

ВОЗМОЖНЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ

В заключение обсудим возможность использования описанных выше особенностей резонансного поглощения лазерного излучения метаном для некоторых газодинамических приложений. Сильное поглощение метана может позволить осуществлять «трассирование» сложных трехмерных течений путем добавления метана (в поток исследуемого газа) в качестве малой примеси. Для получения количественной информации о распределении плотности в «изотермическом» потоке может быть использована экспериментальная зависимость $k(\rho)$, представленная на рис. 6. В сильно неизотермических течениях может быть использована экспериментальная зависимость $k(T)$, представленная на рис. 7. На современном уровне развития методов регистрации ИК-излучения представляется вполне возможной «панорамная» визуализация поля плотности и температуры стационарного потока газа путем применения преобразователей ИК-излучения в видимое или с помощью растровых систем.

Авторы считают своим приятным долгом выразить признательность Г. А. Заварзину за помощь при проведении эксперимента.

Поступила в редакцию
1/XII 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. B. N. Edwards, D. E. Burch. Journ. Opt. Soc. Amer. 1965, 55, 174.
2. G. Hubbert, T. G. Kyle, G. J. Troup. Journ. Quant. Spectr. Rad. Transfer, 1969, 9, 1469.
3. A. C. G. Mitchell, M. W. Zemansky. Resonance Radiation and Excited Atoms. Cambridge University Press, London, 1934, 1969.
4. С. Э. Фриш. Сб. «Спектроскопия газоразрядной плазмы». Л., «Наука», 1970, стр. 7.
5. R. L. Barger, J. L. Hall. Phys. Rev. Lett, 1969, 22, 4.

УДК 532.593+662.215.1

О ПОЛОЖЕНИИ ТОЧКИ ПЕРЕХОДА ЧЕРЕЗ ЗВУКОВУЮ СКОРОСТЬ ЗА ФРОНТОМ ДЕТОНАЦИИ

*А. А. Васильев, Т. П. Гавриленко, В. В. Митрофанов,
В. А. Субботин, М. Е. Топчиян*

(Новосибирск)

В пространстве за плоским ударным фронтом, ведущим детонационную волну, поверхность, на которой достигается равенство скорости газа относительно фронта $D - u$ и местной скорости звука c , является также плоской. Ее называют поверхностью Чепмена-Жуге.

Присутствие поперечных волн делает состояние газа в каждой плоскости, параллельной фронту, заведомо неоднородным. Известное из эксперимента постоянство скорости детонации означает, что и в неоднородном потоке на некотором расстоянии от фронта имеется поверхность, на которой скорость возмущений $(u + c)$, движущихся в сто-

рону фронта, равна скорости фронта D , так что нестационарная волна разрежения, если она примыкает к этой поверхности, не может воздействовать на фронт. Эту поверхность будем называть условно поверхностью Чепмена-Жуге (Ч-Ж), хотя состояние газа на ней при реальной детонации может не соответствовать точке Чепмена-Жуге на равновесной адиабате Гюгонио. В системе фронта течение между фронтом и поверхностью Ч-Ж, осредненное за время, много большее периода пульсаций, можно считать стационарным.

Фронт детонации будем здесь понимать в узком смысле как переднюю границу детонационной волны (в общем случае негладкую), имеющую толщину ударного перехода.

Теоретически для одномерной установившейся детонационной волны с плоским фронтом и монотонным характером тепловыделения в зоне химической реакции при отсутствии влияния стенок детонационного канала, поверхность Чепмена-Жуге расположена на бесконечно большом расстоянии от фронта [1].

Учет влияния неоднородности потока за реальным негладким фронтом, данный в работах [2—4] и в наиболее совершенном виде в [5], приводит к тому, что поверхность Чепмена-Жуге может находиться на конечном расстоянии от фронта, внутри зоны реакции. Стационарное течение продвигается при этом в сверхзвуковую относительно фронта область, а конечное состояние газа, соответствующее затухшим пульсациям, определяется некоторой точкой равновесной адиабаты Гюгонио, лежащей ниже точки пересечения прямой Михельсона и адиабаты. Достоверных экспериментальных доказательств такого режима течения еще нет.

При детонации в трубах учет теплоотвода в стенки и трения также приводит к конечному расстоянию от фронта до поверхности Чепмена-Жуге и продолжению стационарной зоны в область $D-u > c$ [3, 5]. В действительности оба эффекта — влияние затухания пульсаций в газе и влияние стенок трубы — присутствуют одновременно, поэтому представляет принципиальный интерес изучение параметров течения продуктов детонации при постепенном увеличении диаметра трубы d , когда роль пристеночных эффектов ослабевает. Данные работ [6—8] указывают на то, что в трубах достаточно большого диаметра измеренные параметры газа за детонационным фронтом приближаются к рассчитанным по классической теории (без учета потерь и пульсаций).

Однако для сопоставления экспериментальных данных с расчетными важно учитывать действительное расположение поверхности Ч-Ж за фронтом детонации. Измерения задней границы этой поверхности (т. е. расстояния от фронта, дальше которого поверхность Ч-Ж не может находиться) выполнены в работе [9].

В настоящей работе предпринята попытка дальнейшей конкретизации положения этой поверхности. Производилось измерение расстояния от фронта до той точки x_1 , где осуществляется переход течения через скорость звука в системе координат, связанной со стенками трубы ($u=c$).

В точке Ч-Ж для газовых смесей

$$u = D - c = c \left(\frac{D}{c} - 1 \right) \simeq 0,8 \text{ сек},$$

т. е. течение относительно стенок дозвуковое. Поэтому точка x_1 ограничивает положение точки Ч-Ж спереди.

Можно показать, что в этой точке доля выделившейся химической энергии по отношению к точке Ч-Ж составляет примерно $1 - (\gamma_{\text{Ч-Ж}} - 1)^2$,

где $\gamma_{\text{Ч-Ж}}$ — показатель адиабаты продуктов детонации (при выводе этой формулы $\gamma_{\text{Ч-Ж}}$ предполагается постоянным, т. е. около 90%).

Газодинамический расчет течения за плоским фронтом с переменным γ в предположении, что теплоемкость продуктов и молекулярный вес меняются линейно с изменением выделившегося тепла от значения за фронтом до значения в точке Ч-Ж (замороженного для c_p), дает следующий результат:

$$Q_x = 0,86Q_{\text{Ч-Ж}}, \quad p_x = 1,25p_{\text{Ч-Ж}}, \quad \rho_x = 1,27\rho_{\text{Ч-Ж}}, \quad T_x = 0,96T_{\text{Ч-Ж}}$$

для смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ и

$$Q_x = 0,94Q_{\text{Ч-Ж}}, \quad p_x = 1,22p_{\text{Ч-Ж}}, \quad \rho_x = 1,23\rho_{\text{Ч-Ж}}, \quad T_x = 0,99T_{\text{Ч-Ж}}$$

для смеси $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$ при $P_0 = 1$ бар, $T_0 = 298^\circ \text{K}$.

Таким образом, отрезок x_1 (от фронта до точки x_1) можно рассматривать как область выделения основной части химической энергии, и измерение его величины дает информацию о суммарной кинетике тепловыделения в детонационных волнах.

Отметим, что расстояние от точки x_1 до точки Ч-Ж определяется конечной замедленной стадией реакции, а также относительно медленными процессами затухания турбулентных пульсаций и воздействия стенок. Следовательно, несмотря на близость состояний газа в этих точках, это расстояние может оказаться большим по сравнению с x_1 и может сильно зависеть от диаметра трубы. В то же время расстояние x_1 должно определяться структурой фронта и связанной с ней основной стадией реакции, поэтому следует ожидать более слабой зависимости x_1 от диаметра трубы.

В наших экспериментах исследовалось взаимодействие детонационной волны с расположенной вдоль оси трубы тонкой (0,1 ÷ 0,5) мм пластинкой. В большей части опытов передний край пластинки был остро заточен под углом $2\alpha \approx 0,5^\circ$. В сверхзвуковой области за фронтом на кромке (острие) садился присоединенный скачок. В момент перехода потока через звуковую скорость скачок отрывался от кромки. Визуализация течения осуществлялась методом Теплера. Нож прибора располагался перпендикулярно оси трубы.

В одной серии опытов со смесями $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3\text{Ag}$ и $\text{C}_2\text{H}_2 + 2\text{O}_2$ при давлениях до 350 мм рт. ст. использовалась детонационная труба диаметром $d = 27$ мм и длиной от точки инициирования азидом свинца до точки наблюдения 2,5 м. Положение фронта и скачка фиксировалось при этом методом фоторазвертки на движущуюся пленку. Три фоторегистрограммы приведены на рис. 1.

В другой серии опытов на смесях $2\text{H}_2 + \text{O}_2$, $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3\text{Ag}$, $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$ и $\text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2 + 10,5\text{Ag}$ при давлениях соответственно 530, 270 ÷ 610, 230 и 610 мм рт. ст., выбранных для сопоставления с результатами работы [9], использовалась труба диаметром $d = 21$ мм и длиной от точки инициирования искровым разрядом до точки наблюдения 3,4 м. Регистрация в этих опытах производилась камерой с электроннооптическим преобразователем в режиме покадровой съемки с частотой 10^6 кадр/сек и временем экспозиции 0,2 мк/сек. Серия последовательных кадров приведена на рис. 2. За расстояние x_1 принималось расстояние от фронта до края пластинки в момент отделения скачка, который определялся по результатам обработки нескольких кинограмм.

Во всех экспериментах применялись газы из технических баллонов. Для каждой смеси определялся также размер ячеек a , на которые детонационный фронт разбивается поперечными волнами. Величина a измерялась на стенке трубы следовым методом как среднее расстоя-

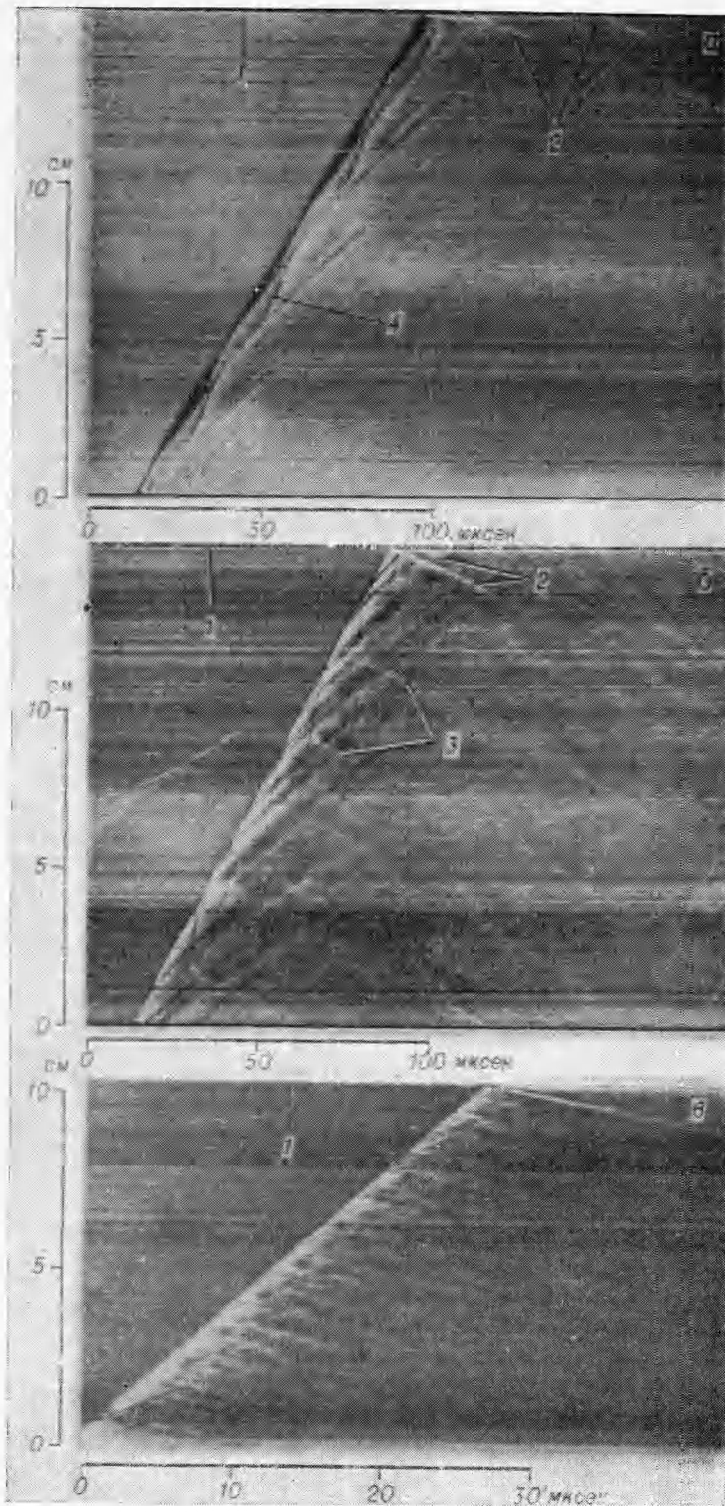


Рис. 1. Шлирен-развертка процесса натекания детонационной волны на препятствие в смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3\text{Ar}$.
 а) $p_0 = 26$ мм рт. ст. (спин); б) $p_0 = 87$ мм рт. ст.; в) $p_0 = 350$ мм рт. ст.
 1 — передняя кромка препятствия; 2 — возмущения, отходящие от препятствия; 3 — возмущения, возникающие в потоке; 4 — поперечная волна.

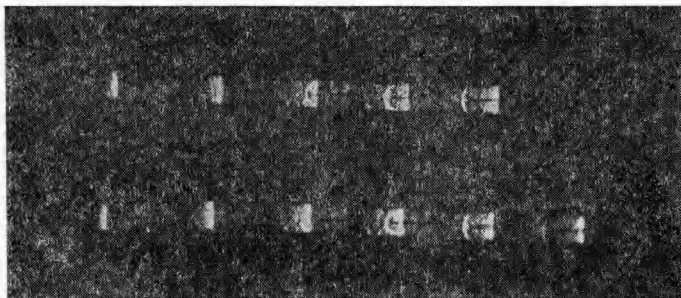


Рис. 2. Натекание детонационной волны на тонкую пластинку.

ние между траекториями поперечных волн одного направления, отсчитанное перпендикулярно образующей трубы.

Вследствие неоднородности течения за фронтом детонации отрыв скачка на различных участках кромки пластинки происходит не одновременно, что вызывает видимое уширение отходящего скачка.

В частном случае одноголовой спиновой детонации на фоторазвертках наблюдается несколько отходящих скачков почти равной интенсивности, возникающих на разных расстояниях от фронта (рис. 1, а). Эти расстояния меняются от опыта к опыту и зависят от ориентации поперечной волны в момент достижения препятствия. Дополнительные скачки, отходящие от края пластинки навстречу потоку, вероятно, генерируются столкновениями поперечной волны и связанного с ней шлейфа с пластинкой.

С переходом к детонации с несколькими головами первый скачок, отходящий от препятствия, становится виден значительно лучше чем последующие, возникающие дальше от фронта. Появляются также возмущения, связанные не с препятствием, а со столкновением поперечных волн направлений вне пластинки (рис. 1, б).

Результаты опытов представлены в таблице. Для величины размера «ячейки» a указаны средние значения, действительные размеры отдельных ячеек колеблются в пределах примерно $\pm 30\%$ от среднего.

Для x_1 даны значения, соответствующие отрыву от кромки препятствия задней видимой границы отходящего скачка (для одноголовой спиновой волны — 1-го скачка). Это значение x_1 должно быть близко к максимальному среди локальных значений, соответствующему переходу через звук в наиболее холодных частях потока. Возможно также некоторое завышение величины x_1 за счет дополнительных волн, возникающих на препятствии за счет пульсаций в дозвуковом потоке. Поэтому можно утверждать, что действительная ширина зоны основного энерговыделения не более приведенного значения x_1 .

Отметим, что ширина слоя поперечных волн с сильными неоднородностями потока порядка $0.2a$ и приведенные ранее расчеты, связывающие расстояние x_1 с количеством выделившегося тепла, для расстояний $x_1 < a$ неприменимы. Можно, однако, утверждать, что если измеренные $x_1 < a$, то на расстоянии a от фронта, где пульсации потока уже значительно уменьшились, основная часть химической энергии заведомо выделилась.

Расстояние между фронтом детонации и передней видимой поверхностью отходящего от препятствия скачка на фоторазвертках (см. рис. 1) с точностью до ошибок измерений равно нулю. Это понятно, так как на отдельных участках фронта — в изломах и областях столкновения поперечных волн — дозвуковые относительно стенок области

Состав смеси	P_0 , мм рт. ст.	d , мм	a , мм	Препятствие*	x_1 , не более	$x_{ч-ж}$	x_2 [9]
$2H_2+O_2$	530	21	2,4	2	$2,1a$	—	$3,8a$
$2H_2+O_2+3Ar$	26	27	спин	1	35 мм	$9d$	—
	40	"	"	1	20 мм	$5d$	—
	83	"	$30(\approx \frac{\pi d}{3})$	1	$0,3a$	$2a$	—
	122	"	$23(\approx \frac{\pi d}{4})$	1	$0,3a$	$3a$	—
	150	"	8	2	$0,6a$	$2,5a$	—
	200	"	6,5	1	$0,8a$	$3a$	—
	200	"	6,5	2	$0,8a$	$2,5a$	—
	250	"	5,3	2	$0,5a$	$3a$	—
	350	"	3,8	2	$0,7a$	$4a$	—
	270	21	4,6	2	$1,2a$	—	—
380	"	3,5	2	$1,4a$	—	—	
530	"	2,3	2	$2,0a$	—	—	
610	"	1,9	2	$2,1a$	—	$3,6a$	
$C_2H_2+2,5O_2$	230	21	0,7	2	$3,0a$	—	$10a$
$C_2H_2+2,5O_2+10,5Ar$	610	21	1,5	2	$2,3a$	—	$5a$
CH_4+2O_2	40	27	спин	1	20 мм	$7d$	—
	60	"	30	1	$0,3a$	$2a$	—
	100	"	15	1	$1a$	$3a$	—
	120	"	11	1	$1,3a$	$3a$	—
	150	"	9	1	$1,5a$	$2a$	—

* 1 — пластинка толщиной 0,25 мм с тупой кромкой; 2 — пластинка толщиной 0,1÷0,5 (в разных опытах), заточенная на острие под углом $2\alpha=0,5^\circ$.

образуются в непосредственной близости фронта. В опытах с покадровой съемкой (труба $d=21$ мм) передний край скачка на фоне сильных оптических неоднородностей потока за фронтом не регистрировался из-за меньшей чувствительности теплеровской установки.

Кроме x_1 , в таблице приведены максимально возможные расстояния до поверхности Ч-Ж из работы [9] и расстояния от фронта до точки Чепмена-Жуге $x_{ч-ж}$, измеренные с точностью около 25% на фото-развертках, типа приведенных на рис. 1. С этой целью измерялся наклон линий, соответствующих удалению возмущений от фронта со скоростью $c-u$, и наклон линий, соответствующих движению связанных с частицами газа оптических неоднородностей со скоростью u , на различных расстояниях от фронта. $x_{ч-ж}$ определялось затем как расстояние, на котором $D=(c-u)+2u=c+u$. Следует указать, что полученное таким образом значение $(c-u)$ в точке Ч-Ж составляло от 0,17 D до 0,28 D (в зависимости от смеси и начального давления), что заметно превышает значение, вычисленное по классической одномерной теории. Этот факт уже неоднократно отмечался ранее в работах Л. Г. Гвоздевой и др. [8]. Для высокочастотных возмущений, движущихся с замороженной скоростью звука, одномерная теория дает $c-u=0,13 D$, для низкочастотных возмущений $c-u=(0,10+0,11)D$. Дисперсия звука в газе за фронтом детонации наблюдается экспериментально в виде уширения волн, движущихся по продуктам детонации от фронта. Измеренным значениям $c-u$ соответствуют $c/D=\rho_0/\rho=0,61\pm 0,03$ в точке Ч-Ж, т. е. увеличенная по сравнению с классической теорией скорость звука и пониженная средняя плотность.

Следует отметить, что полученное здесь значение скорости звука совпадает со средней скоростью движения поперечных волн вдоль фронта детонации.

Определенное по фоторазверткам расстояние от фронта до поверхности Ч-Ж $x_{\text{ч-ж}} = (3 \pm 1)d$ для смесей $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3\text{Ar}$ и $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$ и практически совпадает со значениями x_2 [9] для смесей $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 3\text{Ar}$ и $2\text{H}_2 + \text{O}_2$. При спиновой детонации (первая поперечная волна) измеренные расстояния до точки Ч-Ж дало $x_{\text{ч-ж}} = (7 \pm 2)d$.

Поступила в редакцию
2/XII 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, А. С. Компанеев. Теория детонации. М., Гостехиздат, 1955.
2. D. R. White. Phys. of Fluids, 1961, 4, 4.
3. Б. В. Войцеховский, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчийн. Структура фронта детонации в газах. Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1963.
4. С. С. Рыбанин. ФГВ, 1966, 2, 1.
5. А. Н. Дремин, С. Д. Савров и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М., «Наука», 1970.
6. D. H. Edwards a. o. J. of Phys. D. Appl. Phys. 1970, 3, 3.
7. D. H. Edwards a. o. J. Fluid Mech. 1959, 6, 4.
8. Т. В. Баженова, А. Г. Гвоздева. Ударные волны в реальных газах. М., «Наука», 1968.
9. А. А. Васильев, Т. П. Гавриленко, М. Е. Топчийн. Третий Всес. симп. по горению и взрыву. Черногловка, 1971.

УДК 532.593

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОФИЛЕЙ ДАВЛЕНИЯ ПРИ НЕРЕГУЛЯРНОМ ОТРАЖЕНИИ КОКУСООБРАЗНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ПЛЕКСИГЛАСОВЫХ ЦИЛИНДРАХ

А. Н. Дремин, Г. И. Канель, В. Д. Глузман

(Москва)

Нагружение цилиндрических образцов скользящей детонационной волной используется в некоторых случаях взрывного прессования порошковых материалов, упрочнения металлических деталей взрывом и для исследования результатов взрывного нагружения вещества [1]. В [2—4] показано, что при таком способе нагружения в цилиндрическом образце генерируется конусообразная ударная волна с изогнутым маховским диском в вершине ударного конуса. После прохождения некоторого участка установления волновая конфигурация в образце становится стационарной и скорость ее распространения вдоль оси цилиндра — равной скорости детонации. В данной работе кольцеобразными манганиновыми и константановыми датчиками проводилось измерение профилей давления $p(t)$ и радиальных смещений вещества