

спада давления ($\tau_n/\tau_d=0,36$). Глубина канала, с которой проводились опыты в настоящей работе, была выбрана равной 6 калибрам на основании работы [10].

*Институт химической физики АН СССР,
Москва*

*Поступила в редакцию
17/XII 1975*

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. В. Новожилов. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М., «Наука», 1974.
2. Я. Б. Зельдович, О. И. Лейпунский, В. Б. Либрович. Теория нестационарного горения пороха. М., «Наука», 1975.
3. C. L. Merkle, S. L. Turk, M. Summerfield. AMS Report № 880, Princeton University, Princeton, N. Y., 1969.
4. A. D. Baer, N. W. Ryan. AIAA J., 1971, 9, 5.
5. J. A. Steinz, H. Selzer. Comb. Science and Techn., 1971, 3.
6. Ken Tobioka. X-th Intern. Symp. on Aerospace Techn. and Science, Tokyo, 1973.
7. В. Н. Маршаков, О. И. Лейпунский. ФГВ, 1969, 5, 1.
8. В. Н. Маршаков, О. И. Лейпунский. ФГВ, 1967, 3, 2.
9. А. А. Зенин. Канд. дис., ИХФ АН СССР, М., 1962.
10. В. И. Земских, О. И. Лейпунский, В. Н. Маршаков. IV Всесоюзный симпозиум по горению и взрыву. Тезисы докл. Черногоровка, 1974.

О РАЗВИТИИ ВОЗМУЩЕНИЙ НА ПОВЕРХНОСТИ ПЛАМЕНИ, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ ОТ ЦЕНТРАЛЬНОГО ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА ПОДЖИГАНИЯ В ЗАКРЫТОМ СОСУДЕ

*Л. А. Гуссак, А. Г. Истратов, В. Б. Либрович,
Е. Н. Спринцина*

Из теоретических и экспериментальных исследований [1, 2] известно, что плоский ламинарный фронт пламени неустойчив по отношению к крупномасштабным гидродинамическим возмущениям (гидродинамическая неустойчивость). Пламя неустойчиво к пространственным возмущениям структуры пламени в случае, если коэффициент диффузии, определяющий скорость химического превращения вещества, превышает коэффициент температуропроводности [3, 4] (диффузионно-тепловая неустойчивость). При распространении пламени от источника поджигания, когда поверхность горения растет со временем, неустойчивость пламени может проявляться иначе по сравнению с плоскими пламенами. Обсуждению этих особенностей посвящены работы [5, 6]. В работе [7] изучалось проявление гидродинамической неустойчивости у пламени, близкого к сферическому, при горении в закрытом сосуде для одного состава пропано-воздушной смеси.

Изменение состава горючей смеси может приводить к тому, что диффузионно-тепловая неустойчивость пламени будет накладываться на гидродинамическую и изменять сам характер проявления неустойчивости пламени. Исследованию этого вопроса и посвящена настоящая работа, в которой сообщаются результаты наблюдений возникновения и роста возмущений на поверхности фронта ламинарного пламени, распространяющегося от центрального источника поджигания в закрытом сосуде при разных составах пропано-воздушной горючей смеси. Кроме

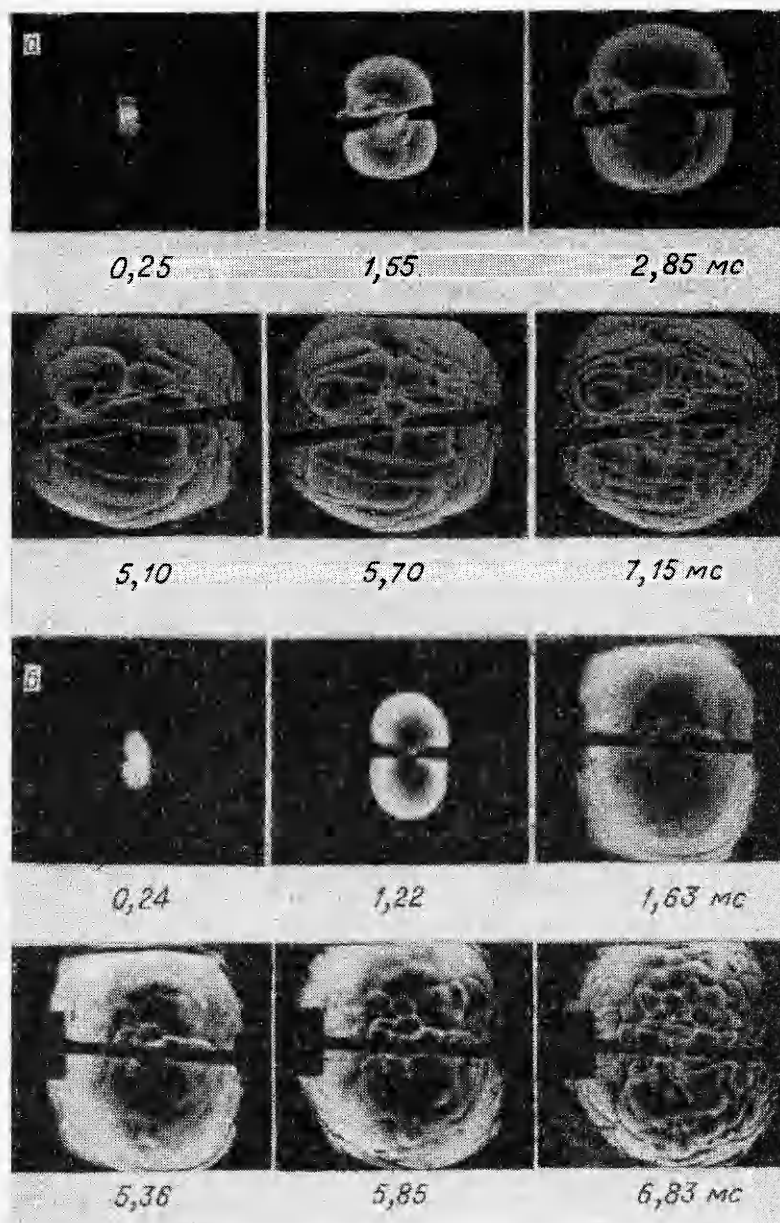


Рис. 1. Кинорегистрация процесса распространения пламени; $p_0=5$ ата, $T_0=295$ К; $\alpha=0,8$ (а), $\alpha=0,67$ (б).

того, дополнительные опыты были проведены для изучения влияния начального давления.

В работе применялся метод скоростной теплеровской кинорегистрации. Исследование проводилось с пропано-воздушной смесью при изменении коэффициента избытка воздуха α от 0,47 (8,5% C_3H_8 в воздухе) до 1,34 (3% C_3H_8 в воздухе) и при изменении начального давления от 1 до 5 ата. Опыты проводились при искровом зажигании в центре камеры малого объема, имеющей форму кубического цилиндра с диаметром и высотой 16 мм. Возникшее от искрового разряда пламя фотографировалось с применением метода Теплера скоростной кино съемочной камерой СКС-1М на 16-миллиметровую кино пленку с частотой

4200—4600 кадр/с. Одновременно со съемкой пламени регистрировалось повышение давления пьезокварцевым датчиком на катодном осциллографе ОК-24. Методика и аппаратура эксперимента подробно описаны в работе [7].

Следует отметить, что изменение состава горючей смеси существенно влияет на характер возникающей неустойчивости. Так, при $\alpha=0,47$ и $0,54$ на поверхности пламени отмечались только возмущения, возникшие во время искрового разряда и увеличивающиеся по мере разрастания пламени; дополнительных возмущений не наблюдалось. При $\alpha=0,67$ и $0,8$ на пламени возникали новые возмущения спустя значительное время после зажигания, при $\alpha=1,01$ резко изменялась вся структура пламени и, наконец, при $\alpha=1,34$ картина развития пламени была похожа на случай с $\alpha=0,47$ и $0,54$.

На рис. 1 даны теплерограммы фронта пламени в смеси. На них видно, что очаг, образовавшийся вблизи электродов в центре камеры, вначале имеющий неправильную торообразную форму, примерно через $2,5\text{--}3,0$ мс становится приблизительно сферическим. Возмущения, вызванные электрическим разрядом, наблюдаются в течение $1,5\text{--}3,0$ мс после зажигания. К этому времени радиус пламени увеличивается, достигая 46% от радиуса камеры. Фронт пламени становится более гладким, чем вначале.

При дальнейшем развитии процесса горения поверхность пламени искажается. Через $4,5\text{--}5$ мс наряду с возникшими от искры крупными ячейками, которые постепенно сглаживаются, зарегистрировано появление едва заметных новых искривлений. Затем примерно через $5,5$ мс образуются отчетливые мелкие ячейки. К этому моменту средний радиус пламени достигает примерно 85% от радиуса камеры $R_{\text{к}}$, сгоревший объем пропано-воздушной смеси составляет $2/3$ объема камеры, а давление в камере увеличивается до 9,6 ата (при $\alpha=0,8$). Количество ячеек растет со временем, через $6,0$ мс крупные ячейки начинают постепенно делиться, средний их размер примерно равен $0,90$ мм. Через $7,0$ мс после зажигания мелких ячеек очень много, пограничные складки глубокие, резкие, средний размер ячейки уменьшается до $0,69$ мм. Описанные явления с незначительными отклонениями отмечаются на большом числе кинокадров и осциллограмм для этого состава смеси.

Таким образом, при $\alpha=0,8$ и $0,67$ картины развития возмущений на фронте пламени примерно одинаковые и отличаются лишь временем процесса и некоторыми непринципиальными деталями.

На рис. 2 представлены кадры теплеровской регистрации процесса распространения пламени пропано-воздушной смеси. При таком составе смеси возмущения, возникшие от искрового разряда на поверхности пламени, не затухают, как это было при горении горючих смесей с коэффициентом избытка воздуха $0,67$ и $0,8$. Очаг, возникший у электродов, становится приблизительно сферическим через $1,5$ мс, и с этого времени наблюдается интенсивное развитие возмущений, возникших при воспламенении смеси, и увеличение их размеров. С дальнейшим развитием горения примерно через $2,5$ мс на поверхности пламени зафиксированы большие ячейки с глубокими пограничными складками. К этому



Рис. 2. Кадры теплеровской кинорегистрации процесса распространения пламени; $p_0=5$ ата, $T_0=295$ К, $\alpha=1,0$ (4% C_3H_8 в воздухе).

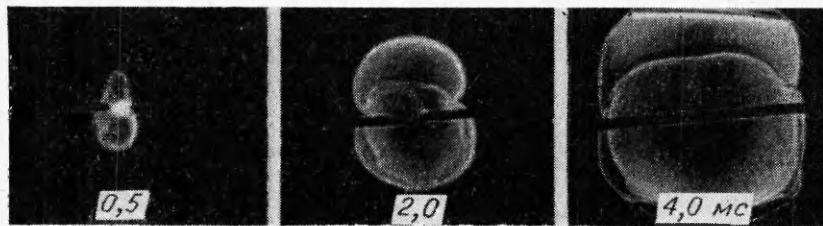


Рис. 3. Кадры тепловизионной кинорегистрации процесса сгорания; $p_0=1$ ата, $T_0=295$ К (5% C_3H_8 в воздухе).

времени объем сгоревшей смеси составляет 22% от объема камеры, средний радиус пламени достигает 61% от радиуса камеры, а давление повышается до 6 ата. Размеры больших ячеек растут быстро до конца процесса сгорания, одновременно ячейки делятся. К этому моменту давление достигает 36 ата. Продолжительность процесса распространения пламени составляет примерно 10 мс.

При горении смеси предельных составов $\alpha=0,47$ и 1,34, как уже говорилось, неустойчивости распространения пламени не наблюдалось.

На рис. 3 показаны кадры фронта пламени, снятые при горении пропано-воздушной смеси с коэффициентом избытка воздуха $\alpha=0,8$. Время фотографирования после момента зажигания показано под кадром. При $p_0=1$ ата сгорание развивается медленно (около 9 мс). При распространении поверхность пламени совершенно гладкая. Лишь примерно через 2 мс от момента зажигания, когда средний радиус пламени достигает 60% радиуса камеры, а давление повышается до 1,5 ата, появляется одна ячейка, которая медленно растет до конца горения.

Были вычислены числа Рейнольдса пламени для всех моментов времени по ходу процесса сгорания. Определяющим размером считался радиус сферы пламени; вязкость определялась по параметрам исходной смеси. Вычисления проводились по формуле, полученной на основе предположения, что число Рейнольдса, пропорциональное массовой скорости сгорания, определяется не только скоростью увеличения радиуса пламени, но также скоростью возрастания плотности проходящих через фронт газов

$$Re = 1/\mu \cdot \rho_0(p_0)/\varepsilon(\alpha) (p(t)/p_0)^{1/2} [\bar{R}(t) d\bar{R}/dt + \pi/3 \cdot \bar{R}^2(t) \cdot 1/p(t) \cdot dp(t)/dt].$$

При выводе формулы рассматривалось увеличение массы продуктов сгорания без учета пространственной переменности параметров продуктов за счет Махе-эффекта. В приведенной формуле $d\bar{R}/dt$ и dp/dt — скорости изменения среднего радиуса и давления — определялись по экспериментально измеренным зависимостям $\bar{R}(t)$ и $p(t)$; $\mu = 1,8 \cdot 10^{-4}$ г/(см·с) — динамическая вязкость холодной горючей смеси; $\rho_0 = 1,22 \cdot 10^{-3}$ г/см³ ($p_0=1$ ата) — плотность; $\varepsilon = T_r/T_0 \cdot \eta_m$ — степень теплового расширения; $T_0=295$ К — начальная температура; T_r — температура горения (для горючей смеси с $\alpha=0,67; 0,8$ и $1,01$ T_r принималась соответственно равной 1930, 2150 и 2215 К); η_m — коэффициент молекулярного изменения вычислялся соответственно α для каждой горючей смеси; p — давление сгорания, ата; $\bar{R} = \sqrt{F/\pi}$ — средний радиус пламени, мм; F — площадь поверхности пламени, мм²; γ — показатель адиабаты, в расчетах принято $\gamma=1,4$.

Кривые изменения Re приведены на рис. 4. Крестиком отмечен момент и число Рейнольдса, которое соответствует появлению спонтанной неустойчивости. Критическое значение критерия Re , при котором возникает неустойчивость, оказалось в этих опытах порядка 10^3 , т. е. на

два порядка меньше, чем в [8], на один порядок ниже, чем в [9, 10], и совпадает со значением в [7]. Различие величин критического Re , по-видимому, связано с тем, что в данной работе, как и в [7], применяется более чувствительная оптическая аппаратура как при черно-белой, так и в особенности цветной кинолентке, при использовании которой появляющиеся неоднородности распознаются на более ранних стадиях распространения пламени. Во всех предшествующих работах [8—11] при вычислении Re за характерный размер также принимается средний размер радиуса пламенной сферы.

В таблице видна динамика изменения среднего размера ячеек, появившихся вследствие неустойчивости, по мере распространения горения и увеличения радиуса пламени. Это связано с дальнейшим ростом числа Рейнольдса (в основном за счет роста давления).

Таким образом, влияние состава смеси на развитие неустойчивости оказывается весьма существенным и своеобразным.

Отсутствие самопроизвольной неустойчивости в условиях проведенных опытов, которое отмечается при существенном отклонении состава от стехиометрического, может быть связано с уменьшенным ростом давления при горении смеси, близкой к предельному составу, и соответственно с уменьшением Re . Оно может быть связано также с влиянием степени теплового расширения на гидродинамическую неустойчивость. С падением T_r и ϵ гидродинамическая неустойчивость проявляется слабее, что следует из вычислений [1]. Вместе с тем отсутствие неустойчивости в случае стехиометрической смеси и вычисленный уровень чисел Re для этого случая свидетельствуют, по-видимому, о том, что роль состава смеси не ограничена чисто гидродинамическими влияниями.

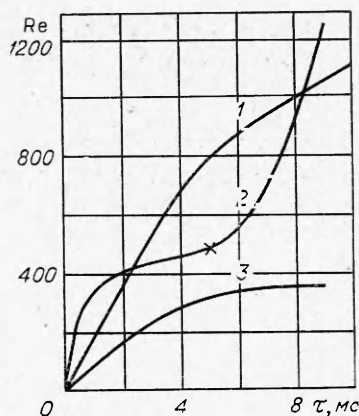


Рис. 4. Значения Re , рассчитанные по среднему значению радиуса пламени, $T_0=295$ К.

1 — $\alpha=1,0$, $p_0=5$ ата; 2 — $\alpha=0,8$, $p_0=5$ ата; 3 — $\alpha=0,8$, $p_0=1$ ата.

Время от момента зажигания, мс	Давление сгорания, ата	Средний радиус пламени, мм	Средний диаметр ячейки, мм	Число Рейнольдса пламени	Время от момента зажигания, мс	Давление сгорания, ата	Средний радиус пламени, мм	Средний диаметр ячейки, мм	Число Рейнольдса пламени
5,5	8,8	7,00	1,01	476	6,75	11,3	7,31	0,74	630
5,75	9,6	7,14	0,98	510	7,0	11,7	7,34	0,69	692
6,0	10,0	7,17	0,90	515	8,25	15,2	7,44	0,60	885
6,2	10,4	7,21	0,82	555					

Примечание. Ячейки появляются через 5,5 мс, $p_0=5$ атм, $T_0=295$ К, $\alpha=0,8$.

Качественная картина развития процесса (самопроизвольная неустойчивость распространения пламени возникает спустя значительное время после искрового разряда в смеси; средний размер ячеек, возникающий на пламени, гораздо меньше размеров пламенной сферы, ячейки начинают дробиться по мере развития процесса распространения пламени и увеличения его радиуса) согласуется с представлениями о специфике развития гидродинамической неустойчивости для сферических пламен, развитыми в теоретических работах [6, 12] и обсуждавшихся в экспериментальных работах [5, 7, 13].

Институт химической физики
АН СССР, Москва

Поступила в редакцию
1/XII 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Д. Ландау. ЖЭТФ, 1944, 14, 6, 240.
2. Нестационарное распространение пламени. Под ред. Дж. Маркштейна. М., «Мир», 1968.
3. Я. Б. Зельдович. Теория горения и детонации газов. М., Изд-во АН СССР, 1944.
4. Г. И. Баренблатт, Я. Б. Зельдович, А. Г. Истратов. ПМТФ, 1962, 4, 21.
5. К. И. Щелкин, Я. К. Трошин. Газодинамика горения. М., Изд-во АН СССР, 1963.
6. А. Г. Истратов, В. Б. Либрович. ПМТФ, 1966, 1, 67.
7. Л. А. Гуссак, Е. Н. Спирицина, К. И. Щелкин. ФГВ, 1968, 4, 3, 358.
8. Я. Б. Зельдович, А. И. Розловский. Докл. АН СССР, 1947, 57, 4, 365.
9. Х. А. Ракипова, Я. К. Трошин, К. И. Щелкин. ЖТФ, 1947, 17, 12.
10. Я. К. Трошин, К. И. Щелкин. Изв. АН СССР, ОТН, 1955, 9, 100.
11. А. Г. Истратов, В. Б. Либрович. ПММ, 1966, 30, 3, 451.
12. А. Г. Истратов, В. Б. Либрович. Докл. АН СССР, 1966, 168, 1, 43.
13. В. С. Бабкин, А. В. Вьюн, Л. С. Козаченко. ФГВ, 1967, 3, 3, 362.

О НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ ГОРЕНИЯ ГАЗА В ЗАМКНУТОМ ОБЪЕМЕ

В. С. Бабкин, В. И. Бабушок

Начальная стадия горения газа в замкнутом объеме представляет интерес в связи с широким использованием в различных физико-химических исследованиях пламен — скорости распространения ламинарного пламени, конвективных явлений при горении, структуры фронта пламени, термодинамического состояния продуктов сгорания, пределов воспламенения и др. С другой стороны, сведения о начальной стадии горения необходимы при решении некоторых практических вопросов пожаро- и взрывобезопасности. Ряд способов противозрывной защиты промышленного оборудования и обслуживающего персонала основан на прекращении уже начавшегося взрыва в его начальной фазе. Например, в методах расчета автоматических систем активного подавления взрывов в промышленных реакторах, сосудах и резервуарах используются данные о динамике взрыва до величины допустимого (безопасного) давления в 1,1—1,5 раза выше начального. При этом одним из условий эффективного действия системы является

$$t_c \leq t_n,$$

где t_c — время срабатывания системы подавления; t_n — «индуктивный» период или время допустимого нарастания давления [1].

Рассмотрим начальный период развития взрыва при воспламенении невозмущенного горючего газа внутри замкнутого сосуда. После воспламенения газа точечным источником ламинарное пламя распространяется сферически — симметрично по направлению к стенкам сосуда. В таком виде оно проходит значительную часть ближайшего до стенки расстояния. При подходе к стенке пламя деформируется, принимая форму стенки, из-за уменьшения видимой скорости пламени до величины нормальной скорости вблизи стенки. В отличие от сферического сосуда в сосуде произвольной формы горение завершается не одновременно по всей поверхности пламени: последними сгорают порции газа, наиболее удаленные от точки воспламенения. С другой стороны, начальные фазы горения в том и другом случае идентичны: пламя сохраняет сферическую форму и распространяется в условиях незначительного повыше-