

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. Элбеге. 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-

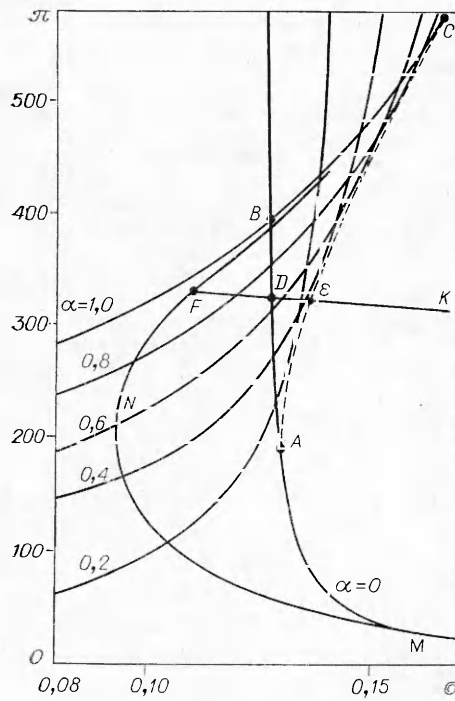


Рис. 1.

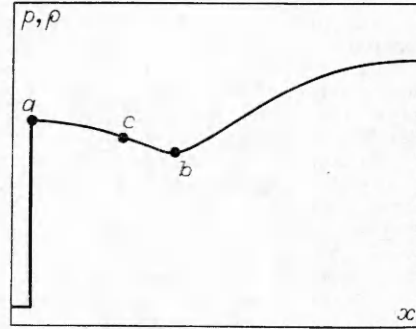


Рис. 2.

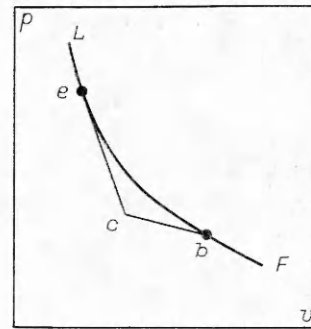


Рис. 3.

угольника, то ρ_2 и p_2 внутри области диссоциации изменяются немонотонно. Непосредственно после прохождения переднего фронта и возбуждения колебаний состояние газа соответствует точке D , лежащей на «замороженной» адиабате с $\alpha=0$. Затем по мере возрастания диссоциации точка, описывающая состояние газа, смещается по прямой Михельсона EK вниз, достигая при некотором α точки e , лежащей на огибающей «замороженных» адиабат AC . Далее в зоне диссоциации происходит нарастание давления и плотности; конечное состояние газа соответствует точке F , расположенной на равновесной адиабате MN . Соответствующее изменение плотности (давления) изображено на рис. 2. Отметим, что немонотонное изменение параметров в зоне релаксации ранее получено в [12].

Найдем нижнюю по числу Маха границу немонотонного режима изменения ρ_2 и p_2 . Дифференцируя (1) по α , получим

$$\alpha = \sqrt{4\pi\sigma RT_1/D_0} - 1. \quad (2)$$

Исключая α из (1) и (2), получим уравнение огибающей

$$2\sqrt{4\pi\sigma D_0/RT_1} - \pi + \sigma - 2D_0/RT_1 - 6 = 0. \quad (3)$$

Полагая $\alpha=0$ в (2) и исключая σ из (2) и (3), найдем π^* и σ^* в точке A

$$\pi^* = \frac{D_0}{RT_1} - 3 + \sqrt{\left(\frac{D_0}{RT_1} - 3\right)^2 + \frac{D_0}{4RT_1}}, \quad (4)$$

$$\sigma^* = D_0/4RT_1\pi^*.$$

При низких начальных температурах перед волной $D_0/RT_1 \gg 1$, поэтому в (4) можно пренебречь вторым членом в подкоренном выражении, откуда

$$\pi^* \approx 2D_0/RT_1 - 6.$$

Критическое число Маха ударной волны

$$M^* = \sqrt{\pi^*(\pi^* - 1)/(1 - \sigma^*)}. \quad (5)$$

Для трехатомного газа, у которого энергия отрыва первого атома значительно меньше энергий отрыва второго атома (например, CO_2) аналогичным образом получим

$$\pi^* = \frac{1}{14} \left(11 \frac{D_0}{RT_1} - 49 \right) + \sqrt{\frac{1}{14^2} \left(11 \frac{D_0}{RT_1} - 49 \right)^2 + \frac{D_0}{7RT_1}}, \quad (6)$$

$$\sigma^* = D_0/7RT_1\pi^*. \quad (7)$$

Объясним, почему спад плотности в зоне диссоциации приводит к потере устойчивости. Обратимся к рис. 2. Исследуем возможность существования самоподдерживающейся детонации в некоторой точке c , лежащей на спаде плотности внутри зоны релаксации. Процесс, переводящий газ из точки c в b , идет с расширением и поэтому является дефлаграцией. Изобразим на p, v -диаграмме (рис. 3) эту точку, взяв за начальное состояние газа в точке c . Тогда адиабата пройдет выше точки c и к ней можно построить касательную sc . Это означает, что если точка a лежит между a и b , то в ней термодинамически возможна детонационная волна. Адиабата FL с приближением точки c к b подходит все ближе к c . Когда c лежит правее b на рис. 2, то FL на p, v -диаграмме проходит ниже точки c , что означает невозможность детонационного режима. Таким образом, детонация в зоне диссоциации невозможна при монотонном изменении ρ_2 и p_2 . Отметим, что в детонационной волне, существующей в зоне ab , на поверхности Чепмена — Жуге степень диссоциации не является равновесной, а приблизительно соответствует степени диссоциации в точке b .

Расчет по (5) — (7) для CO_2 с $D_0=125,8$ ккал/моль [13] при $T_1=293$ К дает $M^*=16,5$, а экспериментально определенный нижний предел существования для поперечных возмущений $M^*=18-19$ [6]. Некоторое расхождение между M^* и M' объясняется тем, что в расчете не учтено время колебательной релаксации. Подобным же образом может быть оценен нижний предел неустойчивости в ионизирующих ударных волнах в одноатомном газе, однако в этом случае необходимо учитывать неравенство электронной и ионной температур.

Поступила в редакцию
5/II 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Войцеховский, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчийн. Структура фронта детонации в газах. Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1963.
2. К. И. Щелкин, Я. К. Трошин. Газодинамика горения. М., Изд-во АН СССР, 1963.
3. J. J. Eggenbeck. Phys. of Fluids, 1964, 7, 5, 684.
4. В. И. Манжалея, В. А. Субботин. ФГВ, 1976, 12, 6, 935.
5. В. И. Манжалея. ФГВ, 1979, 15, 4, 107.
6. R. Griffiths, R. Sandeman, H. Hornung. Appl. Phys. D., 1976, 9, 1681.
7. В. Е. Гордеев. Докл. АН СССР, 1978, 239, 117.
8. А. С. Барышников, А. П. Бедни и др. Письма в ЖТФ, 1979, 5, 281.
9. I. Glass, W. Liu. J. Fluid. Mech., 1978, 84, 55.
10. С. П. Дьяков. ЖЭТФ, 1954, 27, 288.
11. А. С. Барышников, Г. Е. Скворцов. ЖТФ, 1979, 49, 11, 2483.
12. С. И. Анисимов. ЖТФ, 1964, 34, 4, 620.
13. Энергия разрыва химических связей. Под ред. В. Н. Кондратьева. М., Наука, 1974.

К РАСЧЕТУ УДАРНЫХ АДИАБАТ ХИМИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ

В. Ф. Анисичкин
(Новосибирск)

К настоящему времени экспериментально получены ударные адиабаты многих химических элементов и соединений [1]. Методы их расчета для химических соединений предлагались, например, в [2] с использованием известной объемной скорости звука, в [3] — по статическим измерениям, давления, плотности и температуры. В настоящей работе предлагается обобщенная ударная адиабата химических соединений по известным начальным плотности и химической формуле.

В [4] предложена обобщенная форма записи ударной адиабаты ряда простых веществ и некоторых химических соединений

$$D = u + 3,4(\rho_0/\mu)^{1/3}u^{1/2} + 9,1(\rho_0/\mu)^{2/3}, \quad (1)$$

где D, u — скорость ударной волны и массовая скорость, км/с; ρ_0 — начальная плотность, г/см³; μ — молекулярная масса, г. Как показала проверка, соотношение (1) с «эффективным» молекулярным весом, найденным по приведенному ниже правилу, можно применять и для любых сложных веществ.

Рассмотрим причины, которые могут ограничивать применение соотношения (1) для химических соединений. Если при ударном сжатии молекула ведет себя как