

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ УСКОРЕНИЯ ГОРЕНИЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С ПЛАМЕНЕМ

В. П. Карпов  
(Москва)

На основе экспериментальных работ [1—3], проведенных методом скоростной киносъемки на тепловых установках, процесс генерирования волн давления при взаимодействии фронта пламени с ударной волной можно представить как результат увеличения массовой скорости горения при забросе свежей смеси в продукты. В условиях опытов в ударной трубе такой механизм наблюдался при взаимодействии с пламенами воздушных [1] и кислородных смесей [2]. Опытами [3] было показано, что аналогично взаимодействуют волны с пламенем и в реальных условиях горения смеси в камере постоянного объема. Ударная волна при этом образуется при поджигании смеси и при последующей аккумуляции волн в процессе горения, а с фронтом пламени взаимодействует волна, отраженная от стенки камеры, противоположной месту поджигания.



*Рис. 1.* Горение стехиометрической пропано-кислородной смеси, начальное давление 1 атм; 16500 кадр/сек.

В качестве иллюстрации на рис. 1 представлены кинокадры горения стехиометрической пропано-кислородной смеси в камере сгорания диаметром 100 мм, высотой 10 мм при поджигании у стенки, показывающие изменение структуры зоны пламени в результате описанного взаимодействия. Как видно, такое взаимодействие многократно повторяется в процессе горения, т. е. это пульсирующий процесс, вызывающий прогрессивный рост амплитуды колебаний давления.

Аналогичное взаимодействие наглядно показано в кинофильме о горении газовых смесей в трубах прямоугольного сечения, который создали в Энергетическом институте им. Г. М. Кржижановского Г. Д. Саламандра с сотрудниками.

Настоящая работа была проведена с целью выяснения деталей такого механизма и количественной оценки отдельных сторон явления.

### МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Опыты были проведены в цилиндрических камерах сгорания диаметром 100 мм при высоте 100 и 10 мм. Торцевые стенки камер могли быть заменены оптическими стеклами, что позволяло производить киносъемку процесса по шлирен-методу с использованием скоростной камеры СФР-2 при частоте съемки до 100000 кадр/сек. Использовались кислородные смеси метана, пропана, водорода и ацетилена, которые составлялись непосредственно в камере; время смещения определялось по формулам молекулярного смещения. В ряде опытов ударная волна перепускалась из секции низкого давления ударной трубы в цилиндрическую камеру сгорания (высота камеры в этом случае 10 мм) в направлении диаметра камеры. Мембрана разрывалась иглой согласованно по времени с поджигом смеси в камере сгорания.

Процесс индицировался пьезокерамическими датчиками мембранного типа, собственная частота датчиков превышала 60 кгц; тарировка динамическая с помощью датчика с уравновешанной мембраной. В остальной методика аналогична использованной в работе [3].

### РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Рассмотрим взаимодействие ударной волны с пламенем. Ударная волна (рис. 2), выходя из секции низкого давления ударной трубы в камеру сгорания, трансформируется в цилиндрическую волну, которая и взаимодействует с пламенем, распространяющимся по камере при поджигании смеси в центре камеры. Из рис. 2 видно, что поверхность пла-

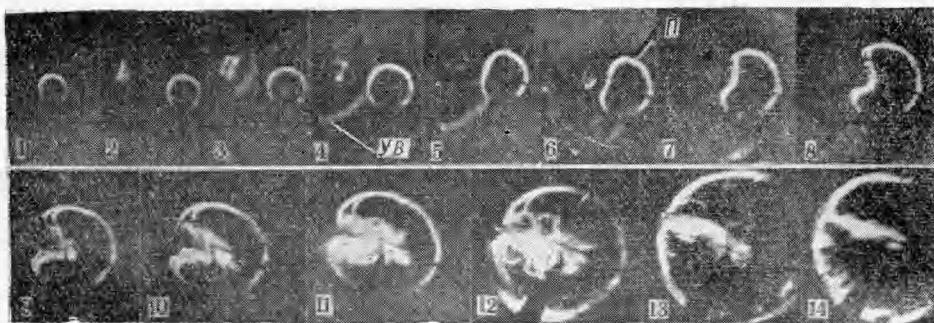


Рис. 2. Взаимодействие ударной волны с пламенем, распространяющимся из центра камеры сгорания по стехиометрической метано-кислородной смеси. Давление в камере 500 мм рт. ст.; 31400 кадр/сек; УВ — ударная волна; П — пламя.

мени начинает деформироваться сразу же после столкновения с ударной волной (кадры 4, 5), т. е. с момента действия ускорения на поверхность раздела двух сред. Затем такое искривление сменяется резким дроблением — ламинарный режим горения переходит в турбулентный (кадры 10—12). Резкое увеличение количества образующихся продуктов в результате ускорения сгорания и является причиной возникновения новой ударной волны. На рис. 2 эта генерированная волна видна на кадре 11 (слева) и на кадре 12 (внизу).

Время выгорания заброшенной в продукты свежей смеси при оди-

наковых параметрах ударной волны определяется составом, начальным давлением и температурой смеси. Например, при обеднении смеси метана с кислородом до состава  $\text{CH}_4 + 6\text{O}_2$  время выгорания увеличилось до 270 мксек по сравнению с 90 мксек для стехиометрической смеси (ударная волна  $M = 1,2$ ).

Для количественной оценки интенсивности генерированной таким образом ударной волны необходимо располагать ускорением сгорания в результате описанного механизма. Оказалось, что в условиях бомбы постоянного объема сравнительно просто экспериментально определить это ускорение. Известны теоретические работы [4, 5], дающие связь интенсивности ударной волны с ускорением пламени. В работе [4] фронт пламени рассматривается как поверхность разрыва, характеризуемая скоростью распространения  $S_u$ , равной нормальной скорости горения в системе координат, связанных с плоским пламенем. Предполагается далее, что смесь и продукты — идеальные газы, а параметры потока по обе стороны пламени связаны уравнениями сохранения. Если в какой-то момент времени скорость пламени возрастет от  $S_u$  до  $S_u + \delta S_u$  ( $\delta S_u$  не должна быть обязательно малой величиной по сравнению с  $S_u$ , но должна быть малой по сравнению со скоростью звука), то для того, чтобы условия на фронте пламени при таком изменении скорости удовлетворяли законам сохранения, параметры свежей смеси и продукты должны соответственно измениться на  $(\delta p_1, \delta u_1)$  и  $(\delta p_2, \delta u_2)$ . Волны давления, распространяющиеся в свежую смесь и в продукты, вызывают соответствующие изменения давления и скорости, которые связаны соотношением  $\frac{\delta p}{p} + \gamma \frac{\delta u}{c}$ . Решая их совместно с уравнениями сохранения относительно величины изменения давления для малых значений  $M$ , получаем

$$\frac{\delta p_1}{p_1} = \frac{\delta p_2}{p_2} = \frac{\gamma_1 \left[ \frac{R_2}{R_1} \lambda - 1 \right]}{\left[ \sqrt{\frac{\gamma_1 R_2}{\gamma_2 R_1} \lambda - 1} \right]} \cdot \frac{\delta S_u}{c_1},$$

где  $\lambda = \frac{T_2}{T_1}$  — степень расширения;  $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ ;  $R$  — газовая постоянная. Если пренебречь различием  $R$  и  $\gamma$  для продуктов и свежей смеси, то относительная амплитуда волны будет равна  $\gamma \left[ \sqrt{\lambda} + 1 \right] \frac{\delta S_u}{c_1}$ .

Как видно, использование этого соотношения возможно лишь при наличии величины  $\delta S_u$ .

В условиях бомбы постоянного объема в начальной стадии распространения пламени, т. е. при  $\Delta p < \Delta p_{\max}$ , можно экспериментально определить ускорение горения. Для этого воспользуемся приемом, аналогичным описанному в работах [6, 7], суть которого состоит в следующем. Если в бомбе при центральном поджигании по смеси распространяется пламя, поверхность которого искривлена, раздроблена и т. п.; причем размер искривлений вполне может быть даже сравним с размерами пламени, то по сопоставлению записей давления по времени при таком горении (искривленном и т. п.) с записью давления при ламинарном распространении пламени по смеси того же состава можно в таком искривленном пламени определить количество продуктов в любой момент времени — оно будет равно количеству продуктов в ламинарном пламени при том же давлении. Для ламинарного пламени получить зависимость радиуса сферы пламени по времени не представляет какой-либо сложности, и

объем продуктов будет равен  $\frac{4}{3} \pi r$ , где  $r$  — текущее значение радиуса сферы пламени. Видимая скорость распространения ламинарного пламени  $u_{\text{вид}} = \frac{dr}{dt}$ . Поскольку рассматривается лишь начальная стадия распространения пламени, т. е. стадия отсутствия заметного повышения давления ( $\Delta p < \Delta p_{\text{max}}$  и  $r < 0,5 R$ , где  $R$  — радиус сосуда), то, как это следует из многочисленных опытов по горению смесей в бомбах,  $\frac{dr}{dt} = \text{const} =$

$$S_u = \frac{r_2 - r_1}{t_2 - t_1} \cdot \frac{1}{\lambda}$$

Если в случае искривленного (раздробленного, турбулентного) пламени «собрать» продукты в сферу с центром, совпадающим с центром сосуда, то радиус такой сферы будет равен радиусу ламинарного пламени при одинаковых давлениях. Но, как известно, искривленные и турбулентные пламена распространяются по смеси с большей скоростью, чем ламинарные; поэтому расстояние  $r_2 - r_1$  (рис. 3) ламинарное пламя пройдет за время  $t_2 - t_1$ , а искривленное — за меньшее время  $t_4 - t_3$ . Назовем скорость  $\frac{r_2 - r_1}{t_4 - t_3} = u_{\text{выг}}$  видимой скоростью выгорания. Это скорость распространения фиктивной сферы продуктов, которая и определяет скорость образования продуктов в искривленных (турбулентных) пламенах.

В условиях турбулентного потока использование такой скорости для характеристики турбулентного горения, по-видимому, впервые было предложено А. Г. Прудниковым [8]. Однако лишь в условиях бомбы постоянного объема использование скорости выгорания не представляет значительных сложностей, поскольку необходимо располагать зависимостями радиуса ламинарного пламени и давления при распространении ламинарного и искривленного пламен. При этом обратным построением, исходя из графиков  $p(t)_{\text{выг}}$  и  $r(t)$ , легко получить график радиуса сферы «выгорания», т. е. временную зависимость радиуса фиктивной сферы продуктов.

Скорость выгорания по отношению к свежей смеси  $S_{\text{выг}} = \frac{r_2 - r_1}{t_4 - t_3} \cdot \frac{1}{\lambda}$ , поскольку в этой сфере находятся только продукты. Предлагаемый метод значительно проще метода определения средней плотности в сфере турбулентного пламени работ [6, 7], и, кроме того, отпадает необходимость гипотезы примерной симметрии пламени в направлении оси съемки. В данном методе пламя может быть любой формы, может быть даже разорванным на отдельные части — во всех случаях точно известно коли-

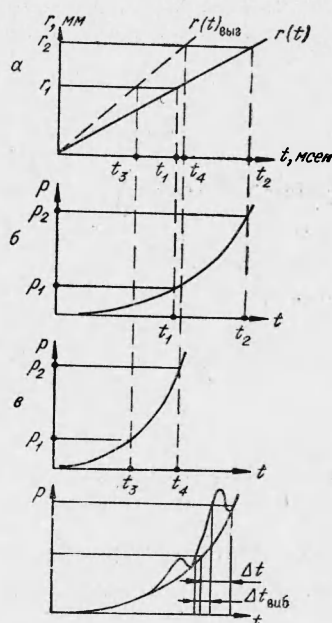


Рис. 3. Зависимость  $r(t)$  для ламинарного пламени (а) и  $p(t)$ : ламинарного (б) и искривленного (турбулентного) (в) пламен и вибрационного горения (г).

чество продуктов и скорость их накопления. По схематическим осциллограммам давления при вибрационном горении (см. рис. 3, з), используя предлагаемую методику для каждого колебания, можно определить  $\delta S_u$ , по которой затем оценить амплитуду колебания давления.

Для кислородных смесей пропана и метана при начальных давлениях в камере до  $2,5 \text{ атм}$   $\frac{t_2 - t_1}{t_4 - t_3}$  получены  $1,5-6,0$ , что дает  $\frac{\delta p}{p} = 0,03-0,30$ . Сопоставление с экспериментальными значениями амплитуд давления показывает, что последние имеют более высокие значения, причем различие усиливается с ростом амплитуды. Например, у нижнего предела диапазона  $\frac{\delta p}{p}$  эта разница составляет около  $30\%$ , а у верхнего доходит до  $70-80\%$ . Можно предположить, что это связано с дефектом тарировки датчика давления для быстрогорящих смесей. По-видимому, тарировку следует вести на быстрогорящих смесях, но которые дают малые колебания давления; например, можно использовать водородо-кислородные смеси.

В условиях сферических турбулентных пламен [6, 7] использование скорости выгорания значительно упростится, если в используемом диапазоне радиусов сфер отношение  $\frac{t_2 - t_1}{t_4 - t_3}$  будет постоянным. Для ламинарного пламени объем продуктов  $V_b = \frac{4}{3} \pi r^3$  и соответственно объем свежей смеси  $V_u = \frac{4}{3} \pi r (R^3 - r^3)$ , где  $R$  — радиус бомбы. Тогда  $\frac{dV_u}{dt} = -4 \pi r^2 \frac{dr}{dt} = -4 \pi u_{\text{вид}}^3$ ;  $t = -K_1 t^2$  и, используя адиабату сжатия  $pV^\gamma = c$ ,

$$p = \frac{p_0}{\left[1 - \left(\frac{u_{\text{вид}}}{R}\right)^3 t^3\right]^\gamma},$$

причем использовано соотношение  $\frac{dr}{dt} = \text{const}$ , верное, как отмечалось, для начальной стадии распространения пламени.

Аналогичная зависимость будет и при турбулентном горении, но в знаменателе вместо видимой скорости ламинарного пламени должна быть видимая скорость выгорания. Как показано в [6, 7], видимая скорость турбулентного пламени, определяемая по передней границе пламени в диапазоне используемых радиусов сфер, практически постоянна (пренебрегая примерно  $20\%$ -ным ростом интенсивности турбулентности при приближении к мешалкам). Используя также отношение  $\frac{r_n}{r_\tau} = \text{const}$ , получим  $r_{\text{выг}} = r_n = r_\tau \text{const}$ ,  $\frac{dr_{\text{выг}}}{dt} = \frac{dt}{dt} (\text{const} \cdot r_\tau) = c_1 \frac{dr_n}{dt} = \text{const}$ . т. е.  $\frac{dr_{\text{выг}}}{dt} = \text{const}$  и, следовательно,  $\frac{t_2 - t_1}{t_4 - t_3} = \text{const}$ .

Рассчитанные таким способом скорости выгорания тройных смесей метана приведены в работе Е. С. Щетинкова [9], где эти скорости названы «турбулентной скоростью горения». Как нам кажется, более правильно называть ее скоростью выгорания.

Предлагаемый метод определения прироста скорости горения вполне применим и в ряде случаев неадиабатического распространения пламени. Например, при поджигании смеси у стенки камеры сопоставление

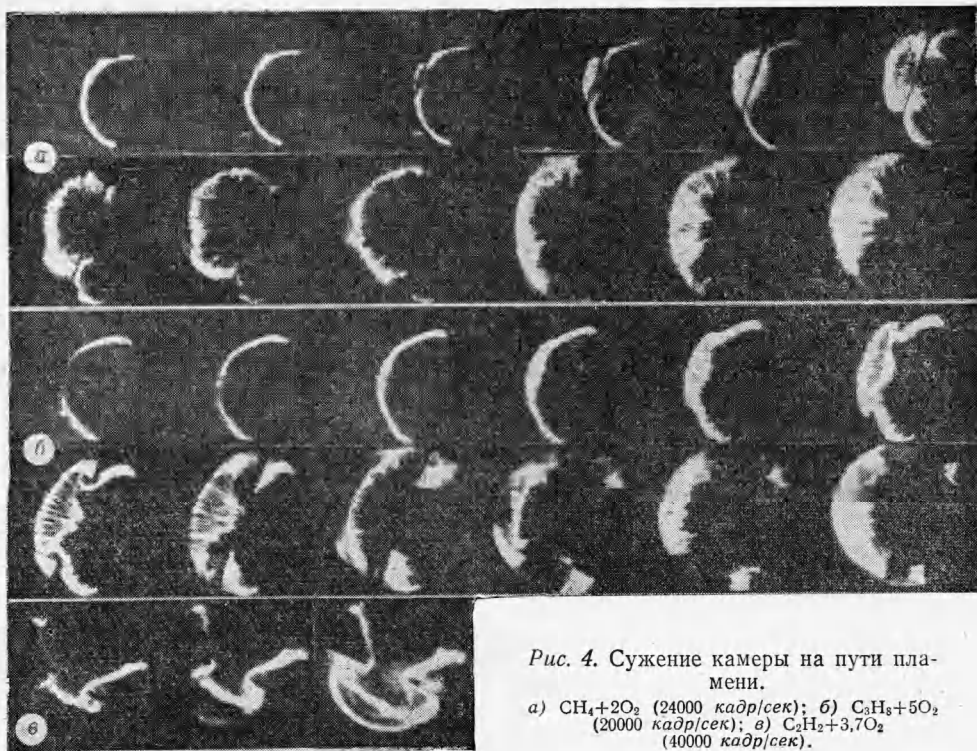


Рис. 4. Сужение камеры на пути пламени.

а)  $\text{CH}_4+2\text{O}_2$  (24000 кадр/сек); б)  $\text{C}_3\text{H}_8+5\text{O}_2$  (20000 кадр/сек); в)  $\text{C}_2\text{H}_2+3,7\text{O}_2$  (40000 кадр/сек).

регистраций давления при распространении пламени по камере, имеющей сужение на пути пламени, можно определить  $\delta S_u$  и  $\delta p/p$ , поскольку теплоотдача в стенки от горячих продуктов в обоих случаях до момента сужения практически одинакова. Примеры представлены на рис. 4, а, б. В первом случае сужение осуществлено постановкой двух проволочек на оптических стеклах (приклеены), во втором — две перегородки уменьшили сечение примерно вдвое. В обоих случаях имеем дело с типичной «тейлоровской» неустойчивостью. Рождение ударной волны при таком ускорении хорошо видно на рис. 4, в.

В заключение следует сделать замечание относительно использования предлагаемого метода при значительных начальных давлениях в камере сгорания. В этом случае получить осциллограмму давления без колебаний не всегда удается. Но поскольку метод основан на сопоставлении диаграмм давлений с колебаниями и без них, то можно в этом случае использовать следующий прием: проведя опыт при более низком давлении (в отсутствие колебаний давления), построить зависимость давления от радиуса пламени по экспериментальным зависимостям  $p(r)$  и  $r(t)$ . Поскольку температура пламени с давлением изменяется слабо (известно, что для воздушных смесей углеводородов температура пламени сильно снижается при давлениях ниже 100—150 мм рт. ст.), то, используя зависимость  $p(r)$ , можно построить кривую  $p(t)$ , имея зависимость  $r(t)$ , например, из ионизационных замеров (если получение  $r(t)$  при исследуемом давлении невозможно оптическим путем).

Поступила в редакцию  
11/XII 1969

## ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Маркштейн. 6-й Международный симпозиум по горению, 1957, 378.
2. Р. И. Солоухин. ПМТФ, 1963, 4, 40.
3. В. П. Карпов, А. С. Соколик. ФГВ, 1969, 5, 2, 200.
4. Боа Те-Чу. 4-й Международный симпозиум по горению, 1953.
5. К. И. Шелкин, Я. К. Трошин. Газодинамика горения. М., 1963.
6. В. П. Карпов, Е. С. Семенов, А. С. Соколик. Докл. АН СССР, 128, 1959.
7. А. С. Соколик, В. П. Карпов, Е. С. Семенов. ФГВ, 1967, 3, 1, 61.
8. А. Г. Прудников. Изв. АН СССР, ОТН, 1960, 1, 43.
9. Е. С. Щетинков. Физика горения газов. М., «Наука», 1965.

УДК 532.593+662.215.4

## РОЛЬ БОКОВОЙ ВОЛНЫ РАЗГРУЗКИ ПРИ УДАРНОМ ИНИЦИИРОВАНИИ ВВ

*В. С. Соловьев, В. А. Лetyгин,  
А. В. Левантовский, С. Г. Андреев*

(Москва)

В настоящее время вопрос возбуждения детонации ударными волнами довольно полно изучен [1—3].

Сейчас установлены различия в возникновении и развитии детонации жидких и твердых ВВ при ударном нагружении. Однако все полученные результаты, как правило, относятся к одномерному случаю и не рассматривается влияние волн разгрузки, хотя они-то во многих случаях могут явиться причиной, изменяющей ход процесса возникновения и развития детонации.

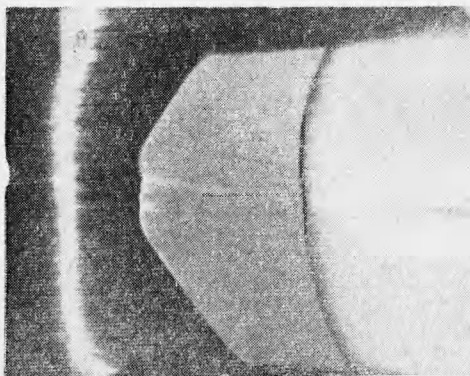


Рис. 1. Типичная фоторегистрация процесса возбуждения детонации в смеси тетранитрометан — бензол.

Экспериментальные данные по ударному нагружению жидких ВВ позволяют оценить влияние боковой волны разрежения на процесс развития детонации и определить скорость звука в ударно сжатом ВВ. В качестве ВВ использовались смеси тетранитрометана с бензолом и этилйодидом при различном соотношении компонентов. Нагружение заряда ВВ производилось через различные по толщине прослойки из органического стекла плоско-волновым генератором (ПВГ) с одновременностью выхода ударной волны на границу раздела, не превышающей 0,2 мксек. Процесс возникновения детонации регистрировался при помощи СФР с торца заряда через зеркало. Линейная скорость развертки во всех экспериментах составляла 3000 м/сек. Типичная фоторегистрация процесса приводится на рис. 1.

Идея примененного нами метода сводится к следующему (рис. 2).