

6. Н. М. Кузнецов. Докл. АН СССР, 1965, **164**, 1097.
7. С. А. Лосев. Докт. дисс. М., Институт механики МГУ, 1968.
8. А. И. Осипов. Теор. и эксп. хим., 1966, **2**, 649.
9. С. А. Лосев, О. П. Шаталов. ФГВ, 1970, **6**, 1, 30.
10. О. П. Шаталов. Тр. Ин-та механики МГУ, № 3, 1970.
11. С. А. Лосев, В. А. Полянский. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, **4**, 84.
12. S. R. Bygon. J. Chem. Phys., 1959, **30**, 1380.
13. С. А. Лосев. Докл. АН СССР, 1961, **141**, 894.
14. С. А. Лосев, М. С. Яловик. Тр. Ин-та механики МГУ, № 18, 1972.
15. K. L. Wray. J. Chem. Phys., 1962, **37**, 1254.

УДК 662.215.1

ОБ УСТОЙЧИВОСТИ ДЕТОНАЦИОННЫХ СКАЧКОВ В СПИНОВОЙ КОНФИГУРАЦИИ

В. И. Манжалей, В. В. Митрофанов

(Новосибирск)

Как следует из теории [1, 2], одномерная структура детонационного фронта должна быть устойчивой, если отношения E/RT^* и Q/RT^* достаточно малы. Здесь E и Q — соответственно энергия активации и тепловой эффект химической реакции; в качестве E^* используется либо температура смеси перед волной T_- , либо температура в зоне индукции за ведущим ударным скачком, которая есть T_- , умноженная на некоторую функцию от числа Маха волны и показателя адиабаты γ . Однако по расчетам Эрпенбека [1] влияние числа Маха на положение границы области устойчивости при заданных E , Q , T и γ оказалось малым, что говорит в пользу предпочтительности критериев E/RT_- и Q/RT_- , экспериментально же вопрос недостаточно исследован. Уменьшения обоих отношений можно достичь увеличением T_- , а Q/RT_- — также разбавлением смеси.

В работах [3, 4] наблюдался квазистационарный одномерный детонационный комплекс в смеси $H_2 + O_2 + 8Ag$, предварительно нагретой ударной волной до $T_- = 650 \div 850^\circ K$.

В настоящей работе изучалась структура детонационных скачков при значительно больших начальных температурах смесей $CH_4 + 2O_2$, $2H_2 + O_2$, $C_2H_2 + 2,5 O_2$ и $2H_2 + O_2 + 3Ag$. В качестве объекта для изучения устойчивости был избран поперечный детонационный фронт (BC на рис. 1), входящий в спиновую конфигурацию [5, 6], а также детонационные скачки, распространяющиеся по индукционной зоне при столкновении встречных спиновых детонаций. В обоих случаях реализуются предельно высокие значения T_- перед скачками, видимо, недостижимые для неразбавленных смесей другими способами. Указанные детонационные скачки являются «пересжатыми» по скорости на 15–20% по отношению к волне Чепмена — Жуге.

Экспериментально выяснились наличие и характер поперечных возмущений на исследовавшихся детонационных скачках. Напомним, что впервые поперечные возмущения на следе ядра спиновой детонации, оставляемом на предварительно

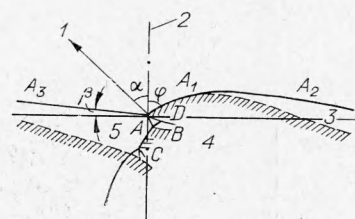


Рис. 1. Конфигурация скачков в спиновой детонации вблизи стенки трубы по [13].

1 — направление движения; 2 — ось трубы; 3 — сжатый газ; 4 — сгоревший газ; 5 — несгоревший газ.

закопченной трубе, фиксировались в смеси $2\text{H} + \text{O}_2$ Ю. Н. Денисовым и Я. К. Трошиным [7], затем более подробно исследовались теми же авторами в работе [8]. В настоящей работе для регистрации неоднородностей на детонационных скачках также применен следовый метод, но с некоторыми усовершенствованиями, позволяющими увеличить его разрешающую способность до 10^{-2} мм.

Закопченная стеклянная трубка длиной 60—70 см и диаметром 5—6 мм вдвигалась через резиновую пробку на 5 см внутрь металлической трубы диаметром 18 мм и длиной 2 м. Инициирование производилось электрической искрой у противоположного конца 18-миллиметровой трубы. Начальное давление смеси подбиралось таким, что после перехода детонации в узкую трубу в последней распространялась спинов

Т а б л и ц а 1
Условия одноголовой спиновой детонации

Смесь	Диаметр трубки d , мм	Начальное давление p_0 , мм рт. ст.
$\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$	5	220
$2\text{H}_2 + \text{O}_2$	5	180
$\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5 \text{O}_2$	6	22

вая детонация (табл. 1). В наших опытах диаметр трубы, в которой существовала одноголовая спиновая детонация, оказался примерно в 2 раза меньше, чем среднее расстояние между поперечными волнами

одного направления на стенке трубы большого диаметра при том же давлении. После первого прохождения детонации на стенке трубы оставался спиральный ленточный след, прочерчиваемый поперечной волной BC спиновой конфигурации. Трубка вновь откачивалась, повторно заполнялась исследуемой смесью газов и производился второй взрыв.

Запись, оставляемая на стенке вторым взрывом, была гораздо четче и позволяла выявлять неоднородности размером более, чем на поря-

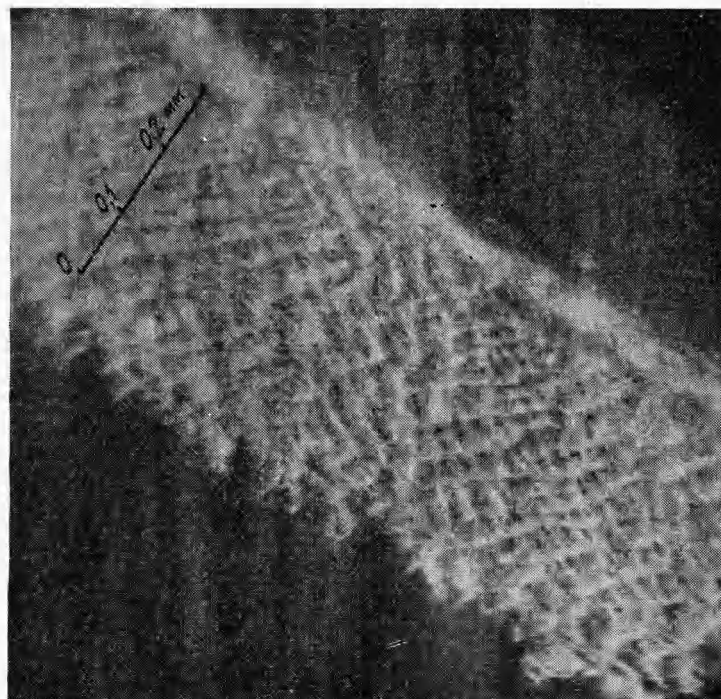


Рис. 2. След поперечной волны спиновой детонации смеси $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$, $p_0 = 220$ мм рт. ст., $d = 5$ мм. Детонация движется вверх; ось трубы направлена вертикально.

док меньше тех, которые обнаруживаются на закопченной стенке после первого прохождения детонации. В некоторых смесях (например, $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$) четкий рисунок оставляют также третий, четвертый взрыв. Запись первого взрыва не мешает расшифровке следов, оставляемых вторым взрывом, так как они сильно различаются по четкости. Попытки пропускать по трубе горение вместо первой детонации не дали хороших результатов. Улучшение четкости записи происходит из-за отсутствия переноса сажи при повторных взрывах: после второго, третьего взрыва предыдущие рисунки не стираются и их качество не ухудшается.

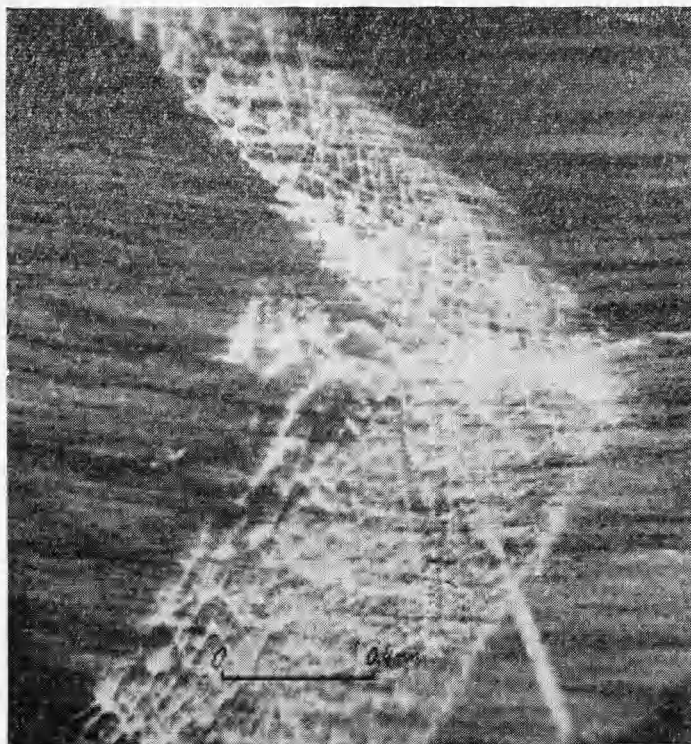


Рис. 3. Следовой отпечаток столкновения двух поперечных волн.
Смесь $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$, $p_0 = 250$ мм рт. ст., $a = 5$ мм.

Типичный след, оставляемый головой спиновой детонации в смеси $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$, приведен на рис. 2. Скорость детонации составляла 2100 м/с. Средний угол наклона спирального следа к образующей трубки $\alpha = 46^\circ$. Ширина следа, оставленного волной AB (см. рис. 1), составляет 0,04—0,05 мм, поперечной волной BC — 0,4—0,5 мм. На ленте, прочерчиваемой волной BC , видна сеть пересекающихся линий — траекторий возмущений, движущихся по поперечной волне вниз под углом $\alpha_1 = 90 \pm 5^\circ$ к образующей трубы и вверх под углом $\alpha_2 = 27 \pm 2^\circ$. Средний размер ячейки 0,02—0,03 мм; видны отдельные ячейки размером до 0,01 мм.

Рис. 3 показывает следовую запись поперечных волн двухголовой спиновой детонации смеси $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$. Здесь также имеется сеть линий тонкой структуры, на пересечении их видны следы «вспышек», подобные тем, что возникают в обычной многофронтной детонации при столкновении поперечных волн с отставшей зоной реакции. Следа волны AB спиновой конфигурации не видно, но сопоставление этого снимка со многими другими отпечатками, сделанными на более мягкой саже, показывает, что эта волна существует.

В смесях $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ и $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5 \text{O}_2$ структуры следа поперечной волны близки между собой и отличаются от описанной выше. Типичная развертка одного витка следа спиновой детонации в смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$, наблюдавшегося в наших опытах, изображена на рис. 4, а. Фрагмент следового отпечатка приведен на рис. 5, а. Число неоднородностей на поперечной волне здесь значительно меньше, чем в смеси $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$ и вся структура следа периодически меняется приблизительно каждые $2/3$ оборота спина. Такие периодические изменения следа

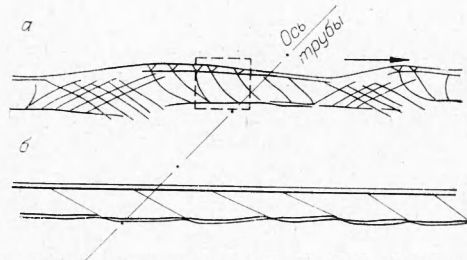


Рис. 4. Развертка одного витка следа поперечной волны при спиновой детонации смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$. Стрелкой показано направление движения поперечной волны при отходе от предела (а) и вблизи нижнего предела по давлению (б).

описаны ранее в работе [8], где отмечено, что они наиболее четко выявляются при приближении к верхней границе области существования одноголовой спиновой детонации. Одновременно меняется ширина следа фронтов АВ и ВС и угол α между траекторией тройной точки А и образующей трубы. Этот процесс связан с наложением на основное движение в поперечной волне, соответствующее «чистому» одноголовому спину, более слабого движения во встречной волне, соответствующего двухголовому спину. В данном случае эта вторая волна является

ся, по-видимому, акустической, без химических реакций, однако она заметным образом влияет на течение в области основной поперечной волны. Поскольку окружная скорость поперечной волны вдоль стенки примерно в 2 (точнее в 1,8—1,9) раза больше скорости звука в продуктах детонации, а периодические изменения ширины ее следа наблюдаются через $2/3$ оборота, то средняя скорость встречной волны вдоль стенки оказывается близкой к скорости звука в состоянии Чепмена — Жуге для детонации в целом. Разумеется, это совпадение надо считать случайным, являющимся следствием нелинейных эффектов взаимодействия волн, так как в действительности акустическая волна движется не вдоль стенки, а захватывает все сечение трубки. При переходе к двухголовому спину она превращается в поперечную волну, симметричную с первой [13].

При приближении к нижнему пределу существования спиновой детонации след приобретает вид, изображенный на рис. 4, б, т. е. вторая волна и связанные с ней возмущения исчезают. Однако наиболее интересным результатом анализа следовых отпечатков спиновой детонации в смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ нам кажется тот факт, что большая часть наблюдае-

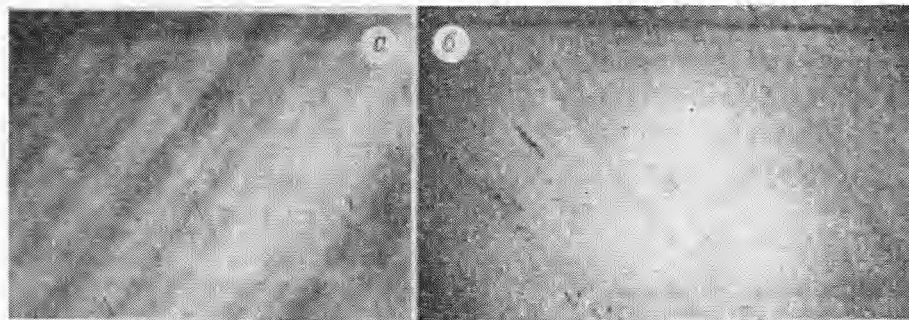


Рис. 5. Участок следа поперечной волны, выделенный прямоугольником на рис. 4 (а) и след поперечной волны в смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3 \text{Ag}$, $p_0 = 60$ мм рт. ст., $d = 12$ мм (б).

мых на следе волны BC возмущений зарождается на краях волны, где-то в области «носика» AB , а также нижней тройной точки C . Возникает предположение, что колебания генерируются «носиком» спиновой конфигурации за счет неустойчивого положения скачка AA_1 относительно поперечной волны аналогично колебаниям отсоединенной волны на затупленном теле, движущемся по горючей смеси со сверхдетонационной скоростью [9—11]. Напомним, что волна AA_1 также является отсоединенной волной при обтекании угла разлета продуктов детонации за поперечной волной [5, 6]; существенную роль здесь могут играть также адиабатические вспышки [12] за скачком BD , где температура несколько ниже, чем за скачками AA_1 и BC [13], и задержки воспламенения, следовательно, больше.

Как показывает рис. 4, *а*, *б*, направление от B к C для возмущений на поперечном фронте является преимущественным: возмущения движущиеся по поперечному фронту вниз, наблюдаются чаще. Об этом свидетельствуют также данные работ [8, 14]. Вблизи нижнего предела остаются только возмущения, зарождающиеся в области ABD . При отходе от предела появляются также возмущения, движущиеся в противоположном направлении, и возмущения поперечного фронта, приходящие к стенке трубки из внутренних (возможно, приосевых) областей течения. Эти последние дают на следе поперечной волны линии, приблизительно перпендикулярные к направлению следа (см. рис. 4, *а* и 5, *а*). Возмущения на поперечной волне, движущиеся из глубины потока к стенке, видимо, захватывают и область носика ABD , поэтому при столкновении их со стенкой образуются следовые отпечатки конфигурации скачков ABD между траекториями точек A и B вблизи верхнего края следа поперечной волны. В определенных фазах движения поперечной волны наблюдается также зарождение новых возмущений в средней области фронта BC у стенки, которые расходятся в противоположные стороны по поперечному фронту.

Отпечатки одноголовой спиновой детонации в смеси $C_2H_2 + 2,5 O_2$ из-за низкого начального давления (20—25 мм рт. ст. в трубке диаметром 6 мм) получаются менее четкими, но возмущения на поперечном фронте также фиксируются, и их характер приблизительно соответствует смеси $2H_2 + O_2$.

С применением описанной выше методики регистрации неоднородностей были поставлены аналогичные опыты для смеси $2H_2 + O_2 + 3Ag$. При этом стабильный спиновой процесс с одной поперечной волной в трубке диаметром $d = 12$ мм имел место при $p_0 = 60 \div 80$ мм рт. ст. Несмотря на все попытки, возмущений на поперечной волне в этой смеси вблизи нижнего предела обнаружить не удалось (рис. 6), что дает основание предполагать гладкость и устойчивость поперечного детонационного фронта. В смеси же $2H_2 + O_2$ поперечный детонационный фронт находится, по-видимому, вблизи границы области устойчивости. При возмущениях течения за счет слабой встречной волны в этой смеси параметры поперечной волны, а также состояние газа перед ней, испытывают небольшие периодические изменения. В одних фазах этого изменения наблюдается развитие мелкомасштабных возмущений самого поперечного фронта, в других остаются лишь относительно редкие возмущения, зарождающиеся на краях волны в области тройных точек.

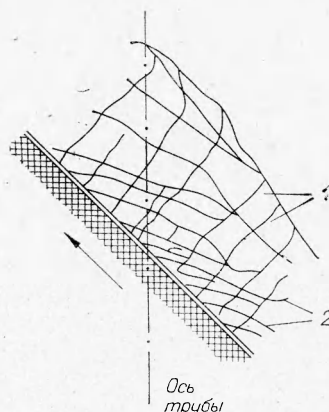


Рис. 6. Схема следов возмущений на скачке AA_1 в смеси $CH_4 + 2O_2$.

1 — следы возмущений, движущихся от точки A к A_1 , 2 — следы возмущений в обратном направлении.

В смеси $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$ следы мелкомасштабных возмущений фиксируются также на детонационном участке переднего фронта AA_1 . Схема их представлена на рис. 6. В остальных исследовавшихся смесях таких следов не обнаружено.

Физические условия в газе перед исследовавшимися детонационными скачками, а также в зоне индукции за ними приведены в табл. 2. Расчет производился по измеренной скорости детонации D , углу α и углам β и φ (см. рис. 1), определенным по отпечаткам столкновений спиновой волны с пересжатой детонационной, которая получалась после прохождения волны через конус. Для смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3\text{Ar}$ углы β и φ

Таблица 2
Состояние газа в зоне индукции за основными скачками спиновой конфигурации по рис. 1

Смесь	P_0 , мм рт. ст.	T_0 , °K	D , м/с	λ	β	φ	Скачок	P/P_0	T , °K	$\frac{E}{RT_-}$	$\frac{Q}{RT_-}$	Возмущения
$2\text{H}_2 + \text{O}_2$	180	293	2600	46°	9°	55°	AA_3 AA_1 BC	19,6 59 212	1150 2650 2715	7,8	8,7	нет есть
$\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$	220	293	2100	46°	7°	50°	AA_3 AA_1 BC	33,0 89 460	1290 2565 2620	12,8	11,2	есть « «
$2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3\text{Ar}$	60	293	1630	46°	—	—	AA_3 AA_1 BC	17,2 49 155	1135 2585 2670	— — 7,9	— — 5,3	нет « «

не измерялись и в расчете взяты такие же значения этих углов, как в смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$. Принято $E = 33$ ккал/моль для смеси $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$ [15] и $E = 18$ ккал/моль для смесей с водородом [16], T_- — температура перед соответствующим скачком.

Теплота реакции вычислялась по формуле $Q = D^2/2(\gamma^2 - 1)$ со значением $\gamma = 1,25$ для двух первых смесей и $\gamma = 1,3$ для смеси с аргонem, а также по равновесному составу продуктов детонации для водородных смесей, что дало практически совпадающие значения.

Дополнительные данные по устойчивости детонационных скачков в зоне индукции за передним ударным фронтом были получены по отпечаткам столкновения встречных спиновых детонаций. Опыты проводились на установке, в которой детонация через две медных трубки длиной 1 м и внутренним диаметром 6 мм одновременно подводилась к концам закопченной стеклянной трубки того же диаметра. Столкновение происходило в середине стеклянной трубки. В тех случаях, когда встречное движение волн было близким к симметричному, линия столкновения получалась почти прямой.

Отпечаток симметричного столкновения приведен на рис. 7. Непосредственно к линии столкновения примыкает четко ограниченная очень узкая зона, внутри которой видимых неоднородностей нет. Эта зона соответствует движению отраженного ударного фронта без химической реакции, а резкий переход к ячеистой структуре — моменту, когда этот факт становится детонационным. Переход осуществляется через промежуток времени Δt , равный задержке воспламенения τ за отраженной ударной волной плюс время, в течение которого воспламенение перемещается на ударный фронт. По скорости ударной волны до столкновения U_0 можно рассчитать скорость отраженной ударной волны U_1 и, измерив на следовом отпечатке ширину полосы Δx , определить Δt .

В представленном на рис. 7 случае $U_0 = 1,9 \cdot 10^5$ см/с температура за падающей волной $T_1 = 1300^\circ \text{K}$, $\rho_1 = 7,5 \rho_0$, $\Delta x = 0,04$ мм, $\Delta t = 1 \cdot 10^{-7}$ с; τ для условий за отраженной волной ($T_2 = 2400^\circ \text{K}$, $\rho_2 = 42 \rho_0$), вычисленное по данным работы [15], оказывается в пределах $(2 \div 5) \cdot 10^{-8}$ с, из чего следует, что воспламенение вблизи контактного разрыва не приводит сразу к возникновению детонации, догоняющей отраженный ударный фронт, так как в последнем случае разница времен Δt и τ составляла бы всего $2 \cdot 10^{-8}$ с, т. е. воспламенение происходит «мягко». Однако резкий переход отраженного ударного фронта в «ячеистый» детонационный дает

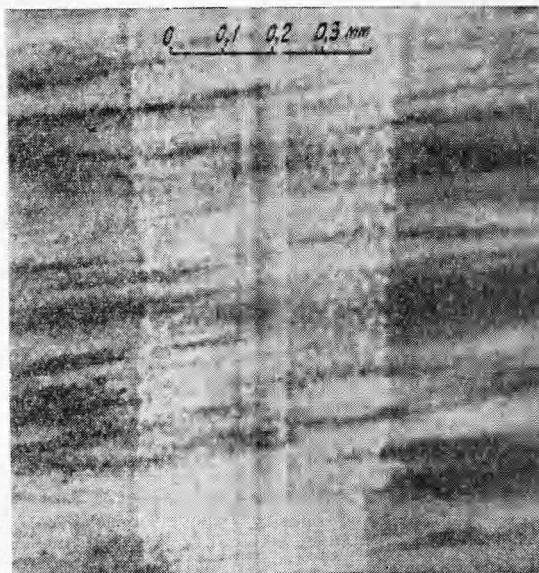


Рис. 7. Отпечаток столкновения двух индукционных зон встречных спиновых детонаций. Смесь $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$, $p_0 = 220$ мм рт. ст.

основание предполагать, что детонация в области дважды ударно-сжатого газа, догоняющая отраженный ударный фронт, успевает сформироваться; при этом, как показывает расчет, за ее фронтом должно достигаться давление $\sim 1000 p_0$! (Давление за первичным ударным скачком на данном участке фронта $p_1 \approx 33 p_0$, за отраженным — $p_2 \approx 340 p_0$.)

Вне рассмотренной узкой области отраженная волна, распространяющаяся по зоне индукции, является пересжатой детонационной. Пересжатие составляет около 15% относительно скорости детонации Чепмена — Жуге, вычисленной в зоне индукции. Как видно на рис. 7, фронт такой волны содержит неоднородности с характерным размером около 0,02 мм, так же, как фронт поперечной волны на рис. 2, имеющий близкую степень пересжатия.

Ячеистая структура следов отраженных детонационных волн, возникающих в зонах индукции при столкновении встречных спиновых детонаций, наблюдается на всем протяжении разрешаемых следовым методом зон индукции, кроме указанной выше узкой полосы в окрестности линии столкновения. При этом температура перед фронтом отраженной детонации, рассчитанная по углу наклона первичного ударного фронта, меняется в пределах от 1290 до 1560°K . Таким образом, можно считать установленным, что, по крайней мере, до начальной температуры 1500°K в смеси $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$ плоский детонационный фронт неустойчив. В области более высоких температур за первичным ударным фронтом (соответствующих перемещению вдоль первичного ударного фронта от точки A_2 к точке A_1 на рис. 1) зону индукции наблюдать не удалось; кроме того, здесь присутствуют возмущения уже на первичном фронте. Возмущения часто появляются также на участке AA_2 переднего фронта и являются причиной скачкообразного изменения ширины зоны индукции.

Аналогичные эксперименты в смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ дают отпечаток зоны индукции спиновой детонации, свободный от следов поперечных возмущений за отраженными волнами. Это означает, что пересжатая волна, идущая по зоне индукции при спиновой детонации этой смеси, устойчива или же находится близко к границе устойчивости и скорость роста возмущений столь мала, что они не успевают заметно развиться за вре-

мя прохода детонационной волной зоны индукции. Этот результат согласуется с выводом из опытов по регистрации возмущений на поперечной волне. Непосредственно вблизи нижнего предела спиновой детонации в смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ возмущения на поперечной волне появляются редко, и, по-видимому, за счет внешних причин (колебания в «носике»). Снижение величины Q/RT_+ за счет разбавления водородно-кислородной смеси аргоном (см. табл. 2) приводит к полному исчезновению возмущений на поперечном детонационном фронте и повышению стабильности спиновой конфигурации в целом.

Смесь $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$ имеет гораздо более высокие значения обоих параметров E/RT_+ и Q/RT_+ для всех детонационных скачков спиновой конфигурации по сравнению со смесью $2\text{H}_2 + \text{O}_2$, что проявляется в резко выраженной неустойчивости этих скачков и образовании тонкой структуры.

Авторы благодарят М. Е. Топчияна за предоставление данных по равновесному расчету продуктов детонации и полезные обсуждения.

Поступила в редакцию
3/V 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. J. J. Eggenbeck. Phys. of Fluids, 1964, 7, 5, 6.
2. К. И. Щелкин. ЖЭТФ. 1959, 36, 2.
3. Р. И. Солоухин. ПМТФ, 1964, 4.
4. Р. И. Солоухин. ФГВ, 1966, 2, 3.
5. Б. В. Войцеховский. Докл. АН СССР, 1957, 144, 4.
6. Б. В. Войцеховский, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчиян. ПМТФ, 1962, 3.
7. Ю. Н. Денисов, Я. К. Трошин. Докл. АН СССР, 1959, 125, 1.
8. Ju. N. Denisov, Ja. K. Troshin. Combustion & Flame, 1971, 16, 2.
9. Я. Б. Зельдович, И. Я. Шляпнотх. Докл. АН СССР, 1949, 65, 6.
10. Г. Г. Черный. Astronautica Acta, 1968, 13, 5—6.
11. В. П. Коробейников, В. А. Левин и др. Вестн. МГУ, 1970, 2.
12. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М., «Наука», 1970.
13. Б. В. Войцеховский, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчиян. Структура фронта детонации в газах. Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1963.
14. Я. К. Трошин, К. И. Щелкин. Газодинамика горения. М., Изд-во АН СССР, 1963.
15. В. В. Воеводский, Р. И. Солоухин. Докл. АН СССР, 1965, 161, 5.
16. В. В. Воеводский, Р. И. Солоухин. Докл. АН СССР, 1964, 154, 6.

УДК 662.215.1

ДАВЛЕНИЕ ВО ФРОНТЕ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ В ГАЗАХ

А. А. Васильев, Т. П. Гавриленко, М. Е. Топчиян

(Новосибирск)

В модели детонационной волны, предложенной Зельдовичем-Дёрингом-Нейманом, на переднем фронте существует скачок давления. Этот факт был экспериментально подтвержден многими исследователями. Однако эти эксперименты из-за низкой разрешающей способности используемой в них аппаратуры не смогли дать прямого ответа на основной вопрос: осуществляется ли так называемый «пик Неймана». Другими словами, соответствует ли давление на переднем фронте детона-