

4. С ростом влагосодержания ЛГМ радиус зажигания уменьшается, а с ростом эффективного коэффициента ослабления излучения увеличивается вследствие роста тепловыделения на верхней границе полога леса.

5. Поскольку согласование данных наблюдений с расчетными получено для неядерной модели взрыва (доля излучения составила в соответствии с [13] 10 % от энергии взрыва), то можно говорить о неядерной природе взрыва тунгусского метеорита. Для уточнения модели взрыва необходимы дополнительные комплексные исследования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зенкин Г. М., Ильин А. Г. О лучевом ожоге деревьев в районе взрыва Тунгусского метеорита // Метеоритика. — 1964. — Вып. 24. — С. 129—134.
2. Золотов А. В. Оценка параметров Тунгусского явления 1908 г.: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. — Ленинград, 1969. — 24 с.
3. Курбатский Н. П. О возникновении лесного пожара в районе падения Тунгусского метеорита // Вопросы метеоритики. — 1976. — С. 53—57.
4. Коробейников В. П., Чушкин П. И., Шуршалов Л. В. // Астрономический вестник. — 1991. — 25, 3. — С. 327—343.
5. Фаст В. Г. // Современное состояние проблемы Тунгусского метеорита. — Томск: Изд-во ТГУ, 1971. — С. 41—42.
6. Гришин А. М. Математические модели лесных пожаров. — Томск: Изд-во ТГУ, 1981. — 277 с.
7. Действие ядерного оружия/Под ред. Дмитриева П. С. — М.: Воениздат, 1965. — 679 с.
8. Гостинцев Ю. И., Махвиладзе Г. М., Новожилов В. Б. Начальная стадия развития большого пожара, инициированного излучением // Химическая физика процесса горения и взрыва. — Черноголовка: ИХФ АН СССР, 1989. — С. 101—104.
9. Описик М. Н. Сложный теплообмен. — М.: Мир, 1976. — 616 с.
10. Четверушкин Б. Н. Математическое моделирование задач динамики излучающего газа. — М.: Наука, 1985. — 304 с.
11. Гришин А. М., Берцун В. Н., Зинченко В. И. Итерационно-интерполяционный метод и его приложения. — Томск: Изд-во ТГУ, 1981. — 160 с.
12. Алексеев Б. В., Гришин А. М. Физическая газодинамика реагирующих сред. — М.: Высш. шк., 1985. — 461 с.
13. Коробейников В. П., Чушкин П. И., Путятин В. В. и др. Об эффекте излучения в неоднородной атмосфере при Тунгусском падении // Динамика излучающего газа. — М.: Изд-во МГУ. — С. 115—123.

634010, г. Томск,
Государственный университет
им. В. В. Куйбышева

Поступила в редакцию 5/V 1992

УДК 614.841.12

С. Г. Цариченко, Ю. Н. Шебеко, А. В. Трунев,
А. А. Зайцев, А. Ю. Каплин

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ В ВОДОРОДОВОЗДУШНЫХ СМЕСЯХ В ТРУБЕ

Проведены экспериментальные и теоретические исследования распространения водородовоздушного пламени в замкнутой трубе диаметром 76 и высотой 2500 мм при наличии и отсутствии на стенках движущейся водяной пленки. Найдено, что в гладкой трубе максимальное значение фактора турбулизации находится в диапазоне 10—30 для смесей с объемной концентрацией водорода от 15 до 30 %. Наличие на стенках трубы движущейся водяной пленки приводит к интенсификации процесса горения, что выражается в существенном увеличении скорости нарастания давления взрыва. Однако при этом максимальное давление взрыва для оклостехиометрических смесей возрастает, а для более бедных составов падает. Дана качественная интерпретация полученных результатов.

В технологических процессах различных отраслей промышленности широко распространена транспортировка газопаровоздушных смесей (в том числе и взрывоопасных) в трубах различного диаметра d и длины l . Для обеспечения взрывобезопасности представляет интерес исследование режимов распространения пламени в газовоздушных смесях с возникающим при

© С. Г. Цариченко, Ю. Н. Шебеко, А. В. Трунев, А. А. Зайцев, А. Ю. Каплин, 1993.

этом взрывными нагрузками, особенно для смесей с высокими нормальными скоростями горения, когда взрывные нагрузки максимальны (например, в случае водородовоздушных смесей).

Среди опубликованных в этой области в первую очередь следует отметить работу [1], где изучено взрывное горение смесей H_2 — воздух различного состава в трубе диаметром 0,05 и длиной 11 м с турбулизаторами. Найдено, что границе перехода горения в детонацию в загроможденном участке трубы соответствует объемная концентрация водорода 12 %. В [2, 3] показана возможность существенной интенсификации горения водородсодержащих смесей каплями воды. Ряд работ в области горения и детонации водородсодержащих смесей в трубах цитирован в монографии [4]. В [5] изучены закономерности распространения пламени в трубах в газозвудушных смесях, заключенных в ячейки.

Исследования ускорения пламени при распространении по газозвушной смеси в трубе с $d = 76$ мм и $l = 1,64$ м выполнены в работах [6—8]. Найдено, что в отсутствие препятствий наиболее существенное ускорение пламени реализуется на начальной стадии взрыва, в дальнейшем рост видимой скорости пламени существенно замедляется. Несколько иные результаты получены в [9], где эксперименты выполнены на крупномасштабных стендах с диаметром трубы до 1,5 и длиной до 100 м. Выявлено, что скорость пламени прогрессивно увеличивается по мере распространения пламени, однако горение в детонацию не переходит.

В то же время в литературе недостаточно отражены исследования процессов распространения пламени в газозвушных смесях в трубах при наличии движущейся по внутренним стенкам пленки негорючей жидкости (например, воды). Такая ситуация может иметь место в аппаратах с пленочным охлаждением. В связи с этим настоящая работа посвящена исследованию распространения пламени в водородовоздушной смеси в вертикальной трубе при движении по внутренним стенкам пленки воды.

Опыты проводили на стенде «Фрагмент», представляющим собой вертикально расположенный цилиндрический канал с внутренним диаметром 78 мм и высотой 2,5 м, изготовленный из нержавеющей стали. Горючие смеси готовили в специальном смесителе и подавали в предварительно отвакуумированный сосуд. Горение инициировали в нижней или средней частях сосуда пережиганием нихромовой проволоочки электрическим разрядом длительностью 0,1 с и энергией ~ 10 Дж или форкамерным устройством (цилиндрическая камера диаметром 80 и высотой 200 мм, расположенная соосно с реакционным сосудом ниже него). Свободное пространство форкамеры заполнялось гремучим газом ($2 H_2 + O_2$). Горение в форкамере инициировали пережиганием нихромовой проволоочки. Гремучий газ отделялся от заполнявшей реакционный сосуд исследуемой смеси полиэтиленовой пленкой. Для интенсификации горения свободное пространство форкамеры заполняли хаотично расположенными металлическими спиралями, причем доля перекрываемого сечения трубы составляла ~ 30 %.

Пленку воды на стенках реакционного сосуда получали с помощью пленкообразователя, расположенного на верхнем торце трубы. Толщина пленки составляла в среднем ~ 1 мм, скорость ее движения ~ 1 м/с.

Давление в трубе во время распространения пламени регистрировалось тремя датчиками: двумя измерителями давления Сапфир-22 (постоянная времени $\sim 10^{-3}$ с), расположенными в верхней и нижней частях трубы, и пьезодатчиком «Алга» (постоянная времени $\sim 10^{-5}$ с), установленным в верхней части трубы. Сигналы с датчиков Сапфир-22 подавали на светолучевой осциллограф Н-115, а с пьезодатчика — на вход запоминающего осциллографа С9-8. Относительная погрешность определения измеряемых параметров не превышала 20 %.

Эксперименты выполнены как при наличии, так и при отсутствии водяной пленки. Изучены водородовоздушные смеси 1—3 с объемным содержанием водорода $c = 15, 20$ и 30 % соответственно, а также состав 4: 30 % H_2 — 32 % воздуха — 38 % азота.

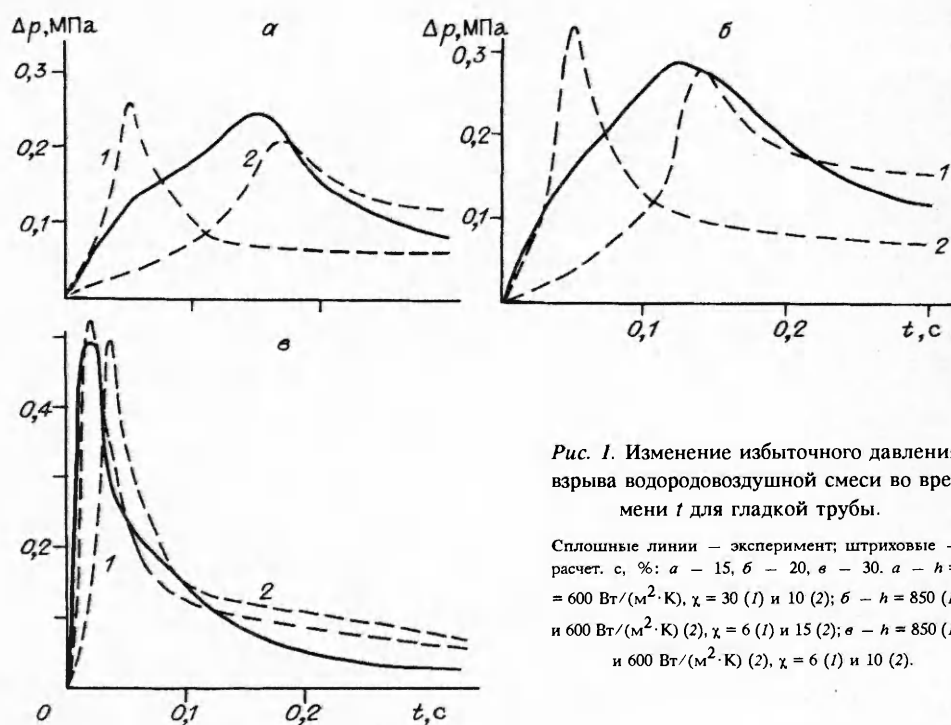


Рис. 1. Изменение избыточного давления взрыва водородовоздушной смеси во времени t для гладкой трубы.

Сплошные линии — эксперимент; штриховые — расчет, с, %: а — 15, б — 20, в — 30. а — $h = 600 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$, $\chi = 30$ (1) и 10 (2); б — $h = 850$ (1) и $600 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ (2), $\chi = 6$ (1) и 15 (2); в — $h = 850$ (1) и $600 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ (2), $\chi = 6$ (1) и 10 (2).

Типичные осциллограммы, полученные при горении водородовоздушных смесей без пленки воды представлены на рис. 1, где виден достаточно резкий максимум с последующим относительно медленным спадом давления за счет охлаждения продуктов сгорания при их теплообмене с холодными стенками трубы. Максимальное давление за счет теплотерь оказывается существенно ниже термодинамических величин для соответствующих смесей. Как и в [6], наиболее интенсивный рост давления наблюдается в начальный период взрыва, а на поздних стадиях скорость роста давления существенно снижается. Качественно данный эффект объяснен авторами [6] тем обстоятельством, что после начального ускорения пламени происходит вытягивание его в виде «языка». Фронт касается стенок, и в результате охлаждения продуктов сгорания и возрастания теплотерь из фронта скорость его уменьшается. В то же время для крупномасштабного стенда (см. [9]) такого эффекта не наблюдается, что свидетельствует о важной роли масштабного фактора в механизме ускорения пламени в трубе.

Для определения эффективного фактора турбулизации пламени χ различных смесей выполнено численное моделирование распространения водородовоздушного пламени в гладкой трубе с учетом его турбулизации и теплообмена со стенками с помощью упрощенной модели, изложенной в работе [10]. Основные уравнения, описывающие процесс распространения пламени в неадиабатических условиях, имеют вид [10]

$$\frac{dl}{dt} - \chi S_u + \frac{(L-l)}{p} \frac{dp}{dt}, \quad (1)$$

$$B \frac{dp}{dt} = A \rho_u \chi S_u (E_u - E_b) + \int_0^l hc (T_w - T_b(x)) dx, \quad (2)$$

$$\frac{dT_b}{dt} = \frac{T_b}{p} \frac{\gamma_b - 1}{\gamma_b} \frac{dp}{dt} + \frac{1}{mc_p} h (T_w - T_b) c \Delta x, \quad (3)$$

$$B = \frac{\bar{p}}{R} (M_b v_b + M_u v_u), \quad (4)$$

где l — координата пламени, отсчитываемая от точки зажигания, расположенной вблизи конца замкнутой трубы; S_u — нормальная скорость горения; L — длина трубы; p — давление в трубе (предполагается равномерно

Т а б л и ц а 1

Состав	Вид и расположение источника инициирования горения	$\Delta p_{\max}$, кПа	dp/dt , кПа/с
1	Проволочка, зажигание снизу	260	1530
2	То же	290	2220
3	Форкамера	350	24000
	Проволочка, зажигание снизу	400	13300
	Проволочка, зажигание в центре	510	25500
4	Проволочка, зажигание снизу	160	390

распределенным по объему, т. е. скорость пламени равна скорости звука); A — площадь поперечного сечения трубы; ρ_u — плотность несгоревшей смеси; E_u , E_b — удельные теплоты образования исходной смеси продуктов сгорания; h — коэффициент теплоотдачи к стенкам трубы; s — периметр трубы; T_w — температура стенок трубы, предполагаемая постоянной во время процесса; T_b — температура продуктов сгорания в точке x ; γ_b — показатель адиабаты продуктов сгорания; m — масса продуктов сгорания на участке с координатами от x до $x + \Delta x$; c_p — удельная теплоемкость продуктов сгорания.

В описываемой модели вся длина трубы условно разбивается на N частей (в нашем случае $N = 10$), и уравнение (3) решается для каждой из частей.

Результаты расчетов на ЭВМ РС/АТ-286 динамики давления в реакционном сосуде представлены на рис. 1 для различных значений фактора турбулизации χ и параметра h . Видно, что начальную стадию взрыва (до момента, когда скорость роста давления снижается) удается удовлетворительно описать при $\chi = 30$ (концентрация водорода $c = 15\%$), 15 ($c = 20\%$) и 10 ($c = 30\%$), т. е. чем ниже нормальная скорость горения, тем выше степень его ускорения. Ранее качественно близкий результат получен в работе [11] при изучении влияния турбулизации пламени работающим вентилятором на скорость его распространения.

Результаты экспериментального определения максимального избыточного давления взрыва $\Delta p_{\max}$ и средней скорости нарастания давления взрыва dp/dt для канала без пленки воды представлены для некоторых типичных опытов в табл. 1, откуда видно, что при инициировании горения пережигаемой проволокой наибольшее давление и скорость нарастания давления взрыва реализуются при зажигании в средней части трубы, что обусловлено, вероятно, большей площадью поверхности фронта пламени по сравнению с инициированием вблизи конца трубы. Наличие в смеси дополнительного азота снижает как максимальное давление, так и скорость нарастания давления взрыва. В случае использования форкамерного зажигания горение существенно интенсифицируется, однако перехода в детонацию не происходит.

Заметно изменяется качественный характер динамики сгорания горючей смеси при наличии на стенке трубы движущейся пленки воды. Результаты определения максимального избыточного давления взрыва и скорости нарастания давления взрыва представлены табл. 2, а типичные зависимости давления в трубе от времени для смесей с концентрацией водорода 15 и 30 % — на рис. 2.

Как следует из представленных результатов, при наличии на стенках трубы движущейся пленки воды горение интенсифицируется, при этом максимальное давление взрыва (при $c = 30\%$) оказывается выше, хотя и незначительно, термодинамически рассчитанной величины. Качественно аналогичный результат получен в [1]. Значения dp/dt выше, чем в случае отсутствия водяной пленки. Временная структура

Т а б л и ц а 2

c , %	$\Delta p_{\max}$, кПа	dp/dt , кПа/с
15	120	$1,0 \cdot 10^4$
20	520	$6,5 \cdot 10^4$
25	850	$2,1 \cdot 10^5$
30	900	$3,0 \cdot 10^5$

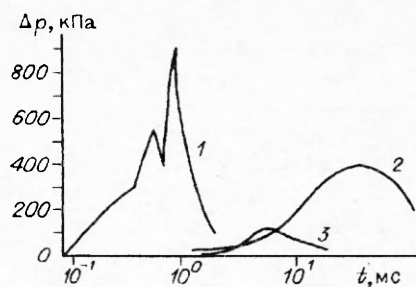


Рис. 2. Изменение избыточного давления взрыва водородовоздушной смеси во времени для трубы с движущейся водяной пленкой (1, 3) и для гладкой (2).

$c, \%$: 1, 2 — 30, 3 — 15.

пика давления становится достаточно сложной и характеризуется наличием двух максимумов, что, по-видимому, обусловлено взаимодействием ударных волн, образующихся при быстром дефлаграционном сгорании водородовоздушной смеси, с фронтом пламени. Перехода горения в детонацию не зарегистрировано ни в одном из опытов.

Следует отметить, что повышение максимального давления взрыва при наличии водяной пленки до значения, превышающего термодинамическую величину, наблюдается лишь при $c = 20, 25$ и 30% . В случае $c = 15 \%$ при наличии водяной пленки максимальное давление взрыва, несмотря на увеличение dp/dt , становится заметно ниже величины, характерной для гладкого канала.

Наблюдаемое влияние движущейся пленки воды на динамику сгорания водородовоздушной смеси в трубе может быть качественно объяснено следующим образом. Движение водяной пленки приводит к возникновению турбулентных течений в свежем газе (с учетом образования поверхностных неоднородностей и возможности отрыва из пленки отдельных капель, которые могут существенно интенсифицировать горение газозвушных смесей [2, 3]), что приводит к возрастанию поверхности фронта пламени и его ускорению с соответствующим уменьшением теплотер в стенки трубы. С другой стороны, испарение воды из пленки приводит к частичной флегматизации процесса горения и снижению температуры продуктов сгорания с соответствующим уменьшением максимального давления взрыва. Взаимодействие указанных факторов приводит к тому, что для оклостехиометрических смесей максимальное давление взрыва возрастает, а для более бедных смесей падает. При больших длинах трубы можно ожидать, по-видимому, перехода горения в детонацию в оклостехиометрических водородовоздушных смесях при наличии на стенках движущейся водяной пленки.

Таким образом, в настоящей работе выполнено экспериментальное и теоретическое исследование распространения водородовоздушного пламени в замкнутой трубе при наличии и отсутствии движущейся водяной пленки. Найдено, что в гладкой трубе максимальное значение фактора турбулизации находится в диапазоне 10—30 для смесей с концентрацией водорода от 15 до 30 %. Наличие на стенках трубы движущейся водяной пленки приводит к интенсификации процесса горения — увеличивается скорость нарастания давления взрыва. Однако при этом максимальное давление взрыва для оклостехиометрических смесей возрастает, а для более бедных ($c = 15 \%$) падает. Дана качественная интерпретация полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lee J. H. S., Knystautas R., Freiman A. High speed turbulent deflagrations and transition to detonation in H_2 -air mixtures // *Combust. Flame.* — 1984. — 56, N 2. — P. 227—239.
2. Шебеко Ю. Н., Цариченко С. Г., Еременко О. Я. и др. Горение бедных водородовоздушных смесей в потоке распыленной воды // *ФГВ.* — 1990. — 26, № 4. — С. 58—61.
3. Макеев В. И., Пономарев А. А., Строганов В. В. и др. Особенности горения и переход к детонации газовых смесей при орошении водой // *Проблемы горения и взрыва: Материалы IX Всесоюз. симп. по горению и взрыву.* — Черноголовка: ОИХФ, 1989. — С. 50—53.
4. Неттлетон М. Детонация в газах. — М.: Мир, 1989. — 278 с.
5. Замашиков В. В., Какуткина Н. А., Плеслов А. А. и др. Закономерности горения водогорючих пен при повышенных давлениях // *Там же.* — С. 62—64.
6. Phylaktos H. N., Andrews G. E., Herath P. Fast flame speeds and rates of pressure rise in the initial period of gas explosions in large L/D cylindrical enclosures // *J. Loss Prevention in the Process Industry.* — 1990. — 3, N 4. — P. 355—364.

7. Andrews G. E., Herath P., Phylaktos H. N. The influence of flow blockage on the rate of pressure rise in large L/D cylindrical closed vessel explosions // *Ibid.* — N 3. — P. 291—302.
8. Phylaktos H. N., Andrews G. E. The acceleration of flame propagation in a tube an obstacle // *Combust. Flame.* — 1991. — 85, N 3/4. — P. 363—379.
9. Абинов А. Г., Плотников В. М., Шебеко Ю. Н. и др. Исследование формирования ударных волн при распространении пламени по газозооушной смеси в трубах // *ФГВ.* — 1987. — 23, № 1. — С. 41—46.
10. Tennankore K. N., Locfortune J. F. Flame propagation in a closed tube // *Heat transfer*, 1986: Proc. 8th Int. Conf. in San Francisco, 17—22 Aug. 1986. — Washington, 1986. — P. 843—848.
11. Al-Khishali K. J., Bladley D., Hall S. F. Turbulent combustion of near-limit hydrogen-air mixtures // *Combust. Flame.* — 1983. — 54, N 1—3. — P. 61—70.

143900, г. Балашиха, 6,
ВНИИПО

Поступила в редакцию 10/VIII 1992,
после доработки — 15/II 1993

УДК 536.46:532.59

С. С. Минаев, Е. А. Пирогов, О. В. Шарыпов

СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЛАМЕНИ ПРИ РАЗВИТИИ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

В работе на основе теоретического анализа и численных расчетов показано, что динамику поверхности пламени в условиях гидродинамической неустойчивости можно представить как взаимодействие конечного набора нелинейных конфигураций фронта пламени. Их число определяется физическими размерами системы, в которой распространяется пламя. Показано, что эволюция изначально плоского фронта приводит к стационарному режиму, при котором скорость распространения искривленного пламени асимптотически стремится к своему предельному значению, не зависящему от размера системы, в которой происходит горение. Этот вывод получен на основе точного решения нелинейного уравнения, моделирующего гидродинамическую неустойчивость пламени.

Известно, что одним из способов описания гидродинамической неустойчивости пламени является представление его поверхностью, распространяющейся вдоль своей нормали со скоростью S и разделяющей два газа с разной плотностью: свежую смесь и продукты горения. Скорость распространения вдоль нормали зависит от кривизны в данной точке поверхности. Эту зависимость, которая получается при грубом учете тепловой структуры фронта пламени, можно записать в виде [1]

$$S = S_0 (1 + \sigma \partial^2 f / \partial x^2).$$

Здесь σ — константа Маркштейна, пропорциональная тепловой толщине пламени, $z = f(x, t)$ — уравнение поверхности пламени. В дальнейшем будем считать $\sigma > 0$, что соответствует устойчивости фронта пламени с точки зрения теории диффузионно-тепловой устойчивости [2].

Несмотря на эти упрощающие предположения о структуре фронта пламени задача остается сложной, поскольку искривления поверхности вызывают изменения скорости и давления в свежей смеси и продуктах горения. В случае малого коэффициента расширения газа $E - 1 = \epsilon \ll 1$, где $E = \rho_1 / \rho_2$ — отношение плотности свежего газа к плотности продуктов горения, задача существенно упрощается. В слабо нелинейном приближении ($\partial f / \partial x \ll 1$) вместо решения полной системы уравнений достаточно рассмотреть одно уравнение, описывающее эволюцию возмущений поверхности пламени [3, 4]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + S_0 \frac{\epsilon}{2} \{Kf\} - \sigma S_0 \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} - \frac{S_0}{2} \left(\frac{\partial f}{\partial x} \right)^2 = 0, \quad (1)$$

$$\{Kf\} = \frac{1}{\pi} \lim_{z \rightarrow 0} \frac{\partial}{\partial z} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{z}{z^2 + (x - \eta)^2} f(\eta) d\eta.$$