

устойчивых режимов горения осциллирующего типа с экспоненциальным ростом амплитуды (11). Между кривыми r_+ и $\text{Re } \sigma_1 = 0$ вне эллиптической области начальное возмущение имеет характер затухающих по экспоненте колебаний (11). Внутри области, ограниченной эллиптической кривой $\text{Re } \sigma_1 = -1/4$, линией $\sigma_1 = -1/4$ и координатными осями, возмущение затухает по экспоненциальному закону (10) с показателем, не зависящим от параметров k -системы k, r . Выше линий $\sigma_1 = -1/4$ и r_+ возмущение уменьшается по чисто экспоненциальному закону (9). Выше кривой, проходящей через точки $(0, 0)$, $(1, 0)$, $(5, 4)$ и $(6, 5)$, затухающий характер поведения скорости горения может определяться первоначальным возмущением в случае достаточно пологого профиля $\sigma\Theta_0(\xi)$ при $\xi \rightarrow 0$.

Авторы выражают благодарность Л. К. Гусаченко за внимание к работе и помощь в выявлении неточностей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Новожилов Б. В. Нестационарное горение твердых ракетных топлив.— М.: Наука, 1973.
2. Новиков С. С., Рязанцев Ю. С. ПМТФ, 1966, 3.
3. Зельдович Я. Б., Лейпунский О. И., Либрович В. Б. Теория нестационарного горения пороха.— М.: Наука, 1975.
4. Диткин В. А., Прудников А. П. Операционное исчисление по двум переменным и его приложение.— М.: Физматгиз, 1958.
5. Деч Г. Руководство к практическому применению преобразования Лапласа и Z-преобразования.— М.: Наука, 1971.

Поступила в редакцию 24/XI 1988

УДК 534.222.2

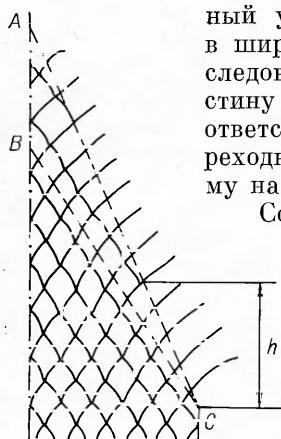
О ДИФРАКЦИИ МНОГОФРОНТОВОЙ ДЕТОНАЦИОННОЙ ВОЛНЫ

А. А. Борисов, В. Н. Михалкин
(Москва)

Вопрос о выходе газовой детонационной волны (ДВ) из канала в объем экспериментально исследован достаточно подробно (см., например, [1—6]). Связано это, по-видимому, с большой практической ценностью основного критического параметра процесса — минимального диаметра канала, который не только определяет возможность возбуждения детонации в объеме, но и часто используется для оценки критической энергии инициирования сферической детонации на основании простых моделей процесса [7—11]. Трехмерность реальных ДВ приводит к картине течения при дифракции [6], которая внешне существенно отличается от схем, рассмотренных в ранних работах [3]. Оценка энергии прямого инициирования сферической детонации по значениям минимального диаметра выхода детонации из канала в объем базируется на ряде предположений о картине течения при распаде волны и о количественных характеристиках волн разгрузки. Естественно, что любая количественная информация, подкрепляющая или опровергающая сделанные предположения, помогает решить вопрос о применимости моделей.

В связи с этим в настоящей работе предпринята попытка на основе подробного анализа следовых отпечатков дифрагирующей волны уточнить картину распада и восстановления детонации при выходе из канала в объем или коническую полость, установить ряд количественных закономерностей этого процесса (в частности, скорость головы боковой волны разгрузки).

Эксперименты проводили на детонационной установке, представляющей собой разгонную трубу постоянного сечения, к которой пристыковывалась расширяющаяся коническая или цилиндрическая секция. Пол-



ный угол раствора конической части сечения меняется в широких пределах. Волновую картину регистрировали следовым методом на пластину, покрытую сажей. Пластины устанавливали по оси трубы. Форма пластины соответствовала геометрии осевого сечения канала на переходном участке. По следовому отпечатку, оставленному на пластине, изучали картину дифракции ДВ.

Согласно модели дифрагирующей детонационной волны в конденсированных ВВ [12], в результате дифракции на периферии конденсированного заряда ВВ образуется ударная присоединенная волна. Геометрическое место точек соединения детонационной и ударной волны (УВ) движется к центру заряда. Аналогичную картину следует ожидать и для детонации в газообразном ВВ [6]. По следовому отпечатку предполагалось определить траекторию движения точки пересечения детонационного и ударного фронта, а из нее вычислить скорость боковой волны разгрузки.

На рисунке приведена схема следового отпечатка в области изменяющегося сечения канала. На следовом отпечатке у самого угла конуса фиксируется разрушение ячеек, к оси канала как бы идет фазовая волна разрушения ячеек, т. е. поперечная волна, не встречаясь с другой волной или стенкой, уходит и не инициирует следующую ячейку. На отпечатках траекторию этой волны можно определить как геометрическое место точек (прямая *СВ*), в которых ячейки превращаются в искривленные расходящиеся линии, направленные под углом к оси и представляющие собой следовые отпечатки тройных ударных конфигураций. Если реакция вблизи этих конфигураций и идет, то она затрагивает только небольшую часть смеси в данном сечении. В отсутствие столкновений тройных конфигураций зона реакции за ведущим ударным фронтом должна быть даже больше, чем размер ячейки в невозмущенной волне, поскольку возникновение новых ячеек происходит на расстояниях, в несколько раз больших размера ячейки в стационарной ДВ, распространяющейся в трубе.

Таким образом, можно сделать вывод, что фронт воспламенения в ДВ искусственно прикреплен к ведущему ударному фронту горячими точками, и при их исчезновении он удаляется от ведущего фронта, давая возможность в полной мере проявиться нестационарным волнам разрежения, рождающимся после локальных взрывов в точках столкновения поперечных волн. Приход боковой волны разгрузки за счет резкого снижения в ней температуры приводит к окончательному гашению реакции и, следовательно, реиницирование реакции [6, 13] может, по видимому, происходить главным образом до прихода в данную точку боковой волны разгрузки. Так, в [14] показана возможность воспламенения смеси за головой волны разрежения, однако расстояние, на котором это происходит, очень мало, поэтому практически можно считать, что смесь воспламеняется на траектории головы волны разрежения.

Если детонация в зоне *АВС* (см. рисунок) не распадается, то в ней должна перестроиться структура. А так как волна в этой зоне ослабленная, то ниже по потоку появляются увеличенные ячейки искаженной формы между траекториями волн исчезновения ячеек (прямая *ВС*) и боковой волны разгрузки (прямая *АС*), след которой определяется по исчезновению увеличенных ячеек. Окончательно можно уточнить, что траектория фазовой волны определяется как непрерывная граница на следовом отпечатке между нормальными и увеличенными ячейками вдали от места дифракции и как траектория разрушения нормальной ячейки структуры вблизи изменения сечения канала.

Одна из поперечных волн, образовавшихся при реиницировании реакции в зоне *АСВ*, после взаимодействия с боковой волной разгрузки

уходит от оси заряда без генерации новой ячейки. Волна же, бегущая к оси заряда, встречает поперечную волну, и их столкновение приводит к образованию новых поперечных волн. Расстояние между фазовой волной и боковой волной разгрузки должно быть не меньше поперечного размера вторичной увеличенной ячейки a_2 , для того чтобы ДВ не распалась. Действительно, для надежного восстановления «детонационной сетки» следов в расширяющемся канале необходимо, чтобы воспламенение смеси, начинающееся локально в зоне за дифрагирующей волной, существенно ниже по потоку от точки возникновения вторичной ячейки (см. рисунок), произошло практически одновременно по всему сечению канала, заключенному между конусами, образованными линиями AC и BC . Распространение воспламенения от отдельного очага по всему сечению не может быть быстрым по сравнению с процессами, приводящими к формированию тройных точек (т. е. генерации ячеек), поэтому вторичные ячейки должны появиться от множества локальных очагов. Поскольку появление очагов — стохастический процесс, то в довольно большой части газового объема воспламенение должно произойти настолько рано, что рожденная им взрывная волна встретит не последнее поперечное возмущение,двигающееся из невозмущенной части потока, а также и предыдущие, т. е. критическое условие, сформулированное выше, по-видимому, следует считать среднестатистическим.

Простые геометрические построения дают следующее соотношение:

$$h \geq \frac{b_2}{2} + Aa_1 \frac{D}{u_{cd} - u_e},$$

где h — расстояние от точки изменения сечения трубы до точки появления вторичной ячейки; a_1 — ширина ячейки в невозмущенной волне; A — численный коэффициент, определяющий, насколько увеличивается ячейка после реиницирования; u_e , u_{cd} , D — скорости боковой волны разгрузки, волны перестройки ячеек и детонации; b_2 — продольный размер вторичной ячейки. Указанная формула получена из условия, что разность хода двух волн за время h/D должна быть не меньше поперечного размера вторичной ячейки $a_2 = Aa_1$. Чтобы вычислить скорость волн, определяли средний угол наклона их траектории к оси заряда. Тангенс угла наклона траектории к оси заряда дает отношение скоростей волны и детонации.

В таблице представлены результаты измерений. Для сравнения приведены значения $\operatorname{tg} \chi = \sqrt{a_y^2 - (D - u_y)^2} / D$, где a_y — скорость звука в ударно-сжатой смеси за ведущей волной; $a_{ч.ж}$ — скорость звука в плоскости Чепмена — Жуге; u_y — скорость газа за ударным фронтом. В таблице также приведены значения отношения расстояния от места изменения сечения до первой дополнительной возникшей ячейки после прошедшей фазовой волны к поперечному размеру ячейки h/a_1 . Обработка регистраций, приведенных в [1, 6], также представлена в таблице.

Анализ результатов показывает, что коэффициент A , определяющий, на сколько увеличивается ячейка до возникновения дополнительной неоднородности, для разных смесей изменяется в диапазоне от 0,7 до 1,8 (среднее значение $\approx 1,2$)¹. Ошибка в определении коэффициента A из-за довольно большой неточности определения u_{cd} и u_e составляет величину не меньшую указанного среднего процентного увеличения размера ячейки. Однако хотя измерить размер вторичной ячейки непросто вследствие заметной ее нерегулярности, по-видимому, множитель 1,2—1,5 приблизительно правильно отражает реальное увеличение ячейки. Из таблицы видно, что боковая волна разгрузки двигается в основном по непроореагировавшему газу за ударным фронтом (u_e близка к a_y или

¹ Значение $A = 0,7$, оцененное из измеренной величины h/a_1 — результат неточности в определении a_1 , u_{cd} , u_e и h и, по-видимому, стохастического разброса в расстоянии, на котором происходит воспламенение. Вторичные ячейки на отпечатках всегда несколько больше, чем исходные.

Смесь	u_{cd}/D	u_e/D	a_{y1}/D	$\text{tg } \chi$	$a_{ч,ж.}/D$	h/a	A^*	n
$2\text{H}_2 + \text{O}_2$	0,59	0,42	0,44	0,41	0,56	$7+0,5$	1,1	1,6
$2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 1,17\text{N}_2$	0,57	0,38	0,43	0,35	0,55	$6,5+0,5$	1,1	1,8
$\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$	0,64	$<0,45$	0,35	0,33	0,56	$3,8+0,4$	$>0,7$	1,6
$\text{CH}_4 + 2\text{O}_2 + 1,17 \text{N}_2$	0,64	$<0,45$	0,35	0,35	0,54	$5,8+0,5$	$>1,0$	1,6
$\text{C}_3\text{H}_8 + 2\text{O}_2$	0,62	0,36	0,26	0,25	0,56	$7,5+0,5$	1,7	2,3
$\text{C}_3\text{H}_8 + 4,5\text{O}_2$	0,68	0,41	0,30	0,29	0,54	$7,5+0,5$	1,8	2,2
$\text{C}_3\text{H}_8 + 5\text{O}_2$	0,53	0,34	0,31	0,30	0,54	$8+1$	1,4	2,0
$\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$ [6]	0,56	0,36	0,35	0,33	0,57	$3,7+0,5$	0,7	2,0
$\text{C}_2\text{H}_2 + \text{O}_2$ [1]	0,54	0,35	0,31	0,30	0,55	—	—	1,9

* Принято $b_2 \sim a_2$, что приблизительно соответствует отчеткам.

$\sqrt{a_y^2 - (D - u_y)^2}$). Действительно, согласно [15], вблизи фронта волна разгрузки перемещается к оси канала со скоростью $\sqrt{a_y^2 - (D - u_y)^2}$, а вдаль со скоростью a_y . При этом в смесях с большим $\gamma_0 = c_p/c_v$ в сжатом исходном газе точка,двигающаяся со скоростью a_y , будет дальше от фронта, чем в смесях с малым γ_0 . В связи с этим скорость волны, гасящей реакцию, будет, по-видимому, ближе к a_y для углеводородных смесей и к $\sqrt{a_y^2 - (D - u_y)^2}$ для водородных.

Рассматриваемая схематическая картина дифракции позволяет сделать также оценки предельных диаметров перехода детонации из канала в объем. Если придерживаться рассуждений, на основании которых записано выражение для h , то диаметр канала будет критическим, когда $h - \frac{b_2}{2} = \frac{d_{cr}}{2} \frac{D}{u_{cd}}$, т. е. когда одновременно выполняются условия: толщина слоя между траекториями волн исчезновения ячеек и боковой разгрузки превышает a_y и волна исчезновения ячеек доходит до оси канала. При этом следует отметить, что стохастичность локального воспламенения, приводящая к реинициированию ячеек, здесь будет выражена значительно ярче, чем при $d > d_{cr}$, так как неодновременность появления ячеек во всех частях объема вокруг оси канала может привести к гашению уже возникшей где-то ячейки. В связи с этим условие на границе слоя между траекториями следует записать более жестко: $\Delta = na_2$, где $n > 1$. Тогда

$$\frac{d_{cr}}{a_1} = nA \frac{2}{1 - u_e/u_{cd}}$$

Если воспользоваться экспериментально обнаруженным для многих смесей условием $d_{cr}/a_1 \approx 13$ [1, 9], то на основании данных таблицы можно оценить для этих смесей $n \approx 2$.

Учитывая весьма низкую точность в определении u_{cd} , u_e , h , a_1 , полученный разброс в величинах A и n можно считать небольшим, а объяснение экспериментально определенного отношения d_{cr}/a_1 вполне правдоподобным. Для цилиндрической симметрии задачи (инициирование цилиндрической волны), очевидно, требования на одновременность воспламенения смеси за дифрагирующей волной менее жесткие и $n \approx 1$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Митрофанов В. В., Солоухин Р. И. Докл. АН СССР, 1964, 159, 5, 1003.
2. Зельдович Я. Б., Когарко С. М., Симонов П. П. ЖТФ, 1956, 26, 8, 1744.
3. Когарко С. М. Изв. АН СССР. ОХН, 1956, 4, 419.
4. Губин С. А., Когарко С. М., Михалкин В. П. ФГВ, 1982, 18, 5, 111.
5. Strehlow R. A., Salm R. J. Acta Astronautica, 1976, 3, 983.

6. Edwards D. H., Thomas G. O., Nettleton M. A. J. Fluid Mech., 1979, 95, 1, 79.
7. Lee J. H., Matsui H. Comb. Flame, 1977, 28, 1, 61.
8. Matsui H., Lee J. H. // 17th Symp. (Intern.) on Comb.—Pittsburgh, Pa: Comb. Inst., 1978.
9. Klustautas R., Lee J. H., Guirao C. M. Comb. Flame, 1982, 48, 1, 63.
10. Шуленин Ю. Б., Бохон А. Ю. Докл. АН СССР, 1981, 257, 3, 680.
11. Васильев А. А. ФГВ, 1985, 12, 2, 142.
12. Дремин А. Н., Савров С. Д., Трофимов В. С. и др. Детонационные волны в конденсированных средах.—М.: Наука, 1970.
13. Трошин К. Я. Докл. АН СССР, 1978, 240, 3, 644.
14. Hayashi A. K., Fujiwara T. // 11th Intern. Colloquium on Dynamics of Explosions and Reactive Systems.—Warsawa, 1987.
15. Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г. Нестационарные взаимодействия ударных волн.—М.: Наука, 1977.

*Поступила в редакцию 18/1 1988,
после доработки — 17/VII 1988*

УДК 534.222.2

ОБ ИЗЛОМЕ ЗАВИСИМОСТИ СКОРОСТИ ДЕТОНАЦИИ ОТ НАЧАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ ТНТ

*А. Н. Дремин, С. В. Першин, С. В. Пятернев, Д. Н. Цаплин
(Черноголовка)*

Зависимость скорости детонации D от начальной плотности ρ — одна из важнейших характеристик взрывчатого вещества (ВВ); она несет наиболее достоверную информацию о процессе детонационного превращения, поскольку D — единственный надежно измеряемый параметр этого процесса. Столь же надежно может быть измерена начальная плотность ВВ. Неслучайно поэтому экспериментальная зависимость $D(\rho)$ используется в качестве критерия истинности в численном моделировании детонации. Любая особенность на этой связи указывает на то или иное событие, происходящее в зоне химической реакции.

Если инженерные расчеты не требуют высокой точности регистрации $D(\rho)$, то в развитии теории детонации, в правильной интерпретации результатов, полученных, например, на смесях данного ВВ с добавками, способными к превращениям в зоне химической реакции, точное знание этой зависимости может иметь решающее значение.

Справедливость этого мнения иллюстрируется в настоящей работе примером неправильной (из-за неточного знания величины $D(\rho)$ для тринитротолуола (ТНТ)) интерпретации данных по измерению скорости детонации в смеси ТНТ с графитоподобным нитридом бора, когда обнаруженный на кривой для этой смеси излом был объяснен поведением добавки, а не собственно ВВ [1].

Линейный ход $D(\rho)$ без теоретического обоснования часто используется для аппроксимации экспериментальных данных. Проанализировав большой экспериментальный материал по измерению скорости детонации в 13 индивидуальных ВВ и в 6 их смесях, авторы работы [2] установили для каждого из ВВ аналитическую линейную связь D и ρ и затем построили для этой группы ВВ обобщенную зависимость $D(\rho)$. В числе этих ВВ оказался и ТНТ. Поэтому излом на кривой $D(\rho)$ для его смеси с нитридом бора в [1] объяснен полиморфным превращением нитрида бора в плотную модификацию, а не изменением режима детонации самого ТНТ.

Позже авторы [1] ознакомились с работой [3], где зависимость $D(\rho)$ для ТНТ при $\rho = 1,55 \text{ г/см}^3$ претерпевает излом в сторону меньших скоростей. Это заставило усомниться в правильности вывода [1] об обусловленности излома полиморфным превращением добавки. Из сравнения