

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Мержанов, А. К. Филопенко, И. П. Боровническая. Докл. АН СССР, 1973, 208, 4.
2. Ю. М. Максимов, А. Т. Пак, Г. В. Лавренчук, Ю. С. Найбороденко и др. ФГВ, 1979, 15, 3.
3. Ю. М. Максимов, А. Г. Мержанов, А. Т. Пак и др. ФГВ, 1981, 17, 4.
4. К. Г. Шкадинский, Б. И. Хайкин, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1971, 7, 1.
5. Г. И. Бареплатт, Я. Б. Зельдович, А. Г. Истратов. ПМТФ, 1962, 4.
6. Г. М. Махвиладзе, Б. В. Новожилов. ПМТФ, 1971, 5.
7. А. П. Алдушин, С. Г. Касарян. Докл. АН СССР, 1979, 244, 1.
8. С. П. Радев, С. Б. Щербак. Докл. БАН, София, 1982, 35, 4.
9. В. А. Вольперт, А. И. Вольперт, А. Г. Мержанов. Докл. АН СССР, 1982, 262, 3.
10. В. А. Вольперт, А. И. Вольперт, А. Г. Мержанов. Докл. АН СССР, 1982, 263, 4.
11. Т. И. Ивлева, А. Г. Мержанов, К. Г. Шкадинский. Докл. АН СССР, 1978, 235, 5.
12. Т. И. Ивлева, А. Г. Мержанов, К. Г. Шкадинский. ФГВ, 1980, 16, 2.
13. С. Б. Щербак. ЧММСС, 1982, 13, 3.

ТУРБУЛЕНТНОЕ ГОРЕНИЕ ГАЗА В РАЗГЕРМЕТИЗИРОВАННОМ СОСУДЕ

*В. В. Мольков, В. Ш. Некрасов, А. Н. Баратов, С. А. Лесняк
(Балашиха)*

Теоретическим и экспериментальным вопросам турбулентного горения гомогенных газовых смесей в бомбах постоянного объема уделялось достаточное внимание [1—3]. Вопросы динамики взрывного горения в негерметичных сосудах стали интенсивно изучаться лишь в последнее время [4, 5], что вызвано их особой важностью для практики. В частности, требования, предъявляемые к современным системам пожаро-взрывозащиты, запрещают выброс продуктов взрыва в производственную атмосферу. Это вызвало широкое использование трубопроводов, установленных непосредственно за предохранительной мембраной и позволяющих сбрасывать продукты взрыва в приемную емкость или за территорию производственного помещения.

Однако, как показали эксперименты, сброс газов из сосуда по трубопроводу приводит к значительной интенсификации процесса горения в аппарате. Избыточное давление взрыва может в 10 и более раз превышать значение, полученное в экспериментах с истечением непосредственно из сосуда в атмосферу.

Цель настоящей работы — изучение процесса турбулентного горения газа в сосуде при различных условиях его разгерметизации и определение некоторых количественных характеристик данного явления.

Эксперименты проводились в сосуде объемом 21,5 дм³ со сбросным отверстием диаметром 50 мм. Сосуд соединялся трубопроводом диаметром 50 мм и длиной 1,83 или 2,35 м с приемной емкостью объемом 50 дм³. На выходе из сосуда устанавливалась предохранительная мембрана из алюминиевой фольги толщиной 50 мкм. Начальное давление в приемной емкости составляло 0,02 МПа. В сосуде по парциальным давлениям готовилась ацетоновоздушная смесь околостехиометрической концентрации. Воспламенение смеси производилось при атмосферных давлении и температуре в центре сосуда высоковольтной индуктивной искрой. Давление в сосуде, трубопроводе и приемной емкости регистрировали тензодатчиками, связанными через усилитель ТА-5 со шлейфным осциллографом Н-117. После инициирования взрыва при некотором давлении в сосуде p_0 мембрана разрушалась. Дальнейшее развитие горения происходило одновременно с истечением свежей смеси и (или) продуктов сгорания в атмосферу (опыт 1) или по трубопроводу в приемную емкость (опыты 2—4). В опыте 5 в трубопровод непосредственно за мембрану одновременно с разгерметизацией импульсно диспергировалось 8 мл воды.

Динамика сгорания газа в сосуде и изменение давления в приемной емкости рассчитывались на ЭВМ по уравнениям

$$\frac{d\pi}{d\tau} = \frac{\pi \left\{ 3\chi G \pi^{\varepsilon+1/\gamma_u} (1 - n_u \pi^{-1/\gamma_u})^{2/3} - 3\gamma_b V \left[(1-A) \dot{R}_u + A \dot{R}_t \left(\frac{\pi^{1/\gamma_u} - n_u}{n_b} \right) \right] \right\}}{\pi^{1/\gamma_u} - \frac{\gamma_u - \gamma_b}{\gamma_u} n_u}, \quad (1)$$

$$\frac{d\pi_r}{d\tau} = \xi \left[K (1-A) \gamma_u \dot{R}_u + A \gamma_b \dot{R}_b \left(\frac{\pi^{1/\gamma_u} - n_u}{n_b} \right) \right] 3V \pi^{1-1/\gamma_u} \frac{p_i}{p_{ir}} \frac{v}{v_r}. \quad (2)$$

Здесь индексы u, b, i, r относятся соответственно к параметрам свежей смеси и продуктов сгорания, начальному состоянию и приемной емкости; $\pi = p/p_i$ — относительное давление в сосуде (p — текущее давление, p_i — начальное давление); $\pi_r = p_r/p_{ir}$ — относительное давление в приемной емкости (p_r — текущее давление, p_{ir} — начальное давление); $n_u = m_u/m_i$ — относительная масса свежей смеси в сосуде (m_u — текущее значение массы свежей смеси в сосуде, m_i — начальная масса); $n_b = m_b/m_i$ — относительная масса продуктов сгорания в сосуде (m_b — текущее значение массы продуктов сгорания); γ — показатель адиабаты; v — объем сосуда; v_r — объем приемной емкости; ε — смешанный показатель степени в выражении для скорости горения; A — доля площади сбросного сечения, занимаемая продуктами сгорания на выходе из сосуда; $\tau = t \cdot S_{ui}/a$ — безразмерное время (t — текущее время с момента зажигания смеси искрой, S_{ui} — начальное значение нормальной скорости распространения пламени, a — радиус сферического сосуда объемом v);

$G = \gamma_b \left[E_i - \frac{\gamma_u (\gamma_b - 1)}{\gamma_b (\gamma_u - 1)} \right] \pi^{\frac{1-\gamma_u}{\gamma_u}} + \frac{\gamma_b - \gamma_u}{\gamma_u - 1}$ — безразмерный параметр,

в котором $E_i = 1 + \frac{\pi_e - 1}{\gamma_b}$ — коэффициент расширения продуктов сгорания при начальных условиях, а $\pi_e = p_e/p_i$ — относительное адиабатическое давление взрыва в замкнутом сосуде; p_e — адиабатическое давление взрыва в замкнутом сосуде при начальном давлении свежей смеси p_i . Безразмерный параметр, характеризующий истечение, вычисляется по формулам

$$\dot{R} = \left\{ \frac{2\gamma}{\gamma-1} \pi \sigma \left[(p_r/p)^{\frac{2}{\gamma}} - (p_r/p)^{\frac{\gamma+1}{\gamma}} \right] \right\}^{\frac{1}{2}}$$

для докритического истечения $\left(\frac{p_r}{p} > \left(\frac{2}{1+\gamma} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \right)$ и

$$\dot{R} = \left[\gamma \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \pi \sigma \right]^{\frac{1}{2}}$$

для сверхкритического истечения $\left(\frac{p_r}{p} \leq \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \right)$, где $\sigma = \rho/\rho_i$ — относительная плотность истекающего газа (свежей смеси или продуктов сгорания); ρ — плотность истекающего газа; ρ_i — начальная плотность свежей смеси в сосуде; $V = 0,207 \frac{F}{v^{2/3}} \frac{\mu}{S_{ui}} \sqrt{\frac{RT}{M_i}}$ — безразмерный комплекс подобия, в котором F — площадь сбросного сечения, μ — коэффициент расхода при истечении, T — температура, M — молекулярная масса, R — универсальная газовая постоянная; χ — фактор турбулизации (отношение действительной поверхности пламени, т. е. суммарной поверхности горения в турбулентном режиме, к поверхности сферы, в которую мысленно собраны все продукты сгорания); ξ — коэффициент, учитывающий влияние на давление в приемной емкости тепло- и массообмена; K — коэффициент, учитывающий догорание смеси в трубопроводе и приемной емкости.

Вывод уравнения динамики турбулентного горения газа в ограниченном негерметичном пространстве (1) приведен в [5]. Предполагается, что для описания турбулентного горения в сосуде применима поверхностная модель. Поэтому введение, согласно принципу Гуи — Михельсона, фактора турбулизации χ , характеризующего увеличение суммарной поверхности пламени, позволяет определять динамику развития взрыва для пламен любой конфигурации расчетом распространения модельного сферического пламени с «нормальной» турбулентной скоростью χS_u [1]. В общем случае определенную трудность при получении расчетных зависимостей давления от времени в сосуде представляет отсутствие данных по зависимости фактора турбулизации от времени. В настоящей работе, как следует из проводимого ниже сравнения экспериментальных и расчетных данных, значение фактора турбулизации может быть принято с достаточной точностью постоянным после разгерметизации для каждого из опытов.

Коэффициент K в уравнении (2) является, по существу, коэффициентом расширения газа при сгорании и для большинства стехиометрических смесей углеводородов с воздухом в исследуемом диапазоне давлений и температур может быть принят равным 7,3 с ошибкой не более 5% [6]. Горение смеси в трубопроводе происходит в условиях высокой турбулентности (вычисленное по диаметру трубопровода $Re \sim 10^6$), что позволяет считать догорание порций свежей смеси в приемной емкости практически мгновенным. При подавлении горения в трубопроводе, например, с использованием воды $K = 1$ (опыт 5).

Используемые в описанной выше экспериментальной установке трубопроводы можно считать короткими, так как их длина $l_t < 0,1 t_e c$ (где l_t — длина трубопровода; t_e — полное время развития взрыва, c — скорость звука).

Нормальная скорость распространения пламени S_u , необходимая для получения динамических характеристик взрыва, определялась либо методом начального участка [7], либо по записи давления в бомбе постоянного объема [8, 9].

Поверхностная модель турбулентного горения позволяет использовать зависимость нормальной скорости от давления и температуры для ламинарного пламени, определенную в замкнутой бомбе:

$$S_u = S_{ui}(p/p_i)^n(T/T_i)^m = S_{ui}\pi^\varepsilon,$$

где n , m — барический и температурный показатели; $\varepsilon = m + n - m/\chi_u$ в приближении адиабатического сжатия свежей смеси. Для стехиометрической ацетеновоздушной смеси $\varepsilon = 0,24 + 0,04$ [9]. Значения безразмерных параметров χ , μ и ξ находились методом оптимизации расчетных зависимостей изменения давления в сосуде и приемной емкости по экспериментальным [5]. До момента разгерметизации, когда $\chi = 1$ и $\mu = 0$, изменением S_{ui} при известном ε добиваются совпадения расчетных зависимостей $p(t)$ с экспериментальными. Определенная таким образом величина S_{ui} используется далее при итерационном процессе определения параметров χ , μ , ξ . В каждой последующей итерации (после сравнения очередной расчетной зависимости $p(t)$ с экспериментальной) выбираются значения χ и μ , исходя из тех соображений, что рост χ приводит к уменьшению расчетного времени развития взрыва в сосуде и увеличению максимального давления взрыва, а увеличение μ вызывает уменьшение расчетного максимального давления взрыва. Очевидно также, что уменьшение ξ приводит к меньшему расчетному значению давления в приемной емкости в любой момент времени. Ясно и то, что расчетное максимальное давление должно быть несколько выше экспериментального из-за наличия теплототерь, не учитываемых в модели. Расчеты на ЭВМ проводились в диалоговом режиме.

На рис. 1 приведены экспериментальные зависимости давления в сосуде, трубопроводе и приемной емкости и оптимизированные расчетные кривые. В случае истечения горячей смеси из сосуда непосред-

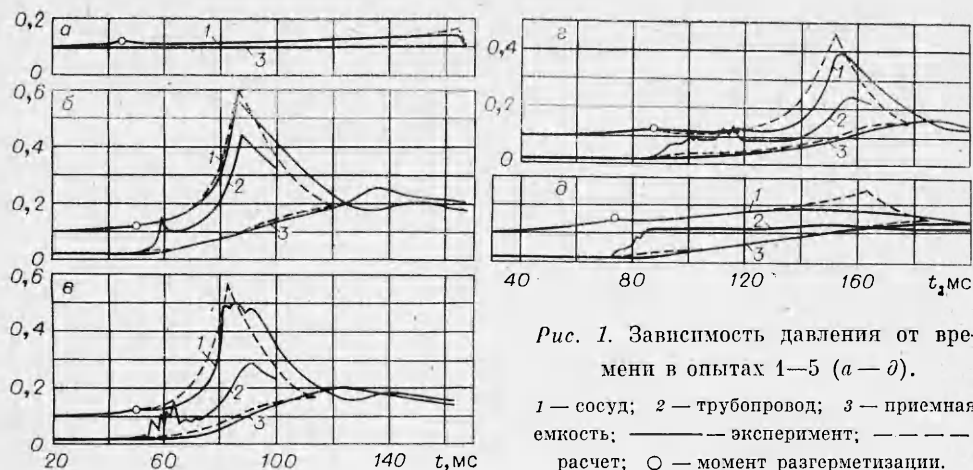


Рис. 1. Зависимость давления от времени в опытах 1—5 (а—д).

1 — сосуд; 2 — трубопровод; 3 — приемная емкость; — — эксперимент; - - - - расчет; ○ — момент разгерметизации.

ственно в атмосферу (см. рис. 1, а) максимальное давление взрыва значительно ниже, несмотря на то, что массовый расход газа при истечении в этом случае меньше, чем при оттоке по трубопроводу в приемную разреженную емкость (см. рис. 1, б—г). Оптимизированные параметры S_{ui} , χ , μ , ξ , а также значения p_p и l_T даны в таблице.

В отличие от экспериментов с истечением в атмосферу (опыт 1) и орошением истекающей смеси (опыт 5), где, согласно результатам [5], расчеты выполнены с $A = (r_b/a)^2$ (r_b — текущее значение радиуса пламени), эксперименты с оттоком по трубопроводу в приемную емкость (опыты 2—4) описаны моделью в предположении истечения продуктов сгорания $A = 1$, что справедливо, как следует из приведенных ниже кинограмм, за исключением лишь непродолжительного периода непосредственно после разгерметизации. Некоторое различие динамики развития взрыва в опытах 3 и 4 (см. рис. 1, в, г) объясняется, по-видимому, использованием относительно медленно горящей смеси в опыте 4.

Применение описанной модели для обработки экспериментальных данных позволило дать количественную оценку турбулентного горения в сосуде при его разгерметизации. Перехода горения в турбулентный режим фактически не происходит ($\chi = 1$), если после разгерметизации при небольшом избыточном давлении ($p_p \leq 0,15$ МПа) свежая смесь и продукты сгорания истекают в атмосферу. Фронт пламени при этом остается гладким в течение всего процесса [5]. При $p_p \geq 0,2$ МПа для случая истечения в атмосферу достигается полуторакратное увеличение поверхности горения ($\chi \approx 1,5$), что объясняется значительными градиентами скоростей течения холодного и горячего газа [5].

Существенно другая картина развития взрыва в сосуде наблюдается при его разгерметизации в трубопровод. Непосредственно после разрушения мембраны газодинамика аналогична рассмотренному выше случаю истечения в атмосферу. Однако с некоторого момента давление в трубопроводе в течение нескольких миллисекунд превышает давление в сосуде (см. рис. 1, б—г), после чего процесс горения становится тур-

Параметр	Номер опыта				
	1	2	3	4	5
S_{ui} , м/с	0,29	0,26	0,28	0,23	0,24
χ	1,0	3,7	3,7	3,7	1,2
μ	0,67	0,63	0,77	0,78	0,48
ξ	—	0,57	0,50	0,40	0,70
p_p , МПа	0,123	0,120	0,125	0,125	0,155
l_T , м	—	1,83	2,35	2,35	1,83

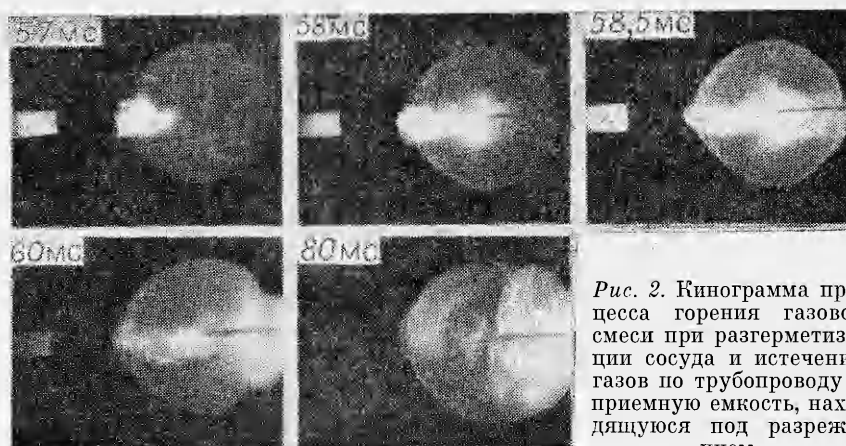


Рис. 2. Кинограмма процесса горения газовой смеси при разгерметизации сосуда и истечении газов по трубопроводу в приемную емкость, находящуюся под разрежением.

булентным ($\chi = 3,7$). Такая интенсификация горения вызывает значительный рост максимального давления взрыва.

Причина турбулизации смеси и качественная картина протекания явления становятся понятными из кинограммы рис. 2, на которой показано развитие горения в сосуде и входном участке трубопровода. После начального периода распространения сферического пламени в замкнутом сосуде и разгерметизации происходит разрушение части поверхности пламени с линейным размером порядка диаметра трубопровода. Площадь разрушенного участка много меньше общей поверхности пламени, поэтому невозможно описать горение на этой части пламени поверхностной моделью можно пренебречь.

Через некоторое время в течение нескольких миллисекунд продукты сгорания со скоростью ~ 200 м/с истекают из трубопровода в сосуд (именно в этот период давление в трубопроводе превышает давление в сосуде). Течение продуктов горения с такими скоростями вызывает разрушение сферического ламинарного пламени сначала вблизи трубопровода. Образование крупной ячеистой структуры пламени в данном месте сосуда обусловлено резким изменением направления течения газа, вихрями. После турбулизации струей продуктов горения пламени на противоположной от трубопровода стенке сосуда зона турбулентного горения распространяется в объем и вдоль стенок сосуда. По кинограмме (см. рис. 2) можно судить о применимости поверхностной модели турбулентного горения и предположения об истечении продуктов сгорания ($A = 1$).

Таким образом, трубопровод и приемная емкость оказывают существенное влияние на динамику развития взрыва газопаровоздушных смесей в сосуде после его разгерметизации. Главная причина ускорения процесса горения в сосуде заключается в интенсивном выгорании свежей смеси, зашедшей в трубопровод. Ликвидировав эту причину, например, создав водяную завесу в трубо-

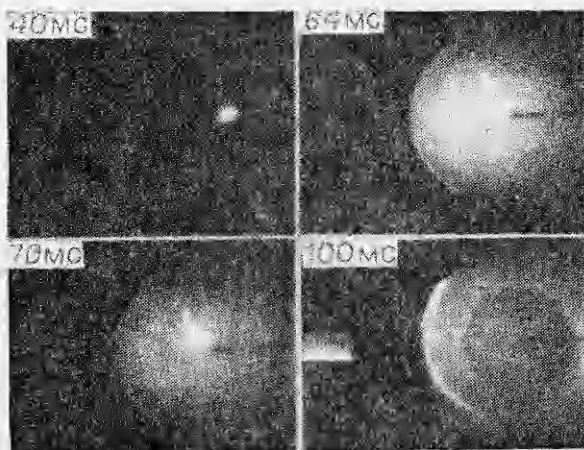


Рис. 3. Кинограмма процесса горения горючей газовой смеси при разгерметизации сосуда и орошения газового потока водой в трубопроводе.

проводе непосредственно за мембраной (см. рис. 1, δ , таблицу), можно существенно снизить степень турбулизации практически до уровня, характерного для случая разгерметизации в атмосферу ($\chi = 1,2$). Кинограмма рис. 3 подтверждает отсутствие развитой турбулентности в данном случае.

Поступила в редакцию 18/XI 1982,
после доработки — 22/II 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Бабкин, В. И. Бабушок, В. А. Суюшев. ФГВ, 1977, 13, 3.
2. В. П. Карпов, Е. С. Семенов, А. С. Соколик. Докл. АН СССР, 1959, 128, 6.
3. А. С. Соколик, В. П. Карпов, Е. С. Семенов. ФГВ, 1967, 3, 1.
4. D. Bradley, A. Mitcheson. Comb. Flame, 1978, 32, 221.
5. В. В. Мольков, В. П. Некрасов. ФГВ, 1981, 17, 4.
6. D. D. Agrawal, C. P. Gupta. Trans. ASME. J. Eng. Power, 1977, April, 246.
7. В. С. Бабкин, А. В. Вьон, Л. С. Козаченко. ФГВ, 1966, 2, 2.
8. В. С. Бабкин, А. В. Вьон, Л. С. Козаченко. ФГВ, 1967, 3, 3.
9. В. В. Мольков, В. П. Некрасов. ФГВ, 1981, 17, 3.

ВЛИЯНИЕ СКАЧКА УПЛОТНЕНИЯ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ГОРЕНИЯ В РЕЦИРКУЛЯЦИОННОЙ ЗОНЕ ПРИ ВСТРЕЧНОЙ ПОДАЧЕ ВОДОРОДА

А. Ф. Гаранин, В. Л. Крайнев, П. К. Третьяков
(Новосибирск)

Эксперименты проводились в сверхзвуковой аэродинамической трубе с размерами рабочей части $200 \times 200 \times 660$ мм и числом Маха потока $M = 2$. Для исследований использовался осесимметричный факел, создаваемый с помощью цилиндра с иглой на торце, через которую навстречу потоку подается водород (рис. 1). На конце иглы устанавливался накопечник в виде конической пайбы для фиксации начала зоны отрыва и предупреждения нестационарных явлений, возможность которых отмечается в [1]. Выбранная схема организации процесса наиболее проста с точки зрения стабилизации пламени в сверхзвуковом потоке с низкой температурой торможения.

Для создания скачков использовался плоский клин с формой поперечного сечения в виде параллелограмма (см. рис. 1). Клин жестко закреплялся на стенках трубы, а модель имела возможность перемещаться относительно его вдоль оси x .

Основным измеряемым параметром в экспериментах была интенсивность излучения водородного факела на длине волны $\lambda = 0,3$ мкм, что соответствует излучению радикала ОН. Как показано в работе [2], интенсивность этого излучения пропорциональна скорости тепловыделения. Различные режимы сопоставлялись по суммарной интенсивности излучения из зоны рециркуляции, расположенной между носком и торцом модели. Выбор зоны обусловлен, с одной стороны, ограничением поля зрения тепловизора окнами рабочей части трубы и затенением части факела корпусом модели, с другой, для этой области характерно наиболее интенсивное выгорание в условиях данного эксперимента.

Интенсивность излучения измерялась тепловизором ТВ-1 [3], настроенным на режим интегрирования по вертикальным строкам с разверткой по горизонтали. Тепловизор давал информацию в виде осциллограмм, на которых изображалось распределение интенсивности излучения вдоль оси модели. Суммарное значение величины излучения из зоны рециркуляции