

УСИЛЕНИЕ СЛАБЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В ГОРЯЧЕЙ ДВУХФАЗНОЙ СИСТЕМЕ ЖИДКОСТЬ — ГАЗ

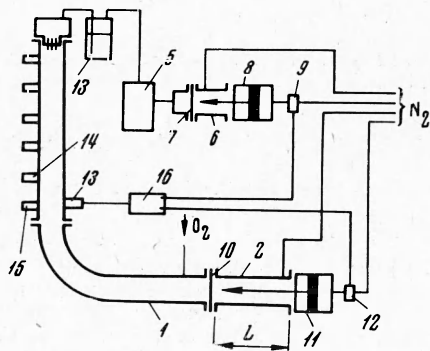
А. А. Борисов, В. Е. Гельфанд, С. А. Губин, С. М. Козарко,
А. Л. Подгребенков
(Москва)

До настоящего времени практически не проводилось систематическое исследование распространения волн сжатия по реагирующим двухфазным (газо-жидкостным) смесям. Только в работе Веббера [1] даны предварительные качественные представления об этих процессах. Значительно лучше изучена детонация двухфазных (капельно-газовых) горючих смесей [2,3], хотя изучение гетерогенной детонации представляет больше научный интерес, так как возникновение детонации — следствие определенного переходного процесса в системе, приведшего к усилению исходных возмущений, появившихся при горении.

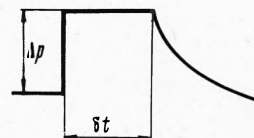
В результате работ удалось установить существенное влияние дробления капель жидкости на процесс массотепловыделения в зоне горения за фронтом волны.

Ниже рассматриваются особенности взаимодействия слабых ударных волн с горящими в атмосфере газообразного кислорода каплями горючей жидкости (керосина). Обсуждение экспериментальных результатов выполнено с привлечением известных закономерностей процесса дробления капель.

1. Экспериментальная установка и проведение опытов. Исследование взаимодействия слабых ударных волн с горячей газо-жидкостной смесью производилось на установке, схема которой представлена на фиг. 1. Основная часть установки — ударная труба с камерой низкого давления (КНД) 1 и камерой высокого давления (КВД) 2. Внутренний диаметр трубы 50 мм. КНД имела два участка: вертикальный длиной $l = 1300$ мм и горизонтальный Г-образный длиной $l = 1500$ мм. К верхнему концу вертикального участка крепился генератор капель 3, куда жидкость поступала из бачка 4 после внезапного повышения давления в ресивере 5 от перетекания сжатого газа из полости устройства 6. Мембрана 7 в устройстве 6 прорывалась рассекателем 8, приводимым в движение сжатым газом, поступающим от электропневмоклапана (ЭПК) 9. Раз-



Фиг. 1



Фиг. 2

делительная мембрана 10 в ударной трубке прорывалась рассекателем 11, управляемым ЭПК 12.

Двухфазная смесь в КНД поджигалась раскаленной проволочкой 13, вводимой внутрь трубы на расстоянии $l = 1300$ мм от генератора капель.

Измерение давления в ударных волнах осуществлялось пятью пьезоэлектрическими датчиками давления 14 (собственная частота датчиков $f = 50$ кгц). Схема расположения датчиков давления ясна на фиг. 1. Запуск регистрирующего пятилучевого электронного осциллографа С1-33 производился от датчика давления 15, установленного в месте размещения источника зажигания. Срабатывание основных систем установки, обеспечивающих подачу горючей жидкости в КНД, поджигание двухфазной смеси и разрыв мембраны 10 происходило автоматически в заранее заданной последовательности от управляющего программного устройства 16.

В качестве рабочего газа в системе подачи жидкости и толкающего газа применялся азот (N_2). Горючая жидкость (керосин) впрыскивалась через девять отверстий диаметром 0,6 мм. Подача жидкости осуществлялась при перепаде давления, обеспечивающем капельный режим истечения. Образующийся распыл был монодисперсным с каплями диаметром $d = 2$ мм. КНД заполнялась газообразным кислородом (O_2) при давлении $p = 1$ атм. Средний по объему вертикального участка ударной трубы состав смеси отвечал величине коэффициента избытка окислителя $\alpha = 2$. Состав смеси в экспериментальных установках с ускоренным движением капель — величина, переменная по длине трубы. В рассматриваемом случае на расстоянии $l = 100$ мм от генератора капель состав смеси отвечал $\alpha = 1$, а при $l = 1300$ мм — $\alpha = 3$.

Последовательность срабатывания установки во всех опытах была следующей:
1) повышение давления в ресивере *b* с одновременной подачей напряжения на источник поджигания *13*;

2) после загорания двухфазной горючей смеси во всем объеме вертикального участка КНД произошел прорыв мембраны *10* и в КНД возникла ударная волна.

Интервалы времени между отдельными стадиями срабатывания установки были определены заранее. В связи с попаданием после опыта некоторого количества жидкости на стенки трубы ее внутренняя поверхность тщательно вытиралась перед каждым последующим опытом.

Основными изменяемыми параметрами были:

1) интенсивность ударной волны (за счет изменения перепада давления на мембране *10*);

2) продолжительность положительной фазы сжатия в волне (за счет изменения длины КВД).

Измеренные значения перепада давления на ударном фронте $\Delta p = p_2 - p_1$ и числа Маха *M* ударной волны до взаимодействия с горящими каплями приведены в табл. 1. Число *M* определялось по скорости ударной волны и скорости звука в кислороде при $p_1 = 1 \text{ атм}$ и $T_1 = 293^\circ \text{ К}$. Параметры с индексом 1 относятся к состоянию среды перед фронтом ударной волны, а с индексом 2 — за ним. Величина Δp по своему численному значению равна при $p_1 = 1 \text{ атм}$ интенсивности ударной волны $\delta p = p_2 - p_1 / p_1$.

Таблица 1

<i>M</i>	Δp	u_2	ρ_2 / ρ_1	$R \cdot 10^{-4}$	$W \cdot 10^{-3}$	δt_1	δt_2
1.07	0.18	42.5	1.12	0.70	1.25	2.08	0.204
1.11	0.26	57.5	1.18	0.84	3.38	1.72	0.175
1.14	0.31	71.3	1.22	1.10	6.50	1.62	0.150
1.16	0.40	85	1.27	1.22	8.75	1.56	0.125
1.20	0.50	107	1.35	1.93	15.50	1.50	0.115
1.30	0.80	150	1.51	3	32.80	1.42	0.018

В табл. 1 приведены рассчитанные по известной теории ударных труб [4] значения скорости газа за волной u_2 в м/сек, отношения плотностей ρ_2 / ρ_1 , а также числа Рейнольдса и Веббера, определенные по формулам

$$R = \rho_2 u_2 d \mu^{-1}, \quad W = \rho_2 u_2^2 d \psi^{-1}$$

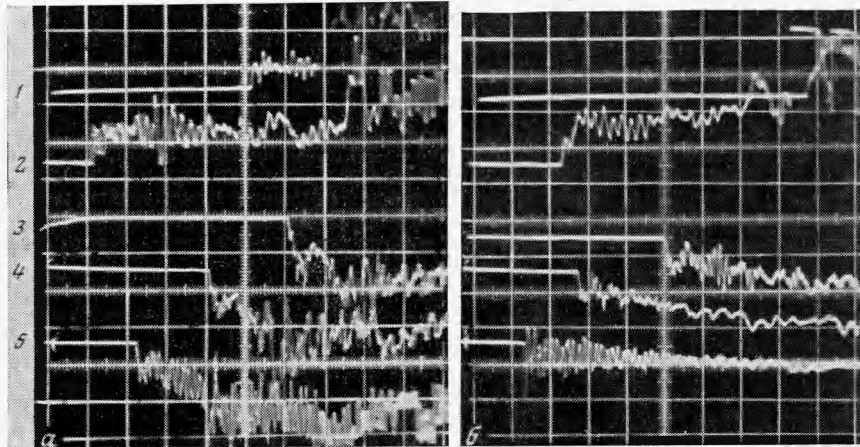
Здесь ψ — коэффициент поверхностного натяжения жидкости, μ — коэффициент динамической вязкости газа. Величины ψ и μ взяты при температуре $T_1 = 293^\circ \text{ К}$. Уменьшение длины КВД приводило к сокращению длительности течения с постоянными параметрами за фронтом ударной волны. Форма волны давления перед входом в зону горения керосино-кислородной смеси показана на фиг. 2. Величина δt на фиг. 2 — промежуток времени между последовательными моментами прихода в данную точку КНД ударного фронта и головы отраженной волны разрежения [4]. Значения δt_1 в мсек для длины КВД $L = 400 \text{ мм}$ и δt_2 мсек для $L = 100 \text{ мм}$ также приведены в табл. 1

2. Результаты экспериментов. В отсутствие капель распространение ударных волн по КНД при $\delta t = (1.42-2.08) \cdot 10^{-3} \text{ сек}$ происходило стационарно. При $\delta t < 10^{-4} \text{ сек}$ наблюдалось затухание волн, имевших скорость $M > 1.2$. Наконец, при $\delta t \leq 0.5 \cdot 10^{-4} \text{ сек}$ все волны были затухающими. На фотографиях фиг. 3 приведены записи давления в процессе взаимодействия ударной волны с горящими каплями керосина при $M = 1.16$, $\delta t = 1.56 \cdot 10^{-3} \text{ сек}$ (фиг. 3,а) и при $M = 1.16$, $\delta t = 0.125 \cdot 10^{-3} \text{ сек}$ (фиг. 3,б). Записи давления на лучах 1, 2, 3, 4, 5 получены соответственно от каждого из пяти датчиков давления 14, отстоящих на расстоянии $l = 1200, 960, 720, 480, 240 \text{ мм}$ от запускающего датчика 15.

Масштаб времени на фиг. 3, а, б для лучей 1, 2 равен 100 мксек, а для лучей 3, 4, 5 равен 250 мксек на одно деление горизонтальной шкалы.

Масштаб давления на фиг. 3,а для лучей 1, 2 (положительное отклонение вверх), 3, 4, 5 (положительное отклонение вниз) равен соответственно 5.8, 4.0, 2.08, 1.29 и 0.8 атм, а на фиг. 3,б масштаб давления для тех же лучей равен 0.8, 0.63, 0.83, 0.80 и 0.77 атм на одно деление вертикальной шкалы. В первом случае отмечено возрастание интенсивности ударной волны (от $\delta p = 0.4$ до $\delta p = 3.2$) и ее скорости (от 380—400 до 570—600 м/сек) по мере продвижения волны по длине КНД. Сразу за ударным фронтом возникали интенсивные вторичные колебания давления, отсутствовавшие при распространении тех же волн в нереагирующей двухфазной смеси. Частота вторичных колебаний была близка к $f = 50 \text{ кгц}$. Амплитуда вторичных колебаний росла с удалением ударного фронта от источника зажигания. На расстоянии $l = 240 \text{ мм}$ двойная амплитуда

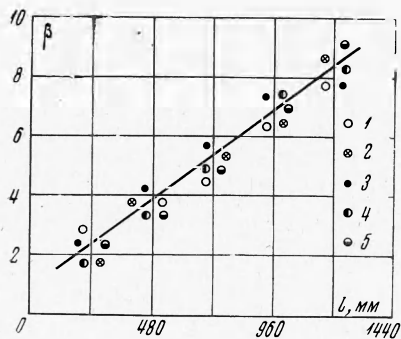
да колебаний была $2A = 0.8$ атм, а на расстоянии $l = 1200$ мм — $2A = 1.5$ атм. С ростом скорости ударной волны, начиная с $M > 1.1$, амплитуда вторичных колебаний возрастала и в начальной точке измерения, т. е. при $l = 240$ мм, где для волн с $M = 1.16$ было $2A = 0.8$ атм, а для волн с $M = 1.3$ — $2A = 1.8$ атм. У волн с $M < 1.1$ амплитуда вторичных колебаний не возрастала с ростом расстояния l . Сами же ударные волны с $M < 1.1$ либо распространялись равномерно ($\delta t = 1.72 \cdot 10^{-3}$ сек), либо затухали ($\delta t < 0.17 \cdot 10^{-3}$ сек).



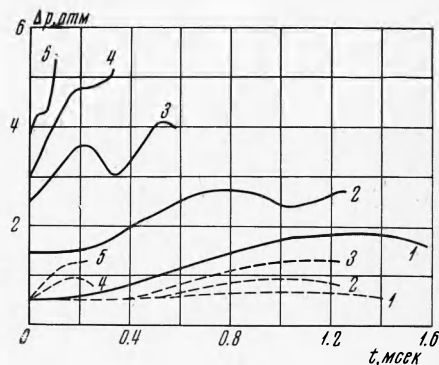
Фиг. 3 а,б

Результаты взаимодействия ударных волн с горячей двухфазной смесью, сопровождавшегося ростом интенсивности ударной волны, приведены на фиг. 4. На графике в зависимости от длины пути, пройденного по КНД ударной волной, приведено значение относительной интенсивности волны $\beta = \delta p / \delta p_0$, где δp_0 — интенсивность ударной волны в не реагирующей двухфазной смеси керосин-кислород; δp — текущее значение интенсивности ударной волны. Точки 1, 2, 3, 4, 5 на фиг. 4 соответствуют случаям прохождения по горячей двухфазной смеси ударных волн с числами Маха $M = 1.11, 1.14, 1.16, 1.2, 1.3$.

Все случаи усиления, как видно из фиг. 4, можно описать общей линейной зависимостью величины β от пройденного волной пути.



Фиг. 4



Фиг. 5

Во втором случае взаимодействия (фиг. 3,б), отличающемся от случая, представленного на фиг. 3,а только величиной δt , не замечено нарастания интенсивности ударного фронта при его движении по зоне горения. Вторичные колебания давления за фронтом волны были затухающими. Скачок давления на луче 2, появляющийся через промежуток времени $t = 800$ мксек после запуска луча, отвечает моменту прихода отраженной волны давления.

Рассмотрим изменение среднего давления (средняя линия вторичных колебаний) за фронтом ударной волны во время взаимодействия последней с горящими в кислороде каплями керосина. На фиг. 5 построен профиль среднего давления для всех датчиков, положение которых определено значением l (фиг. 1). При этом кривые 1, 2, 3, 4, 5 показывают изменение давления за фронтом волны в положениях $l = 240, 480, 720, 960$ и 1200 мм. Начало отсчета времени во всех точках измерения совпадает с приходом ударного фронта к соответствующему датчику давления. Из фиг. 5 видно повышение среднего давления за фронтом волны, т. е. образование волны сжатия. В начале взаимодействия ($l = 240$ мм) давление в волне сжатия невелико, но с ростом расстояния l оно непрерывно нарастает. В верхней части КНД за основным ударным фронтом образуется вторичный ударный фронт. Описанный случай характерен для всех опытов, где $\delta t \geq 1.4 \cdot 10^{-3}$ сек, а $M \geq 1.1$. Если принять, что рост среднего давления в волне сжатия за ударной волной в точке $l = 240$ мм происходит линейно со временем, то $dp/dt = 0.6 \cdot 10^3$ атм/сек в интервале $M = 1.16-1.3$ и $dp/dt = 0.1 \cdot 10^3$ атм/сек в интервале $M = 1.07-1.11$. При $\delta t = 0.125 \cdot 10^{-3}$ сек характер изменения среднего давления за ударным фронтом менялся (штриховая линия на фиг. 5). В зоне горения за волной образуется очень слабая волна сжатия. Изменение скорости нарастания давления в этой волне происходит медленно, а интенсивность ударной волны, т. е. $\delta p(t=0)$, не возрастает. Только в конце исследуемого участка волна сжатия начинает догонять ударный фронт.

3. Обсуждение результатов и выводы. Длительность течения с постоянными параметрами за фронтом ударной волны δt (фиг. 2 и табл. 1) можно рассматривать как время пребывания капель в зоне этого течения. Действительно, изменения скорости капель можно найти из соотношения

$$dw/dt = 0.75 c_p (u - w)^2 (\rho_f d)^{-1}$$

Здесь w — скорость капель, $c \approx 1$ — коэффициент сопротивления, ρ_f — плотность жидкости, ρ — плотность газа. Беря $\rho = \rho_2$, а также считая $u - w \approx u_2$, получаем

$$u_2^{-1} \Delta w = 0.75 c_p u_2 (\rho_f d)^{-1} \delta t$$

Здесь Δw — изменение скорости капель за время δt . Отсюда следует, что даже для волн с $M = 1.3$ в рассматриваемых условиях величина $u_2^{-1} \Delta w \leq 10\%$. Это позволяет считать капли жидкости покоящимися в течение времени δt .

При оценке возможности усиления ударных волн необходимо учитывать по крайней мере два обстоятельства. Во-первых, воздействие возмущения давления на процесс тепловыделения должно привести к такому превышению скорости выделения энергии над стационарным уровнем, которое с избытком компенсирует потери энергии в волне. Таким воздействием, как показано ниже, по-видимому, является то, которое вызывает дробление капель по механизму срыва с капель поверхностного слоя жидкости [5]. Сущность указанного механизма дробления заключается в том, что при сохраняющейся целостности капли на ее поверхности образуются волнообразные возмущения.

Амплитуда возмущений растет за счет обдува капель скоростным газовым потоком. За время пробега волны возмущения от точки образования (обычно в центре наветренной стороны капли) до экваториального сечения амплитуда волны успевает достичь значения, при котором действие сил поверхностного натяжения уже недостаточно для преодоления аэродинамических сил. В конечном итоге с капли срывается торoidalный слой жидкости, сечение которого зависит от амплитуды и длины волн на капле, а диаметр — от размера капли [6].

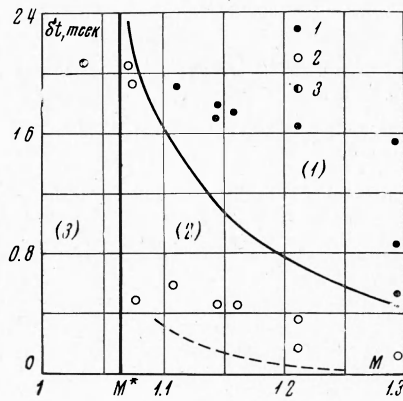
В результате дробления капель по механизму сдираания поверхностного слоя образуется большое число очень мелких по сравнению с исходной капель [5], поверхность горения увеличивается и массовая скорость процесса горения возрастает. Сдираание поверхностного слоя жидкости с капель начинается, как показано в работе [5], при выполнении условия $WR^{-0.5} \gg 1$.

Второе требование, необходимое для того чтобы произошло усиление ударных волн, аналогично по своему смыслу критерию Рэлея. Оно состоит в том, чтобы основная часть массоэнерговыведения за ударным фронтом происходила за время, не большее времени положительной фазы давления, т. е. в рассматриваемом случае за время $\delta t^* \leq \delta t$. В качестве временного параметра, характеризующего дробление капель, возьмем время дробления τ . По данным работ [7,8], где дробление изучалось в сопоставимых с нашими условиях, время дробления можно рассчитать по выражению

$$\tau = 2d\rho_f^{0.5}u_2^{-1}\rho_2^{-0.5}$$

Тогда из фиг. 5 можно видеть, что рост интенсивности ударного фронта имел место при $\tau \leq \delta t$, в то время как при $\tau > \delta t$ интенсивность фронта волны не возрастала. На основе этих соотношений на фиг. 6 построена граница устойчивости ударных волн, взаимодействующих с горящим в атмосфере газообразного окислителя жидким горючим.

Принцип построения границы устойчивости состоял в нахождении на плоскости ($\delta t - M$) геометрического места точек, где удовлетворяется равенство $\delta t(M) = \tau(M)$. Сверху от границы $\delta t > \tau$ (область 1) и, по нашему предположению, здесь должны оказаться все случаи, в которых наблюдалось усиление ударных волн. Слева область возможных режимов взаимодействия ударных волн с зоной горения двухфазных смесей ограничена вертикальной прямой $M = M^*$. Величина $M = M^*$ получается из условия $W(M^*) R^{-0.5}(M^*) = 1$. Проведенная



Фиг. 6

но догоняющая передний фронт. Слева от прямой $M = M^*$ (область 3) следует ожидать отсутствия признаков усиления ударных волн в горячей двухфазной смеси ввиду невозможности дробления капель. Для подтверждения справедливости этого проведена серия дополнительных экспериментов. В дополнительных опытах (точки 3) изучалось поведение ударных волн с $M = 1.03-1.07$ и $\delta t = 3.4 \cdot 10^{-3}$ сек. Волны, имевшие скорость $M = 1.03-1.07$, проходили по гетерогенной горячей смеси как по нейтральной среде.

Веббер [1], исследуя взаимодействие ударных волн с горящими в кислородной атмосфере каплями керосина, независимо от длины зоны постоянных параметров течения за ударным фронтом всегда наблюдал усиление слабых ($M > 1.1$) ударных волн. С точки зрения развитых здесь представлений это объясняется следующим образом. Для впрыскивания керосина Веббер использовал высокий перепад давления $\Delta p \approx 7$ атм, что приводило к образованию большого числа мелких капель. Крамер [2], оценив спектр распыла, показал наличие капель с диаметром $d = 100-200$ мк. Если на фиг. 6 построить границу устойчивости ударных волн в смеси с каплями такого диаметра (штриховая линия), то становится ясней практическая невозможность обнаружения в подобных распылах влияния временных характеристик ударных волн на процесс их усиления.

Гипотеза о дроблении, как ведущем механизме процесса усиления ударных волн в двухфазной горячей смеси, позволяет прояснить еще ряд особенностей этого процесса. Известно, что дробление капель начинается на некотором расстоянии от ударного фронта через время индукции t_1 , которое по теории Майера [3] можно оценить по формуле

$$t_1 = 45 (\rho_f \psi^2 \mu_f)^{0.33} (\rho_2 u_2^2)^{-1.33}$$

Таблица 2

Расстояние от фронта волны до точки начала дробления составит $\delta l = t_1 u_2$. Средний размер капель, срывающихся с исходных, согласно теории Майера рассчитывается по формуле

$$r = 9\pi 16^{0.33} (\mu_f \psi^{0.5} \rho_f^{-0.5})^{0.66} (\rho_2 u_2^2)^{-0.66}$$

Время полного испарения капель радиусом r , а следовательно, и время полного их сгорания оценим по уравнению $T = (2r)^2 k^{-1}$, где k — константа испарения горящих капель керосина.

Величина T может служить мерой скорости выгорания микрокапель. Значения времени дробления τ в мсек, времен индукции дробления t_1 в мсек, расстояний δl в мм, размеров микрокапель r в мк и их времен испарения T в мсек можно найти в табл. 2.

M	τ	t_1	δl	r	T
1.07	2.10	101	36.70	92	12.50
1.11	1.70	42	15.50	61	5.50
1.14	1.40	19	7	40	2.14
1.16	1.25	16	6.60	37.5	1.87
1.20	0.82	6.01	2.04	23.6	0.84
1.30	0.45	1.86	0.87	12	0.22

Сравнение величин, приведенных в табл. 2, показывает, что у наиболее слабых волн ($M = 1.07-1.16$) процесс испарения микрокапель за ударным фронтом затянут во времени, а само начало зоны быстрого горения более удалено от переднего фронта волны. Совокупность этих причин определяет малую скорость роста среднего давления вниз по потоку от ударной волны. В ударных волнах большей интенсивности массовая скорость процесса горения возрастает в непосредственной близости от фронта волны и в большей степени, чем в слабых волнах. Возникновение вторичных колебаний, по-видимому, обязано воспламенению локальных почти гомогенных объемов смеси, образованных после смешения микрокапелек горючего с окислителем. Как следствие этого амплитуда вторичных колебаний должна по уже указанным выше причинам возрастать с ростом начальной скорости волны давления. Затухание вторичных колебаний при малых величинах dt связано с попаданием капель в область волны разрежения, где происходит уменьшение скорости газа. В момент прохождения скорости газа через значение, при котором уже невозможно дробление капель, вторичные колебания должны исчезнуть.

Обнаруженные особенности взаимодействия ударных волн с горящими двухфазными смесями, по-видимому, связаны с тем, что:

1) число капель в смеси невелико, так что большие расстояния между отдельными каплями не позволяют проявиться взаимодействию соседних капель. В нашем случае общее число капель было около $n \approx 144$, т. е. в среднем на каждую каплю приходилось 17 см^3 газа;

2) размеры капель таковы, что не происходит изменения скорости движения капель за время действия положительной фазы давления в ударной волне и капли не вовлекаются в движение за волной, что делает минимальным время прибывания капель в области постоянных параметров за ударным фронтом.

В двухфазных смесях с мелкими каплями при одинаковом составе смеси распространение слабых ударных волн может иметь ряд особенностей, что требует дополнительного исследования.

На основе выполненных экспериментов установлено:

1) усиление слабых ударных волн, имеющих скорость $M = 1.1-1.3$, в реагирующей двухфазной смеси капли жидкости — газ происходит за счет резкого увеличения массовой скорости горения смеси, происходящего вследствие дробления капель;

2) увеличение массовой скорости горения за ударным фронтом приводит к увеличению тепловыделения и образованию волны сжатия, догоняющей передний фронт ударной волны;

3) в исследованном диапазоне интенсивностей и длин ударных волн всегда можно найти такие, при которых волна будет распространяться по реагирующей двухфазной смеси либо без усиления, либо с затуханием;

4) независимо от временных параметров ударных волн их распространение по реагирующей двухфазной смеси будет происходить как по нейтральной среде, если интенсивность волны недостаточна для инициирования дробления капель по механизму сдирания с капель поверхностного слоя жидкости.

Поступила 22 V 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. W e b b e r W. T. Spray combustion in the presence of a travelling wave. Internat. Sympos. Combustion 8-th Pasadena, Calif., 1960, Williams and Wilkins comp., Baltimore, 1962, pp. 1129—1140.
2. C r a m e r F. B. The onset of detonation in a droplet combustion field. Internat. Sympos. Combustion, N. Y., Cornell Univ., Ithaca, 1962, N. Y., Acad. Press. 1966, pp. 482—487.
3. R a g l a n d K. W., D a b o r a E. K., N i c h o l l s J. A. Observed structure of spray detonations. Phys. Fluids. 1968, vol. 11, No. 11, pp. 2377—2389.
4. Г е й д о н А., Г е р л И. Р., Ударная труба в химической физике высоких температур. М., «Мир», 1966.
5. D i c k e r s o n R. A., C o u l t a s T. A. Break up of droplets in an accelerating gas flow. AIAA Paper, 1966, No. 66—611.
6. E n g e l O. G. Fragmentation of waterdrops in the zone behind an air shock. J. Res. Nat. Bur. Standards, 1958, vol. 60, № 3. pp. 245—280.
7. M o r r e l l G. Breakup of liquid jets by transverse shocks. Internat. Sympos. combustion. 8-th Pasadena Calif., 1960, Baltimore., Williams and Wilkins comp., 1962, pp. 1059—1068.
8. Б у з у к о в А. А. Разрушение капель и струй жидкости воздушной ударной волной. ПМТФ, 1963, № 2.
9. M a y e r E. Theory of liquid atomization in high velocity gas streams. ARS Journal, 1961, vol. 31, № 12, pp. 1783—1785.