

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ПЕРЕХОД ГОРЕНИЯ В ДЕТОНАЦИЮ В СМЕСЯХ
НА ОСНОВЕ АЦЕТИЛЕНА

Т. П. Гавриленко
(Новосибирск)

Исследованию механизма перехода горения в детонацию посвящено много работ, например [1—8], благодаря которым этот механизм в настоящее время экспериментально изучен. В то же время теоретические оценки из-за сложности происходящих процессов не всегда возможны. В литературе отсутствуют систематические данные о длинах перехода для смесей на основе ацетилена, а в ряде практических использований детонационного процесса они оказываются крайне необходимыми.

В настоящей работе проведено измерение длины зоны перехода горения в детонацию применительно к условиям, реализуемым в установках по детонационному напылению. Обычно в таких установках в качестве одного из компонентов смесей используются ацетилен, а количество окислителя O_2 и разбавителя N_2 варьируется в широких пределах. При этом начальное давление p_0 и температура T_0 смеси меняются мало. Эксперименты проведены при $p_0=0,5$ и 1 атм и $T_0=300$ К для смесей следующих составов: $C_2H_2+0,5 O_2$, $C_2H_2+O_2$, $C_2H_2+1,5 O_2$, $C_2H_2+2,5 O_2$, $C_2H_2+3 O_2$, $C_2H_2+O_2+1,1 N_2$, $C_2H_2+2,5 O_2+1,5 N_2$, $C_2H_2+3 O_2+1,7 N_2$.

Экспериментальная установка состояла из трубы диаметром 20 мм, закрытой с обоих концов. Труба предварительно вакуумировалась (до давления ~ 1 мм рт. ст.), затем заполнялась взрывчатой смесью заданного состава, предварительно приготовленной в отдельном объеме. Иницирование производилось искрой от автомобильной 12-вольтовой bobины с торца трубы. Начальный участок трубы — это секция для наблюдения, оборудованная прозрачными окнами, позволяющими вести фоторегистрацию процесса. Сечение трубы из-за введения плоских окон изменялось на 0,5%, места стыков между стеклами и трубой имели форму плавных переходов, выступы отсутствовали.

В некоторых установках для напыления порошок подается в трубу через коаксиальный канал. В связи с этим проведены опыты на трубе с коаксиальной вставкой длиной 400 мм, диаметр которой составлял 0,5 внутреннего диаметра внешней трубы. Точка иницирования при этом размещалась на боковой стенке в 10 мм от торца трубы. Процесс регистрировался барабанным фоторегистратором через щель, параллельную оси трубы.

Регистрируемая скорость горения непосредственно перед возникновением детонации составляла 700 м/с, а скорость детонации сразу после перехода была в 1,4 раза больше скорости Чепмена — Жуге. Высокая скорость после перехода объясняется

Длина участка перехода горения в детонацию для различных смесей (мм)

Состав смеси	Труба со вставкой		Труба без вставки	
	1	2	1	3
$C_2H_2+0,5O_2$	—	25	20	31
$C_2H_2+O_2$	—	1	8	1
$C_2H_2+1,5O_2$	—	1	10	1
$C_2H_2+2,5O_2$	14,5	1	25,5	1,5
$C_2H_2+3O_2$	16	2	20	5
$C_2H_2+O_2+1,1N_2$	29	5	28	8
$C_2H_2+2,5O_2+1,5N_2$	23,5	14	28	17
$C_2H_2+3O_2+1,7N_2$	30	15	33	17

Примечание. 1 — $p_0=0,5$ атм, 2 — $p_0=1$ атм.

наличием начальной скорости газа перед переходом горения в детонацию и нестационарностью процесса. Некоторое завышение измеряемой скорости возможно из-за перпендикулярности фронта волны и щели. Этот эффект может быть устранен при покадровой съемке. Такие опыты проводились в [1—6] и показали, что степень пересжатия по скорости детонационной волны, возникшей после перехода горения в детонацию, составляет ~20%.

Настоящими опытами показано, что примерно на расстоянии двух-трех диаметров трубы от точки перехода горения в детонацию, пересжатая волна выходит на режим Чепмена — Жуге. Результаты измерений длины зоны перехода горения в детонацию приведены в таблице. Каждое значение получено как среднее из нескольких опытов. Разброс измеряемой величины от опыта к опыту не превышал 10%.

Дополнительно проведены эксперименты для смеси $C_2O_2 + 2,5 O_2 + 1,5 N_2$ при $p_0 = 0,5$ атм со вставкой, диаметром, равным 0,9 внутреннего диаметра внешней трубы. Длина зоны перехода в этом случае в 2 раза меньше, чем в трубе без вставки. Полученные данные позволяют заключить, что в условиях, реализуемых в установках для детонационного напыления, длина зоны перехода горения в детонацию не превышает 30 мм для смесей на основе ацетилен.

Поступила в редакцию
18/II 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. И. Солоухин. Ударные волны и детонация в газах. М., Физматгиз, 1963.
2. К. И. Щелкин, Я. К. Трошин. Газодинамика горения. М., Изд-во АН СССР, 1963.
3. К. И. Щелкин. ЖТФ, 1947, 17, 613.
4. А. С. Соколик. ЖЭТФ, 1951, 21, 10.
5. Г. Д. Саламандра, Т. В. Баженова, И. М. Набоко. ЖТФ, 1959, XXIX, 11.
6. Г. Д. Саламандра, Т. В. Баженова и др. Некоторые методы исследования быстротекущих процессов. М., Изд-во АН СССР, 1960.
7. Б. Льюис, Г. Эльбе. Горение, пламя и взрыв в газах. М., Мир, 1968.
8. Я. Б. Зельдович, И. Я. Шляпихин. Докл. АН СССР, 1949, 65, 6.

ОБ УСТОЙЧИВОСТИ СИЛЬНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В ГАЗАХ

В. И. Манжалей
(Новосибирск)

Известно, что плоская ударная волна, сопровождаемая зоной экзотермической реакции, неустойчива относительно поперечных возмущений [1—3]. В пересжатой газовой детонации неустойчивость обнаружена и в том случае, когда химическая реакция за ударным фронтом эндотермична, т. е. потенциальная энергия газа увеличивается [4, 5]. В [5] дано объяснение этого результата на основании гипотезы о том, что пересжатая детонация может быть неустойчивой, если в ее зоне индукции термодинамически возможно существование детонационных волн Чепмена — Жуге. Полученный на этой основе критерий устойчивости пересжатой детонации хорошо соответствует эксперименту [5]. В последнее время появилось еще несколько сообщений о наблюдении поперечной неустойчивости за ударными волнами с эндотермической реакцией — диссоциацией [6—8] и ионизацией [69]. Отметим, что устойчивость ударных волн с релаксационными процессами ранее анализировалась в [10, 11]. Естественно попытаться распространить выведенный в [5] критерий устойчивости для объяснения новых фактов.

Рассмотрим профили плотности и давления в зоне диссоциации двухатомного газа. Будем предполагать, что перед ударной волной $\gamma_1 = 7/5$, а непосредственно за ударным скачком колебания полностью возбуждены ($\gamma_2 = 9/7$). Положим, что колебательная релаксация происходит много быстрее диссоциации, т. е. в каждой точке зоны диссоциации энергия колебаний соответствует температуре газа. Из законов сохранения можно получить уравнение «замороженной» ударной адиабаты

$$\pi [8\sigma/(1+\alpha) - 1] - 6 + \sigma + 2 D_0 \alpha / RT_1, \quad (1)$$

где $\pi = p_2/p_1$; $\sigma = \rho_1/\rho_2$; D_0 — энергия диссоциации при нулевой температуре; R — газовая постоянная; T_1 — температура перед ударной волной; α — степень диссоциации; индексы 1 относятся к параметрам газа перед волной, 2 — в зоне диссоциации.

«Замороженные» ударные адиабаты для $D_0 = 60$ ккал/моль и $T_1 = 300$ К представлены на рис. 1. На π , σ -диаграмме они образуют область пересечений — криволинейный треугольник ABC . Если прямая Михельсона попадает внутрь этого тре-