

Эксперименты продемонстрировали работоспособность предлагаемых экранов. При отсутствии экрана состояние поверхности датчика изменялось в течение одного пуска ($\tau \approx 10$ с) — поверхность становилась неэлектропроводной. При экранировании поверхность датчика становилась неэлектропроводной после четырех—пяти десятисекундных пусков. Измерения тепловых потоков экранированными каталитическими датчиками показали, что тепловой поток в условиях опытов не зависел от каталитической активности поверхности с точностью до погрешности измерения теплового потока. Таким образом, приведенные эксперименты позволили выявить характер обтекания экранов, действие которых основано на использовании поворота потока с реализацией течения Прандтля — Майера, и уменьшить осаждение примесей на поверхности датчика на установке с электродуговым подогревателем газа.

Поступила 21 XI 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Алферов В. И., Бушмин А. С. Электрический разряд в сверхзвуковом потоке воздуха. — ЖЭТФ, 1963, т. 44, вып. 6, с. 1775.
2. Mc Gregor. The vapour-screen method of flow visualization. — «Fluid Mech.», 1961, vol. 12, N 4.
3. Ферри А. Аэродинамика сверхзвуковых течений. М., ГИТТЛ, 1952.

УДК 532.529.516

РАЗРУШЕНИЕ СОВОКУПНОСТИ КАПЕЛЬ ЖИДКОСТИ В УДАРНЫХ ВОЛНАХ

Б. Е. Гельфанд, С. А. Губин, Е. И. Тимофеев,
С. М. Шепарнев

(Москва)

Развитие исследований динамики многофазных течений показывает, что процесс дробления капель жидкости существенно влияет на физические и химические явления в газожидкостной среде. Однако подавляющее большинство сведений о дроблении капель получено на примере одиночных или далеко отстоящих друг от друга капель [1, 2]. В реальных случаях совокупность капель в системе распределена произвольным образом. При этом пока нет никаких оснований полагать поведение всей совокупности идентичным поведению отдельно взятой капли из этой совокупности. Обосновано ожидать, что при некоторой плотности числа капель начнется взаимное влияние капель друг на друга. В современных энергетических установках, использующих энергию жидкого топлива, плотность числа капель в единице объема велика и возрастает с ростом давления, при котором происходит сжигание топлива. Увеличение объемной доли жидкости в системе до значений, превышающих 1% от объема газа, уже может потребовать учета взаимодействия соседних капель, так как расстояние между каплями уменьшается до величины $\Delta l < 10 d_0$, где d_0 — размер капли. Вполне вероятно появление специфики распада капель при наличии близкорасположенных соседних частиц.

Одна из причин взаимного влияния частиц указана в [3], где высказана гипотеза о возрастании скорости дробления в цепочке последовательных капель вследствие увеличения плотности двухфазного потока из-за распада частиц, стоящих выше по потоку, чем исходная. Однако этот вывод из [3] является спорным, так как он сделан лишь на основе анализа заключительной стадии

дробления, когда не учтено экранирование соседних частиц при обдуве газом. Приведенные экспериментальные доказательства ускорения дробления не являются достаточно убедительными.

Есть и другая вероятная причина для вариации скорости распада совокупности капель. Эта причина порождена изменением коэффициента сопротивления группы капель. В [4] дано соотношение для расчета коэффициента сопротивления группы частиц c_1 в форме

$$c_1 = c_0(1 + 6,8 d_0 \Delta l^{-1}).$$

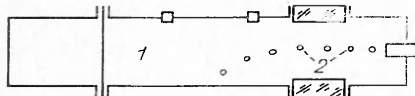
Из этого соотношения следует, что при $\Delta l d_0^{-1} < 10$ коэффициент сопротивления, а следовательно, и ускорение в группе капель больше, чем для изолированной частицы c_0 .

Для выяснения влияния соседних капель на дробление отдельной частицы в совокупности предпринята серия экспериментов по методике, развитой в [2,5]. Исследования проведены с тремя совокупностями капель. Первая из совокупностей капель создается при распаде струи воды, вытекающей вдоль оси ударной трубы из отверстия диаметром 0,8 мм по схеме, представленной на фиг. 1. В наблюдательной секции трубы 1 при этом образовалась почти соосная цепочка капель 2 размером $d_0 = 1,2-1,5$ мм с расстоянием между каплями от $(2-3) d_0$ до $(10-15) d_0$.

Вторая совокупность капель создавалась упорядоченной группой вертикальных отверстий, расположенных вдоль поверхности трубы с шагом до $(10-15) d_0$. Третья совокупность капель получилась от одиночного отверстия, впрыскивающего в объем трубы хаотичную группу капель жидкого азота с размером 80—100 мк. Расстояние между частицами устанавливалось случайным образом и колебалось в широком интервале. Предельная плотность числа частиц ограничивалась сверху разрешением системы, чтобы избежать загромождения снимков излишним количеством изображений дробящихся частиц. Для удобства наблюдения эти опыты выполнены с жидким азотом. Исследования дробления группы капель проводились в ударных волнах с числом Маха $M = 1,05-1,6$. Диапазон числа Вебера $W = \rho_1 u_1^2 d_0 (2\sigma)^{-1}$ составлял 5—10³. Здесь ρ_1 , u_1 — плотность и скорость газа (азота) за волной, σ — поверхностное натяжение жидкости.

Рассмотрим экспериментальные результаты. На фиг. 2, а показано состояние нескольких соединений капель воды из первой совокупности диаметром $d_0 = 1,5$ мм в волне с $M = 1,47$, т. е. при скорости газового потока $u_1 = 220$ м/с и $W \approx 10^3$. Фотография получена в момент времени $t = 500$ мкс за волной. Характерное время процесса $\tau = d_0 \rho_f^{0,5} (\rho_1 u_1^2)^{-0,5} = 190$ мкс, т. е. безразмерное время для момента съемки $t^* = t\tau^{-1} = 2,6$. При таком t^* должно происходить интенсивное разрушение изолированной капли с плотностью ρ_f , например, такое, как у передней (левой на фотографии) капли из цепочки. Дробление капель в цепочке, по-видимому, затянута во времени и происходит, как дробление одиночной частицы в момент $t^* \approx 1,8$. Расстояние между каплями $\Delta l \approx 3d_0$. Замедление дробления соседних капель на начальной стадии заметно еще при $\Delta l \approx 7d_0$, хотя при $\Delta l \gg 7d_0$ все капли в цепочке дробятся, как одиночные. Время полного распада всех частиц в цепочке в пределах ошибки измерения 30—40% не меняется,

несмотря на замедление ранних и средних стадий. В связи с тем, что волна давления поочередно пересекает отдельные капли, время их пребывания в газовом потоке отличается и составляет 2,6 для правой частицы и 2,9 — для левой. Все частицы принадлежат одной совокупности.



Ф и г. 1



Ф и г. 2

Согласно работе [3], при расстоянии между каплями $\Delta l \approx (3-5)d_0$ время дробления капель в соосной цепочке должно составить лишь 30% от времени дробления одиночной частицы и, следовательно, быть равным $t^* = 1,5$. Опыт показывает, что и при $t^* = 2,6$ дробление капли далеко от своего завершения.

На фиг. 2, б показано состояние второй совокупности капель со средним размером $d_0 = 1,5$ мм за фронтом волны с $M = 1,3$ и при $W = 500$ и $\Delta l d_0^{-1} = 7$. Заметно, что наличие соседних (вдоль по потоку) частиц при $\Delta l \geq 7d_0$ не влияет на дробление отдельно взятой частицы в совокупности и каждая из капель дробится как одиночная. Наличие рядом расположенных частиц поперек потока не сказывается при $\Delta l d_0^{-1} = 1$. Большой интерес представляет фотография дробления случайной (третьей) совокупности капель. На фиг. 2, в фотография получена за волной с $M = 1,05$ (динамический напор газа $\rho_1 u_1^2 = 2300$ Н/м²) в моменты времени $t = 90; 120; 170$ мкс за волной. Приведенные фотографии дают полное представление о возможных типах распада капель в группе за волной давления. Диапазон чисел Вебера для капель $d_0 = 60-500$ мк составил 4-100, а чисел

Рейнольдса — $Re = 10^2 - 2 \cdot 10^3$. Видны мелкие капли, не подвергающиеся распаду (обозначены цифрой 1), $W \approx 4 - 5.2$, $Re = 100$. Видны капли, дробящиеся по типу парашют, $W \approx 7 - 14$, $Re \approx 250 - 500$, на различной стадии от момента выдувания парашюта (2, 3) до его распада (4, 5). Видны капли, сформированные до состояния жидких дисков (6, 7), $W \approx 20 - 40$, $Re \approx 800 - 1500$, и капли, начинающие распадаться со срывом пограничного слоя жидкости (8-10). Можно отметить, что распад всех капель в случайной совокупности происходит независимо друг от друга, за исключением, может быть, частиц 11-13, отстоящих друг от друга на расстоянии $\Delta l < (3-4)d_0$. Практически нигде, кроме последней стадии завершения дробления, когда измерения выполнять с достаточной достоверностью невозможно, не отмечается заметного ускорения дробления, как в [3], что частично быть может связано с несоосностью расположения капель.

Анализ выполненных опытов показывает, что влияние соседних капель отмечается в случаях, когда приняты специальные меры для упорядоченного близкого соосного размещения капель вдоль по потоку в следе друг за другом. В этих условиях отмеченное замедление распада на начальных стадиях дробления при $\Delta l < (3-7)d_0$ имеет своей причиной затенение задних капель деформирующейся головной частицей. Напомним, что длина завихренного следа за деформированной каплей будет около $\Delta l \approx (3-5)d$, где $d = (2-3)d_0$. Таким образом, картина течения за головной каплей может искажаться на расстоянии до $\Delta l \approx 10d_0$. Вследствие замедления распада на начальной стадии в группе упорядоченно размещенных капель может измениться форма кривой убыли массы капли во времени. Однако этот вопрос требует специального изучения.

Воспользуемся полученными сведениями для оценки условий, при которых можно ожидать взаимодействия соседних капель, и выясним причины ускорения распада группы капель на завершающей стадии дробления в ударных волнах. Известно, что в стехиометрической двухфазной смеси капли жидкого углеводорода (например, керосина) при нормальных условиях отстоят на расстоянии $\Delta l \approx (10-20)d_0$ в кислороде и $\Delta l = (20-40)d_0$ в воздухе. Объемная доля жидкости керосина в газе при произвольном давлении $p > p_0 = 1$ бар будет для кислорода $\beta = V_r V_0^{-1} (p/p_0)^{-1} \times 1800^{-1}$. Число капель в единице объема газа при коэффициенте избытка окислителя α составит

$$n = 6\beta [\pi\alpha d_0^3]^{-1}$$

По величине n можно установить число частиц N , попадающих внутрь цилиндра длиной L и диаметром $d = 3d_0$ ($N = 2,25\pi n d_0^2 L$), и расстояние между каплями в следе за деформированной каплей, $\Delta l = LN^{-1}$.

По значению $\Delta l = \Delta l(\alpha)$ оценим состав смеси, при котором можно ожидать начало взаимодействия соседних частиц. Примем граничное значение α^* , равное $\Delta l(\alpha^*) = 10d_0$. При $\alpha < \alpha^*$ возможно взаимодействие капель при упорядоченном размещении частиц. При хаотичном размещении частиц в пространстве их взаимодействие возможно при $\alpha_1^* < \alpha^*$. Оценки показывают, что взаимодействие соосно размещенных капель в стехиометрических смесях керосина с кислородом и воздухом может прерваться себя соответственно при давлении $p = 10$ и 50 бар. При нормальных условиях взаимодействие соседних капель начнется в смесях, существенно переобогащенных жидким горючим компонентом, так как $\Delta l = 10d_0$ при $\alpha^* < 0,1$.

При анализе картины дробления совокупности капель в ударных волнах следует обратить внимание на изменение параметров течения плотности газа и относительной скорости газа и капель в релаксационной зоне [6]. Вследствие запаздывания капель относительно газа и роста плотно-

сти газа из-за его торможения каплями на заключительных стадиях дробления в интервале $1,5 < t^* < 4-5$ числа Вебера для двухфазного потока увеличиваются по сравнению со случаем отдельной изолированной частицы, и это может ускорить распад капель на заключительной стадии. Однако увеличение чисел Вебера, по-видимому, не столь существенно. На это указывают результаты измерений размера частиц после вторичного дробления в плавноускоряющемся потоке [7]. В [7] показано, что в интервале расстояний между каплями $\Delta l d_0^{-1} = 6 - 13$ не отмечается никакого изменения размера раздробленных частиц. Проанализируем причины, по которым оценка расстояний, где может проявиться взаимодействие частиц в [3], оказалась завышенной. Одна из причин состоит в том, что в [3] скорость частиц после дробления полагается равной скорости газового потока за волной. Такое предположение верно только для частиц, находящихся на передней кромке следа за каплей, но не вблизи нее. Хорошо известно [5], что внутри следа происходит ускорение вторичных продуктов дробления от скорости основной капли до скорости газа. В течение времени $0 < t^* \leq 2$ скорость исходной частицы мала по сравнению со скоростью газа. В связи с этим скорость движения двухфазной среды внутри следа меняется от скорости капли до скорости газа. В выражении для времени дробления влияние скорости более существенно, чем влияние плотности, и снижение скорости даже на 20% вполне может компенсировать эффект увеличения плотности газа на 40%.

Формальное введение плотности двухфазной смеси в выражение для характерного времени дробления означает, что при замене газовой среды на двухфазную возрастает перепад давления между носовой и кормовой частями капель. Нет никаких экспериментов, подтверждающих справедливость такой ситуации. Представление о равномерности распределения жидкости внутри следа не согласуется со схемой распыления частицы. В процессе дробления масса капли сосредоточена внутри тонкой пленки, изогнутой в направлении потока. Масса жидкости уносится с краев частицы и сосредоточена в кольцевой области, постепенно расширяющейся из-за турбулентности потока газа. Неоднородность распределения массы жидкости внутри следа особенно существенна вблизи от ядра исходной капли. Представление формы следа капли в виде конуса с основанием, равным диаметру деформирующейся частицы, справедливо лишь для узкого интервала характерных времен за фронтом ударной волны $0 < t^* < 1$. В [2, 5] показано, что форма следа за каплей в течение большей части процесса дробления существенно отлична от конической и масса жидкости распределяется в большем объеме газа, чем это предполагается в [3]. Для анализа предельных условий, при которых вообще может наблюдаться взаимодействие капель, нет никакой необходимости прибегать к искусственным построениям. Вполне достаточно проанализировать экспериментальные данные [5], чтобы убедиться в отсутствии взаимного влияния капель при $\Delta l d_0^{-1} \approx 40-50$.

Оценки в [3] выполнены частично для линейной модели соосного размещения капель по цепочке. Для практически интересных случаев соосное размещение капель является редким событием. Отклонение от соосного размещения капель делает нереальным ожидаемое сокращение времени дробления по модели [3].

Нельзя согласиться и с мнением авторов [3] о непрерывном увеличении диаметра уединенной дробящейся частицы в течение интервала времени $0 < t^* < (4-5)$. Из [2, 5] известно, что возрастание диаметра изолированной капли наблюдается только при $0 < t^* < 2$. При $2 < t^* < (4-5)$ диаметр капли убывает и она перестает существовать как единое целое. Привлечение данных по задержкам воспламенения капель для доказа-

тельства убыстрения процесса распада не оправдано из-за того, что при взаимодействии ударной волны с системой капель повышается температура газа. Отвлечение от перечисленных особенностей процесса дробления привело к тому, что ожидаемое по модели [3] сокращение времени не отмечено в ряде опытов в [3] и не подтвердилось в наших экспериментах.

Поступила 30 XII 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Luna R. E., Klikov W. A. On aerodynamic breakup of liquid drops. SC-RR-2716, 1966.
2. Гельфанд Б. Е., Губин С. А., Когарко С. М. Разновидности дробления капель в ударных волнах и их характеристики. — ИФЖ, 1974, т. 27, № 1, с. 120—126.
3. Fox G. E., Dabora E. K. Breakup liquid drops due to convective flow in shocked sprays. — In: 14th Int. Symp. on combustion. Combustion Inst., 1973, p. 1365—1373.
4. Rowe P. N. Drag forces in a hydraulic model of a fluidized bed. — «Trans. Inst. Chem. Engrs», 1964, vol. 39, N 2, p. 175—180.
5. Reinecke W. G., Waldman G. D. An investigation of water drop disintegration in the region behind strong shock waves. AIAA-paper, N 147, 1975.
6. Когарко С. М., Гельфанд Б. Е., Губин С. А., Борисов А. А. Динамика разрушения капель жидкости в газовом потоке. — «Докл. АН СССР», 1974, т. 198, № 1, с. 71—73.
7. Zajac L. J. Droplet breakup in accelerating gas flows. NASA CR-134479, 1973.

УДК 533.6.011

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КОЛЕБАТЕЛЬНОГО ЦИКЛА ПРИ НЕСТАЦИОНАРНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУИ С ПРЕГРАДОЙ

В. Г. Дулов

(Красноярск)

При взаимодействии сверхзвуковой струи с преградой формируется сложный поток с разветвленной системой скачков уплотнения, содержащий области местного дозвукового течения, контактные разрывы и участки течения с большими градиентами параметров (фиг. 1, где сплошные линии — фронты ударных волн, штриховые — контактные разрывы). При этом, согласно многочисленным экспериментальным данным (см., например, [1, 2]), для некоторого ограниченного набора исходных параметров возникает в теоретическом аспекте недостаточно изученное физическое явление: конфигурация ударных волн в струе теряет устойчивость, стационарное обтекание самопроизвольно переходит в нестационарное и перед лицевой стороной преграды формируется самоподдерживающийся сильнопульсирующий волновой процесс.

В [3] выдвинута гипотеза о том, что в механизме этого явления определяющую роль играет внутренний турбулентный след, периодически возникающий и распадающийся за линией ветвления фронтов ударных волн. Такой след образуется, если непосредственно за тройной точкой возникают не один, а два контактных разрыва, между которыми формируется изобарическая область, заполненная газом в состоянии относительного покоя по отношению к точке ветвления скачков.

В стационарных условиях след за тройной точкой возникать не может, и в этом смысле факт его появления может рассматриваться как первопричина