

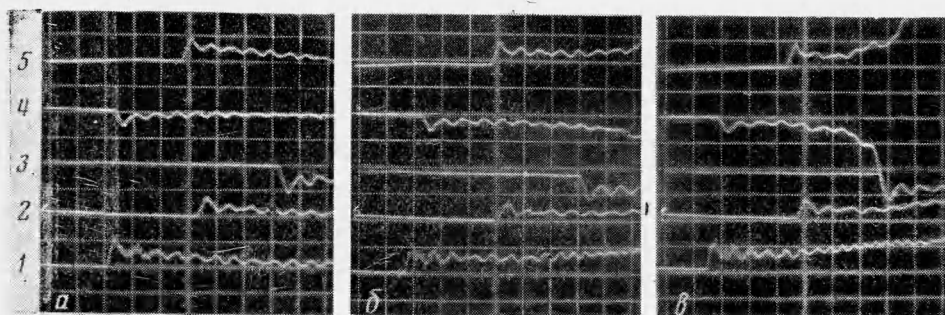
УДК 532.593

УСИЛЕНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН С ТРЕУГОЛЬНЫМ ПРОФИЛЕМ ДАВЛЕНИЯ
В ГОРЮЧЕЙ ДВУХФАЗНОЙ СРЕДЕ

Б. Е. Гельфанд, С. А. Губин, С. М. Когарко

(Москва)

В работах [1,2] установлены параметры волн сжатия с прямоугольным профилем изменения давления за фронтом волны, необходимые для того, чтобы при взаимодействии этих волн с горючей двухфазной газ-жидкостной средой в ней мог возникнуть нестационарный режим горения. Более сложным для изучения, но и более интересным для практических целей, является случай взаимодействия произвольных волн сжатия с горючей двухфазной средой.



Фиг. 1

Целесообразно предварительно исследовать взаимодействие с горючими гетерогенными смесями ударных волн с треугольным профилем изменения давления за передним фронтом.

1. Методика опытов. Исследование взаимодействия ударных волн с переменными параметрами (давлением и скоростью) за ударным фронтом с горючими гетерогенными системами проводилось по методике ударноволнового эксперимента, ранее описанной в работах [1,2]. Получение ударных волн с треугольным профилем давления достигалось в результате укорочения длины секции толкающего газа ударной трубы до размеров $l = 1, 2.5, 4.5$ и 7 см. Фоторегистрация записи давления в ударной волне, движущейся по негорючей двухфазной смеси керосин + $0.5N_2 + 0.5O_2$, представлена на фиг. 1, а. Число Маха ударной волны при входе в аэрозоль $M = 1.15$, а на расстоянии 500 мм от места входа $M = 1.05$, т. е. в негорючей смеси происходит затухание ударных волн с треугольным профилем давления. Масштаб времени на всех лучах осциллографа 250 мксек на одно деление шкалы. Масштаб давления на луче 1 0.52 , 2 — 0.85 , 3, 5 — 0.66 , 4 — 1 атм. На 1—5 записаны показания датчиков давления, отстоящих на расстояния $300, 540, 780, 1020$ и 1260 мм от места встречи фронта ударной волны с нижней границей аэрозоля. На фиг. 1 схематически изображен профиль изменения давления в волне и обозначены основные регистрируемые параметры. Величина $\Delta p = p_2 - p_1$ — разность давления в невозмущенном p_1 и сжатом газе p_2 . Величина δt — длительность положительной фазы давления в ударной волне. Интенсивность волны определялась отношением $\delta p = \Delta p p_1^{-1}$. Значения $\delta t_1, \delta t_2, \delta t_3$ и δt_4 в мсек, соответствующие выбранным длинам секции высокого давления $l = 1, 2.5, 4.5$ и 7 см при трех величинах чисел Маха ударной волны, приведены ниже

M	δt_1	δt_2	δt_3	δt_4
1.1	0.8	1	1.2	1.5
1.15	1	1.35	2	2.1
1.2	1.2	2	2.2	—

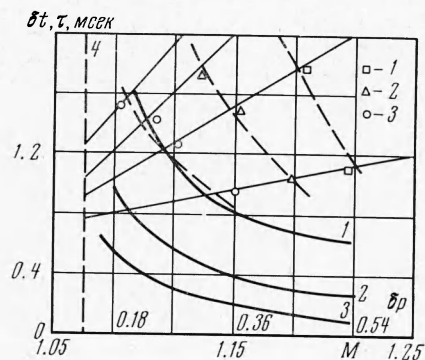
Опыты проводились при давлении эквимолярной смеси азота с кислородом $p_1 = 1 \text{ атм}$ и ее начальной температуре $T_1 = 293^\circ \text{ К}$. Среднее по объему вертикального участка камеры низкого давления ударной трубы (длиной $l = 1300 \text{ мм}$) значение коэффициента соотношения компонентов $\alpha = 1$. Поджигание двухфазной смеси происходило, так же как и в работах [1,2], от очага нагретого окислителя, создаваемого вблизи нижней границы двухфазной системы при пережигании нихромовой спирали.

Погрешность измерения давления была не выше 10% — времени — не выше 5%. размеров капель — 10%.

2. Результаты опытов. На фиг. 1, б, в представлены фотографии записей давления, выполненные с помощью пьезоэлектрических датчиков давления (собственная частота более 30 кгц) при взаимодействии волны треугольного профиля давления с аэрозолем (капли диаметром $d = 1 \text{ мм}$). Масштабы времени и давления на всех лучах обеих фотографий такие же, как и на фиг. 1, а. Параметры исходных волн давления соответственно равны $\delta p = 0.36$ ($M = 1.15$) и $\delta t = 1.45 \text{ мсек}$ для фиг. 1, б и $\delta p = 0.36$ и $\delta t = 1.55 \text{ мсек}$ для фиг. 1, в. При интенсивности исходной волны $\delta p = 0.36$, но

$\delta t < 1.4 \text{ мсек}$ наблюдается ослабление волны при движении по двухфазной смеси. При распространении по гетерогенной смеси волны с параметрами $\delta p = 0.36$ и $\delta t = 1.45 \text{ мсек}$ уже не наблюдается ее ослабления, а происходит трансформация исходной волны в волну с прямоугольным профилем давления и даже возникает слабая волна сжатия через $t \approx 1 \text{ мсек}$.

В этом случае имеет место взаимодействие волны давления с горючей двухфазной средой, приводящее к медленно развивающемуся нестационарному процессу горения. Наконец, в волне с параметрами $\delta p = 0.36$ и $\delta t = 1.55 \text{ мсек}$ отмечается возникновение волны сжатия большой интенсивности, постепенно догоняющей фронт исходной волны. Если оставить интенсивность исходной волны прежней, а длительность фазы сжатия увеличить еще больше,



Фиг. 2

то нестационарный процесс горения заканчивается детонацией гетерогенной смеси.

Из полученных результатов видно, что требуется весьма незначительное изменение параметров волны сжатия, чтобы в гетерогенной смеси возбудился неустойчивый режим горения. В качестве переходного, критического значения импульса давления в дальнейшем принимается такой импульс давления, при котором наблюдается превращение треугольной волны сжатия в прямоугольную (например, как на фотографии фиг. 1, б).

На фиг. 2, б обобщены полученные экспериментальные данные о критических параметрах ударных волн разной интенсивности, взаимодействующих с распылами различной дисперсности.

Здесь на фоне сетки параметров ударных волн $M - \delta p$ и δt , соответствующих их значениям при различных размерах секции толкающего газа (тонкие линии), проведены граничные кривые (пунктирные), отделяющие область нестационарных режимов взаимодействия (выше кривых) для систем с каплями размером $d = 2, 1$ и $0,65 \text{ мм}$ — точки 1, 2, 3. Для сравнения здесь же построены кривые времен дробления $\tau = 2\delta p_f^{0,5} (\rho_1 u_1^2)^{-0,5}$, где u_1 — скорость газа, ρ_f — плотность жидкости. Линии 1, 2, 3 соответствуют значениям τ для тех же размеров капель.

3. Обсуждение результатов. Сравним приведенные в работах [1,2] результаты о параметрах критических возмущений давления с полученными в данной работе. Как найдено в работах [1,2], интенсивность критических возмущений определяется из условий существования процесса дробления, а длительность возмущений — временем дробления капель τ . Из графика фиг. 2 можно установить, что при одинаковой интенсивности волн δp (M) критическая длительность для волн прямоугольного профиля меньше, чем для волн треугольного профиля. В прямоугольных волнах критическая величина импульса давления с учетом спада давления в волне разрежения

$$I^* \approx 1.5\delta p \tau c (2d)^{-1} = 1.5 M_1^{-1} \delta p (\rho_f \rho_1^{-1})^{0,5}$$

где M_1 — число Маха, рассчитанное по относительной скорости газа и капель u_1 и скорости звука в невозмущенной среде c . В волнах треугольного профиля критическая величина импульса давления

$$I_1^* \approx 0.5\delta p \delta t^* c (2d)^{-1} \approx I^*$$

так как из опыта получено $\delta t^* \approx 3\tau$. Здесь δp_1 — интенсивность переднего фронта волны с треугольным профилем давления.

Проследим ход граничных кривых $\delta t^* = f(M)$ при уменьшении числа Маха исходной волны. Изменение значений δt^* при уменьшающейся интенсивности волны отличается от характера изменения величины τ большим углом наклона кривой δt^* к оси абсцисс. Это позволяет сделать предварительное заключение о росте для треугольных волн сжатия предельных интенсивностей волн $\delta p = \delta p^*$, ограничивающих на фиг. 2 слева область нестационарных режимов (ордината 4 для капель размером 0.65 мм). На ударной трубе не удалось получить треугольные импульсы давления с длительностью $\delta t > 2.1$ мсек.

Увеличение длины секции толкающего газа до $l > 0.1$ м приводило к появлению прямоугольных ударных волн. Поэтому для капель $d > 1$ мм в опытах не установлена величина предельной интенсивности ударных волн δp^* , при которой уже любое изменение δt не приводит к возбуждению нестационарного горения. В двухфазной смеси с каплями размером $d = 0.65$ мм такое значение интенсивности составило $\delta p^* \approx 0.18$, что почти в 1.5 раза больше критической интенсивности прямоугольных ударных волн, рассчитываемой по соотношению $W = R^{0.5}$. Здесь $W = \rho_1 u_1^2 d \sigma^{-1}$, $R = \rho_1 u_1 d \mu^{-1}$ — числа Вебера и Рейнольдса, а σ и μ — поверхностное натяжение жидкости и динамическая вязкость газа за фронтом ударной волны.

По-видимому, возрастание интенсивности предельных возмущений можно связать с изменением характера процесса дробления при изменяющемся динамическом напоре газа за волной. Действительно, если δp_1 в треугольной волне таково, что $W(\delta p_1) = R^{0.5}(\delta p_1)$, то сразу же после начала обтекания капли газовым потоком окажется везде $W(\delta p) < R^{0.5}(\delta p)$, где δp — текущее значение интенсивности. Дробление капель может произойти только по типу парашют [3, 4], когда исходная капля распадается на несколько крупных частей. Из-за своей инерционности последние в течение некоторого времени не могут достичь скорости, близкой к скорости газа. Вследствие больших значений скорости обдувания воспламенение крупных частиц оказывается невозможным, так как критические скорости газа, достаточные для уноса пламени с капель 1–4 м/сек [3].

Рассмотрим процесс дробления капель керосина диаметром $d = 0.65$ мм в волнах с треугольным профилем давления при $\delta t = 1$ мсек и различной интенсивности δp_1 .

На фиг. 3 приведены графики безразмерного смещения наветренной поверхности капель $s^* = 2sd^{-1}$, которое рассчитано по упрощенной модели, предложенной в работе [6]. Кривые 1, 2, 3 на графике соответствуют волнам с интенсивностью $\delta p_1 = 0.24, 0.36, 0.48$. Критическая стадия деформации капель наступает при $s^* \approx 1.8 \div 1.9$. На графике фиг. 3 проведены ординаты (со стрелками), соответствующие моменту времени t^* , при котором за фронтом волны параметры течения таковы, что $W(\delta p) = R^{0.5}(\delta p)$. В указанный момент времени меняется картина разрушения капель. В волне с $\delta p_1 = 0.24$ к моменту времени, когда $W = R^{0.5}$, капли почти не деформируются. Дальнейшее разрушение капель может произойти по типу парашют.

В промежуточном переходном случае, как для волны с $\delta p_1 = 0.36$, капля уже заметно деформирована. Если принять во внимание, что период индукции начала срыва тонкого слоя жидкости с капель при $W \geq R^{0.5}$ близок к $\tau_i \approx 0.5\tau$, то во втором случае $\tau_i \approx 170$ мксек и за время t^* с исходной капли успевает сорваться определенная доля начальной массы.

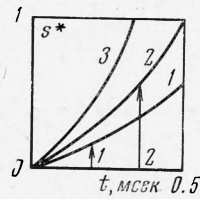
Тонкость распыливания на этой фазе дробления велика (размер микрокапель после дробления $d \approx 10 \div 50$ мк), поэтому образующиеся капельки быстро достигают скорости газа и успевают воспламениться на положительной фазе давления. Однако ввиду незначительной величины срываеваемой с исходных капель массы жидкости их сгорание вызывает слабое повышение давления, достаточное лишь для преобразования треугольной волны в прямоугольную. При интенсивности волны $\delta p_1 = 0.48$ уже задолго до момента времени t^* достигается критическая стадия деформации. Происходит наиболее полное из всех рассмотренных случаев разрушение исходных капель. В образовании очагов подготовленной к сгоранию почти однородной смеси микрокапель и газа вовлекается наибольшее количество горючей жидкости. В результате воспламенения такой смеси за фронтом исходной волны возбуждается волна сжатия и наблюдается усиление исходных возмущений вплоть до возбуждения гетерогенной детонации.

Таким образом, оказывается, что усиление волн сжатия с треугольным профилем изменения давления возможно, если интенсивность волны больше критической

$$\delta p^* = (\gamma\sigma)^{0.66} (c\rho_1 d \mu)^{-0.33}$$

а безразмерный импульс давления в волне

$$I^* \geq 1.5 \delta p^* \delta t^* c (2d)^{-1} = 1.5 (\gamma\sigma)^{0.66} (c\rho_1 d \mu)^{-0.33} (\rho_1 \rho_1^{-1} M_1^{-2})^{0.5}$$



Фиг. 3

ЛИТЕРАТУРА

1. Борисов А. А., Гельфанд Б. Е., Губин С. А., Когарко С. М., Подгребенков А. Л. Усиление слабых ударных волн в горячей двухфазной системе жидкость — газ. ПМТФ, 1970, № 1, стр. 168—174.
2. Борисов А. А., Гельфанд Б. Е., Губин С. А., Когарко С. М., Подгребенков А. Л. Механизм образования волны сжатия за фронтом слабой ударной волны, распространяющейся по горячей двухфазной смеси. Докл. АН СССР, 1970, т. 190, № 3, стр. 621—625.
3. Domich E. G., Hanson A. R., Adams H. S. Shock tube investigation of the breakup of drops by air blasts. Phys. Fluids, 1963, vol. 6, No. 8, pp. 1071—1080.
4. Dickerson R. A., Coultas T. A. Breakup of droplets in an accelerating gas flow. AIAA paper, 1966, No. 611.
5. Sami M., Ogasawara M. Study on the burning of a full drop in heated pressurized air stream. Bull. JSME, 1970, vol. 13, No 57, pp. 395—404.
6. Гельфанд Б. Е., Губин С. А., Когарко С. М. Деформация струй и капель жидкости в сносящем газовом потоке. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 3, стр. 82—88.

УДК 539.3

**ВЛИЯНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ПРИМЕСЕЙ НА РЕЖИМЫ ДЕТОНАЦИИ
КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВВ**

Л. В. Альтшулер, В. Т. Рязанов, М. П. Сперанская

(Москва)

Исследовалось влияние тяжелых металлических добавок на режимы детонации конденсированных взрывчатых веществ (ВВ). Зафиксировано сильное снижение давлений детонации. Эффект объясняется возникновением режимов с повышенными скоростями детонации, не удовлетворяющих условию Чепмена — Жуге. Для составов с большим содержанием металла обнаружено дополнительное снижение давлений, вызванное охлаждающим влиянием примесей. Экспериментальные результаты сопоставлены с расчетами, выполненными в аддитивном приближении.

Введение тяжелых металлических примесей существенно влияет на параметры детонационных волн и газодинамику продуктов взрыва. Данное исследование посвящено экспериментальному изучению первого из этих вопросов.

Как известно [1], состояния детонации конденсированных ВВ определяются уравнением адиабаты Гюгонио

$$\epsilon_c = Q + \frac{1}{2} p (v_0 - v) \quad (1)$$

и условием Чепмена — Жуге

$$-\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_s = \frac{p}{v_0 - v} \quad (2)$$

Здесь ϵ — удельная внутренняя энергия продуктов взрыва (ПВ), Q — теплота реакции, p — давление ПВ, $v_0 v$ — начальный удельный объем ВВ и удельный объем ПВ, s — энтропия.

Пренебрегая возможными эффектами перераспределения тепловой энергии, будем рассчитывать сжимаемость смесевых составов в так называемом аддитивном приближении [2, 3]. При этом подходе удельный объем смеси

$$v_c(p) = \alpha v_i(p) + (1 - \alpha) v(p) \quad (3)$$

представляет собой сумму удельных объемов продуктов взрыва и тяжелой фракции отвечающих их индивидуальным ударным адиабатам при одном и том же давлении.

Условием Чепмена — Жуге гетерогенных смесей на основании (3) является уравнение

$$-\left[\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_s + \frac{\alpha}{1 - \alpha} \left(\frac{\partial v_i}{\partial p}\right)_s\right]^{-1} = p \left[v_0 - v + \frac{\alpha}{1 - \alpha} (v_{0i} - v_i) \right]^{-1} \quad (4)$$