздваивается вблизи второй точки излома образующей, часть его проникает в первую отрывную зону (1 на рис. 3), причем вдоль поверхности капли, а остальной поток попадает в третью постоянно присутствующую область (3).
- Эта вихревая структура частично разделяет две первые и представляет собой изолированный тороидальный вихрь. Непосредственно не взаимодействуя с поверхностью капли, он периодически зарождается в области ее кормового среза и дрейфует в аэродинамический след со скоростью, много меньшей скорости потока ( $\approx 1 \div 2$  м/с).
- Сравнение теневых снимков капли в момент начала разрушения с полем внешнего течения показало, что массоунос и в режиме срыва пограничного слоя (см. рис. 1, а), и в режиме срыва гребней волн (см. рис. 2) происходит в кольцевых областях с острым изломом образующей, а они в свою очередь формируются в точках отрыва потока.

Таким образом, при общем сходстве макроскопической картины деформации и обтекания капли в картине ее разрушения имеются принципиальные особенности, обусловленные, очевидно, совместным влиянием параметров потока и свойств жидкостей.

### КРИТЕРИЙ СМЕНЫ СРЫВНЫХ МЕХАНИЗМОВ РАЗРУШЕНИЯ КАПЕЛЬ

В литературе встречается не так уж много рекомендаций по критическим значениям числа Вебера  $We_{cr}$  и их зависимости от параметров жидкости, а предлагаемые величины не обоснованы физически и базируются на эмпирическом материале. Смена срывных мод массового транспорта представляет наибольший интерес с точки зрения дисперсного состава продуктов дробления, характерного для каждого из них. Что касается прямого измерения размеров микрокапель, то в условиях ударно-волнового эксперимента оно представляет собой очень сложную и пока еще не решенную задачу, в то время как задержки разрушения фиксируются достаточно достоверно. Ниже проводится анализ экспериментальных данных по задержкам разрушения капли в потоке за ударной волной на основе классических моделей течения на границе раздела жидких и газовых сред.

Известны две основные точки зрения на механизмы срывного разрушения [8]. Согласно первой основная роль в разрушении капли принадлежит образованию под действием сил трения пограничного слоя в жидкости и последующему его срыву. Толщина  $\delta$  пограничного слоя возрастает от нуля в точке торможения до максимума  $\delta_{\max}$  на экваторе, за которым градиент давления становится отрицательным и рост прекращается. С экватора капли срывается пленка жидкости толщиной  $\approx \delta_{\max}$ , которая дробится потоком газа на отдельные струйки с последующим диспергированием до микрокапель. Средние размеры образующихся микрочастиц  $d_l$  оцениваются величиной порядка толщины пограничного слоя жидкости в экваториальной части капли, а время индукции срыва соответствует времени его формирования [11]:

$$d_l \approx \delta_{\max} = 2.43d_0(\mu_l/\mu)^{1/2}(\rho_l/\rho)^{1/4}\text{Re}^{-1/2}, \quad (1)$$

$$t_i \approx 0.37t_0 = 0.37(d_0/u)(\rho_l/\rho)^{1/2}, \quad (2)$$

где  $\mu_l, \mu$  — вязкости жидкости и газа,  $\rho_l, \rho$  — плотности жидкости и газа,  $d_0$  — начальный

размер капли,  $u$  — скорость газа,  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения жидкости.

Согласно второй точке зрения основная роль в срывном разрушении капли принадлежит механизму развития гидродинамической неустойчивости в сдвиговых потоках на наветренной поверхности капли. Под действием потока газа на поверхности жидкости из-за развития неустойчивости Кельвина — Гельмгольца появляются возмущения, амплитуда которых нарастает настолько, что силы поверхностного натяжения не могут преодолеть действия аэродинамических сил. С гребней возмущений начинается отрыв микрокапель, размеры которых  $d_l$  оцениваются величиной, пропорциональной средней длине волны  $\lambda_s$  этих возмущений, а время индукции срыва — характерным временем развития неустойчивости [8, 12]:

$$d_l = A\lambda_s, \quad (3)$$

$$\lambda_s = 9\pi \sqrt[3]{16\mu_l^2} \sigma^{1/3} \rho_l^{-1/3} (\rho u^2/2)^{-2/3},$$

$$t_i \geq B\mu_l^{1/3} \sigma^{2/3} \rho_l^{1/3} (\rho u^2/2)^{-4/3}, \quad (4)$$

где  $A$  и  $B$  — коэффициенты пропорциональности, определяемые из эксперимента.

В связи со сказанным ранее определить точное значение коэффициента  $A$  в формуле (1) в рамках данного исследования не представлялось возможным. Однако косвенные измерения [8] позволяют дать оценку максимальных размеров микрочастиц, согласно которой последние не превышают высоты гребней волны неустойчивости Кельвина — Гельмгольца и находятся в диапазоне  $(0.2 \div 0.5)\lambda_s$ .

Как показано выше, в данных экспериментах время индукции срыва микрочастиц  $t_i$  надежно измеряется и может использоваться для сравнения с временем, рассчитанным по двум моделям. По теневым снимкам получены данные по  $t_i$  в широком диапазоне параметров ударных волн для пяти исследованных жидкостей. Далее они анализируются на примере капель воды и гексана. Простое сопоставление выражений (2) и (4) показывает, что они существенно отличаются по характеру зависимости от ряда определяющих параметров ( $d_0, \mu_l, \mu, \rho_l, \rho$  и т. д.) и могут быть подвержены количественной проверке. Результаты измерения  $t_i$  для капель воды и гексана в зависимости

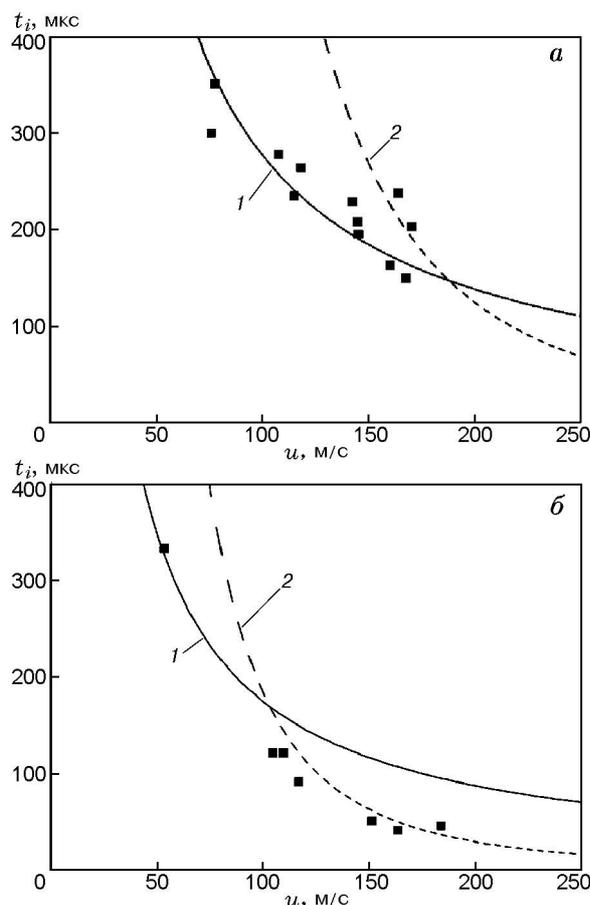


Рис. 4. Время индукции разрушения капли воды (а) и гексана (б) в зависимости от скорости потока за фронтом ударной волны:

значки — эксперимент, линии — расчет: 1 — по выражению (2), 2 — по выражению (4)

от скорости потока за фронтом ударной волны приведены на рис. 4. Здесь же представлены зависимости  $t_i(u)$ , рассчитанные по формулам (2) и (4). При этом значение коэффициента  $B$  в выражении (4), которое подбиралось из условия наилучшего совпадения с результатами всех опытов, составило  $B = 480$ .

Из рис. 4 видно, что экспериментальные данные по задержкам разрушения в разных диапазонах параметров хорошо согласуются с предсказанием по обоим моделям разрушения; для разных жидкостей точка пересечения кривых 1 и 2 (смена режимов срывных мод) соответствует различным скоростям потока.

Таким образом, в зависимости от интенсивности ударной волны и физических свойств жидкости срывное разрушение капли реализуется либо по механизму «обдирки» погранич-

ного слоя жидкости, либо по механизму развития неустойчивости Кельвина — Гельмгольца. Преобладающее воздействие одного или другого механизмов определяется меньшим из времен развития:

$$0.37 \frac{d}{u} \left( \frac{\rho_l}{\rho} \right)^{1/2} \geq 480 \mu_l^{1/3} \sigma^{2/3} \rho_l^{1/3} \left( \frac{\rho u^2}{2} \right)^{-4/3}. \quad (5)$$

Введя в (5) числа Вебера  $We = \rho u^2 d / \sigma$  и Онезорге  $Oh = \mu_l / (\rho_l d \sigma)^{1/2}$ , запишем условие перехода от механизма «обдирки» к механизму неустойчивости Кельвина — Гельмгольца:

$$We \geq 1.65 \cdot 10^4 \cdot Oh^{0.4}. \quad (6)$$

В качестве примера можно привести полученные по соотношению (6) характерные значения критического числа Вебера, соответствующие переходу к механизму разрушения из-за неустойчивости Кельвина — Гельмгольца, которые для воды составляют  $We_{cr} = 1440$ , для гексана —  $We_{cr} = 1350$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В идентичных условиях выполнены серии опытов по взаимодействию ударных волн с каплями маловязких жидкостей в диапазоне чисел Вебера  $We = 200 \div 8000$ , соответствующих срывному типу разрушения. Для диапазона скоростей потока за ударной волной  $50 \leq u \leq 200$  м/с сформулирована феноменологическая картина процесса, которая объясняет особенности деформации капли в период индукции разрушения.

Рассмотрены два возможных механизма реализации срывного разрушения капель в ударных волнах: дробление за счет «обдирки» пограничного слоя жидкости с капли; срыв частиц с гребней волновых возмущений, образующихся на наветренной поверхности капли при развитии неустойчивости Кельвина — Гельмгольца. Определены времена индукции разрушения в зависимости от скорости газа. Показано, что в исследованном диапазоне чисел Вебера дробление капель может осуществляться по обоим указанным механизмам, а тип дробления определяется параметрами жидкости и потока. Получен критерий смены механизмов срывного разрушения капли.

## ЛИТЕРАТУРА

1. **Ивандаев А. И., Кутушев А. Г., Нигматулин Р. И.** Газовая динамика многофазных сред. Ударные и детонационные волны в газозвзвесах // Итоги науки и техники. Сер. Механика жидкости и газа. — М.: ВИНТИ АН СССР, 1981. — Т. 16. — С. 209–287.
2. **Pilch M., Erdman C. A.** Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced breakup of liquid drop // Intern. J. Multiphase Flow. — 1987. — V. 13. — P. 741–757.
3. **Hsiang L.-P., Faeth G. M.** Near-limit drop deformation and secondary breakup // Intern. J. Multiphase Flow. — 1992. — V. 18, N 5. — P. 635–652.
4. **Gelfand V. E.** Droplet breakup phenomena in flows with velocity lag // Prog. Energy Combust. Sci. — 1996. — V. 22. — P. 201–265.
5. **Гельфанд Б. Е., Сильников М. В., Такаяма К.** Разрушение капель жидкости. — СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2008.
6. **Theofanous T., Nourgaliev R., Li G., Dinh N.** Compressible Multi-Hydrodynamics (CMH): Breakup, Mixing and Dispersal of Liquids/Solids in High Speed Flows // Proc. of the IUTAM Symp. on Computational Multiphase Flow, 2006. — P. 353–369.
7. **Nomura K., Koshizuka S., Oka Y., Obata H.** Numerical analysis of droplet breakup behavior using particle method // J. Nuclear Sci. and Technol. — 2001. — V. 38, N 12. — P. 1057–1064.
8. **Бойко В. М., Папырин А. Н., Поплавский С. В.** О динамике дробления капель в ударных волнах // ПМТФ. — 1987. — № 2. — С. 108–115.
9. **Бойко В. М., Поплавский С. В.** О срывных типах дробления капель в ударных волнах // Проблемы и достижения прикладной математики и механики: к 70-летию академика В. М. Фомина. — Новосибирск: Параллель, 2010. — С. 9–16.
10. **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.
11. **Ranger A. A.** Shock wave propagation through a two-phase medium // Acta Astronaut. — 1972. — V. 17, N 4/5. — P. 675–683.
12. **Mayer E.** Theory of liquid atomization in high velocity gas streams // ARS Journal. — 1961. — V. 31, N 12. — P. 1783–1785.

*Поступила в редакцию 4/VII 2011 г.*