

ИССЛЕДОВАНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ ФРОНТА НОРМАЛЬНОГО ПЛАМЕНИ

Л. А. Гуссак, Е. Н. Спринцина, К. И. Щелкин
(Москва)

Гидродинамическая неустойчивость нормального пламени предсказана в [1], где рассматривался фронт пламени нулевой толщины. Неустойчивость оказалась абсолютной, т. е. возмущения любой длины волны во времени возрастают. В действительности фронт пламени обладает конечной шириной порядка ширины михельсоновской зоны λ . Поэтому фронт должен быть неустойчив к возмущениям, длина волны которых L больше ширины фронта пламени

$$L > \lambda = \frac{\kappa}{u},$$

где κ — температуропроводность; u — нормальная скорость. Отсюда было построено число Рейнольдса пламени

$$\text{Re}_\pi = \frac{Lu}{\nu} > 1. \quad (1)$$

Здесь ν — кинематическая вязкость, близкая для газов к температуропроводности.

В [2] и [3, 4], а затем в [5] неустойчивость была обнаружена экспериментально. При этом число Рейнольдса пламени, в котором за характерный размер вместо L принимался радиус пламени, оказалось порядка 10^5 [2] и 10^4 [3—5]. Различие в числе Рейнольдса на порядок объясняется более чувствительной методикой, применявшейся в [3, 4] и [5], позволявшей обнаружить неустойчивость на более ранних стадиях распространения горения. Значение числа Рейнольдса пламени 10^4 указывало на существование сильных стабилизирующих факторов, не учитываемых теорией. К таким факторам, прежде всего, относится вязкость. Все диссипативные эффекты, включая и вязкость, давали критическое значение числа Рейнольдса пламени по критерию 1 порядка 10^2 . Это следует, например, из величины радиуса закругления вершины бунзеновского пламени, равного примерно 1 мм, что приблизительно в 10^2 больше ширины михельсоновской толщины фронта горения. Теоретический учет диссипативных эффектов [6, 7] тоже не дал значений критических чисел Рейнольдса пламени, больших, чем 10^2 .

Большое значение критерия 1 порядка 10^4 объяснялось в [8] тем, что эксперименты [2, 3, 4, 5], проведенные со сферическими пламенами, пригодны для сравнения с теорией [1], а также с теориями неустойчивости плоского пламени, учитывающими диссипативные эффекты, только когда удовлетворяется критерий

$$\frac{2R}{a} > \frac{\lambda}{u} = \frac{\kappa}{u^2} \text{ или } K = \frac{2R u^2}{a \kappa} > 1, \quad (2)$$

где a — скорость звука в продуктах сгорания. Критерий K означает, что время, необходимое для пересечения диаметра пламени волной возмущения, движущейся со скоростью звука, должно быть больше времени, характерного для нормального пламени. Дело в том, что как только пламя начинает терять устойчивость, его поверхность возрастает, горение ускоряется и по сгоревшему газу (как и по несгораемому) распространяются слабые возмущения. Это соответствует задаче о неустойчивости с приходящими со стороны продуктов сгорания возмущениями, каковая не решалась. Следовательно, эксперименты, если не выполняется условие (2), не сравнимы с теорией [1] и др. Возражения о том, что в теории газ считается несжимаемым, скорость звука бесконечной и поэтому критерий (2) неверен, тоже неосновательны, поскольку в теории на бесконечности в сгоревшем газе возмущения приравняются нулю.

В [9] и [10] значения критерия 1 порядка 10^4 объясняются тем, что в сферическом пламени возмущения по их поперечному размеру растут пропорционально радиусу, их величина (высота) поэтому увеличивается не экспоненциально, а по степенному закону, т. е. медленно, и они не видны на расширяющемся сферическом фронте. Согласно [9] и [10], для устойчивости сферического пламени существен не абсолютный рост величины возмущения, а рост их по отношению к радиусу пламени, что, как видно ниже, не совпадает с экспериментом.

В этой работе приводятся результаты экспериментов по устойчивости нормального пламени при различных начальных давлениях и делается попытка выяснить причины расхождения между теорией и опытом

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Распространение пламени, возникшего от искры, в камере малого объема (цилиндр диаметром и высотой 16,4 мм, объем 5 см³), фотографировалось тепловым методом с помощью скоростной (4200—4600 кадр/сек) кинокамеры СКС-1. Чувствительность тепловской системы была высокой, она регистрировала изменение плотности от разности температур, меньшей чем 1,5°С. Схема оптической шлирен-системы изображена на рис. 1. Время регистрировалось метчиком с неоновой лампой МН-7. Одновременно с кинематографированием регистрировалось давление на осциллографе ОК-24 с пьезокварцевым датчиком.

Зажигание горючей смеси (пропан с воздухом) могло производиться сверху, снизу и в центре камеры. Принимались все меры, обеспечи-

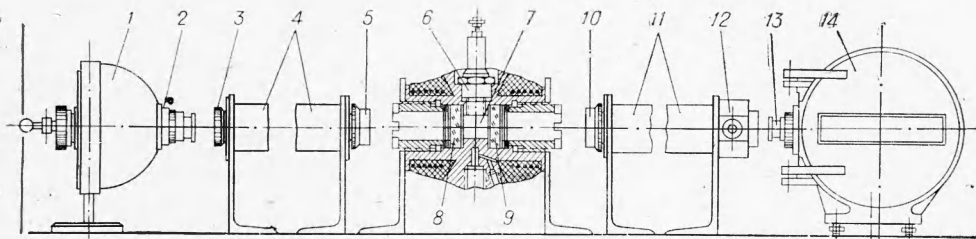


Рис. 1. Схема оптической шлирен-системы.

1 — осветитель, лампа ДРШ-250; 2 — объектив, $f=50$ мм; 3 — диафрагма; 4 — коллиматорная труба; 5 и 10 — объективы, $f=300$ мм; 6 — свеча зажигания; 7 — камера сгорания; 8 и 9 — оптические стекла; 11 — приемная часть; 12 — нож Фуко; 13 — объектив, $f=135$ мм; 14 — скоростная кинокамера СКС-1.

вающие воспроизводимость от опыта к опыту начальных параметров смеси (давление, температура, состав смеси, спокойное ее состояние). Синхронизация начала работы кинокамеры, воспламенения смеси, ждущей развертки осциллографа была автоматизирована. Вся аппаратура включалась одной кнопкой.

Начальное давление смеси изменялось от 1 до 9 *ата*. Коэффициент избытка воздуха α во всех опытах поддерживался равным 0,8 (5% C_3H_8 в воздухе). Каждый опыт повторялся не менее 5 раз.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Зажигание сверху камеры сгорания. На рис. 2 показаны кадры, снятые при p_0 , равном 1 *ата*. Электрод запальной свечи находится на кадрах слева. Момент фотографирования показан под кадром. При этом

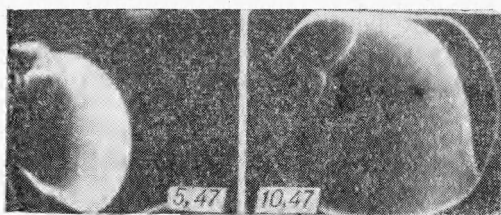


Рис. 2. Кинорегистрация процесса сгорания. Зажигание сверху камеры, $p_0=1$ *ата*, $T_0=295^\circ K$, $\alpha=0,8$ (5% C_3H_8 в воздухе).

начальном давлении сгорание развивается медленно, в течение около 15 *мсек*. Поверхность пламени совершенно гладкая и «плоская». Лишь через 5,5 *мсек* от начала процесса появляются три ячейки, которые медленно растут до конца горения, когда давление p_r достигает 4 *ата*, как это видно на индикаторных диаграммах, приведенных на рис. 3 (кривая 1).

Совершенно иная картина сгорания наблюдается при увеличенном начальном давлении. На рис. 4 даны кадры процесса горения при p_0 , равном 5,0 *ата*. Начиная с 0,9 *мсек* после зажигания, на поверхности пламени появляются возмущения в виде трех-четырех крупных ячеек с неглубокими складками, образующихся вблизи электродов и распространяющихся от них. В дальнейшем образование ячеек прекращается, и поверхность пламени становится более симметричной, поперечные размеры крупных ячеек возрастают, поверхность каждой из них делается ровной, «плоской», а пограничные складки делаются мелкими, но более резкими.

Через 5 *мсек* после зажигания наряду с крупными ячейками на гладкой поверхности пламени появляются едва заметные искривления, а затем образуются мелкие ячейки.

К этому моменту осредненный радиус пламени достигает 80% от радиуса камеры, а давление сгорания p_r увеличивается до 11,5 *ата* (рис. 3, кривая 2). Количество ячеек растет со временем, средний их размер примерно 1,4 *мм*, а границы между ними углубляются. Через 7,5 *мсек* после зажигания средний диаметр ячейки уменьшается до 0,85 *мм*. К этому моменту давление сгорания достигает 17 *ата* (рис. 3, кривая 3).

При начальном давлении $p_0=5$ *ата* горение продолжается примерно 10 *мсек*.

Описанные явления с незначительными

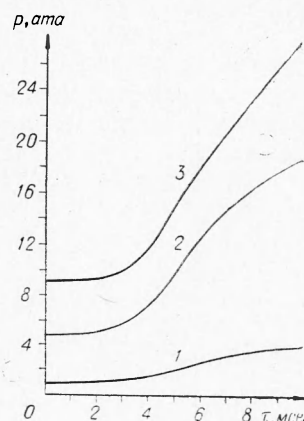


Рис. 3. Индикаторные диаграммы давления сгорания. $T_0=295^\circ K$, $\alpha=0,8$ (5% C_3H_8 в воздухе).

1 — $p_0=1$ *ата*; 2 — $p_0=5$ *ата*;
3 — $p_0=9$ *ата*.

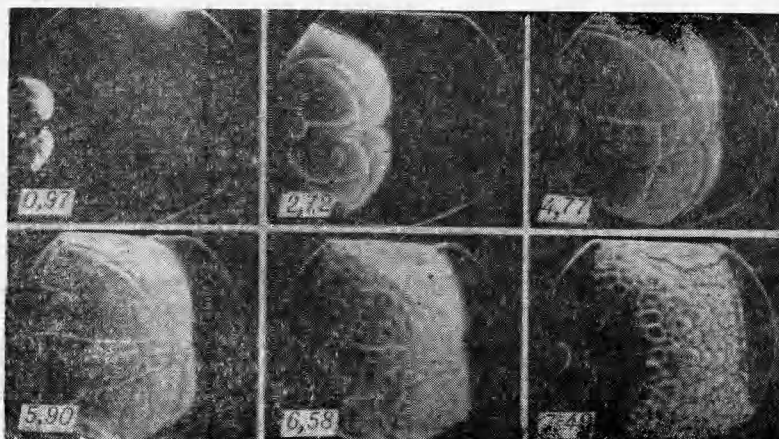


Рис. 4. Кинорегистрация процесса сгорания. Зажигание сверху камеры. $p_0=5$ ата, $T_0=295^\circ\text{K}$, $\alpha=0,8$ (5% C_3H_8 в воздухе).



Рис. 5. Кинокадры шлiren-фтографии процесса сгорания. Зажигание снизу камеры. $p_0=5$ ата, $T_0=295^\circ\text{K}$; $\alpha=0,8$ (5% C_3H_8 в воздухе).

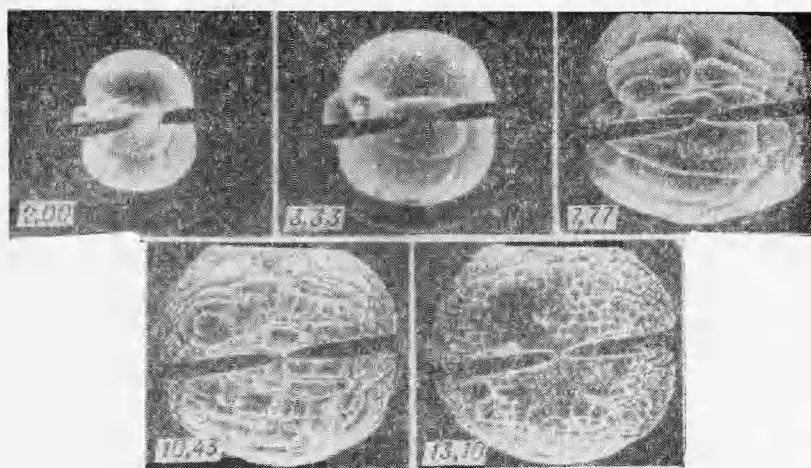


Рис. 6. Кинорегистрация процесса сгорания. Зажигание в центре камеры. $p_0=5$ ата, $T_0=295^\circ\text{K}$, $\alpha=0,8$ (5% C_3H_8 в воздухе).

отклонениями отмечаются на большем ряде кинокадров и осциллограмм.

Зажигание снизу камеры сгорания. На рис. 5 показаны кадры, снятые при $p_0=5$ ата через 1,6; 6,0 и 7,5 мсек, соответствующие по времени кадрам рис. 4 для зажигания смеси сверху, снятым при том же начальном давлении. Сопоставление кадров, полученных при зажигании снизу, с кадрами, соответствующими зажиганию сверху, показывает, что как форма распространения пламени, так и образование ячейистой структуры (и ее форма) в обоих случаях совершенно аналогичны.

Центральное зажигание. На рис. 6 дана фотограмма процесса сгорания, снятого при $p_0=5$ ата при центральном зажигании. На фотограмме видно, как очаг, вначале имеющий неправильную искривленную торообразную форму, примерно через 3 мсек становится приблизительно сферическим. Возмущения, вызванные электрическим разрядом, наблюдаются примерно в течение 2 мсек. К этому времени фронт пламени становится значительно более гладким и «плоским», чем вначале. При дальнейшем развитии горения, через 3,3 мсек, на поверхности пламени зафиксировано появление новых искривлений. Затем образуются крупные ячейки с глубокими граничными складками. Через 8 мсек ячейки начинают постепенно делиться. Здесь особенно хорошо видно образование больших ячеек и их деление. Через 10 мсек их уже много и они значительно мельче тех, которые возникли сначала.

Надо подчеркнуть, что в этой работе ячейистая структура пламени зарегистрирована, в отличие от известных исследований [2—5], в очень малой камере сгорания.

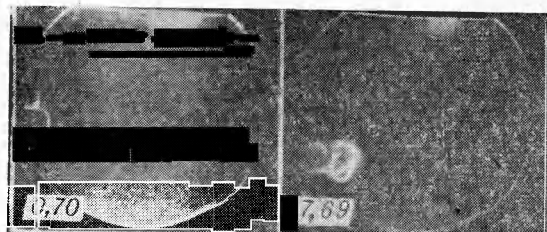


Рис. 7. Кинокадры шлирен-фотографии распространения в воздухе теплового фронта от искрового разряда сверху камеры. $p_0=5$ ата, $T_0=295^\circ\text{K}$.

Тепловой фронт от искрового разряда. Для оценки интенсивности и продолжительности начальных возмущений той же методикой исследовано образование и распространение теплового фронта, возникающего от искрового разряда. Опыты велись в воздухе при

$p_0=5$ ата. На рис. 7, как и многих других, не приводящихся здесь, видно, что во всех случаях фронт тепловой неоднородности распространяется от электродного промежутка на расстояние не более 1,5—3 мм, а продолжительность его действия ограничивается 1,0—1,5 мсек. В течение этого времени тепловой фронт как-то воздействует на формирование начального фронта горения. Однако тем и заканчивается его действие на процесс сгорания. Следует отметить, что образование и распространение теплового фронта очень нестабильно, невоспроизводимо. С этим связано и нестабильное, невоспроизводимое формирование начального фронта пламени. Однако, как видно из опытов, образование ячейистой структуры происходит уже после сглаживания начальных возмущений и ячейистая структура с ними никак не связана.

ОБРАБОТКА И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

1. Ячейистая структура, представленная на рисунках, возникла скорее всего вследствие гидродинамической неустойчивости нормального пламени. В пользу этого можно привести следующие соображения:

а) коэффициенты диффузии кислорода и пропана различаются не очень сильно; б) диффузионная неустойчивость должна усиливаться с уменьшением концентрации недостающего компонента, если он имеет более высокий коэффициент диффузии. В этих же опытах максимальная неустойчивость наблюдается при $\alpha=0,8$ там, где максимальна нормальная скорость, что характерно для гидродинамической неустойчивости.

2. Вообще говоря, может вызвать возражение ограниченный объем опытов. Но теперь ясно, что это обстоятельство, так же как в случае [2], не имеет существенного значения для развития неустойчивости.

На ячейстую структуру могла бы действовать пристеночная турбулентность. Но это влияние, как видно на рис. 4, простирается за полное время горения меньше чем на 15% диаметра камеры. Ячеистая же структура возникает на расстояниях, значительно превышающих эту величину.

3. В табл. 1, как и в табл. 2 и 3, приводятся числа Рейнольдса Re_p , вычисленные по среднему радиусу пламени, числа Рейнольдса Re_y ,

Таблица 1

Значения Re_p и Re_y в момент появления неустойчивости, рассчитанные по среднему значению диаметра ячейки $\bar{d}$ и радиуса пламени R^*

№ опыта	Начальное давление, ата	Время от момента зажигания, мсек	Средний диаметр ячейки, $\bar{d}$, см	Средний радиус пламени, $\bar{R}$, см	Давление сгорания, $P_{г.ата}$	Число Рейнольдса:		K
						по $\bar{d}$, $Re_{я}$	по $\bar{R}$, $Re_{п}$	
Зажигание сверху камеры								
124	9	3,18	0,067	0,63	9,8	87	820	0,95
125	9	3,57	0,067	0,64	10,2	93	900	0,89
126	7	4,52	0,100	0,66	—	187	930	0,95
127	7	4,89	0,100	0,65	—	—	—	—
107	5	4,99	0,134	0,67	9,7	190	945	1,06
110	5	4,77	0,134	0,67	9,3	188	940	1,05
128	3	5,45	0,167	0,69	—	227	950	0,98
129	3	5,95	0,167	0,69	—	—	—	—
130	1	6,43	0,368	0,60	2,9	247	407	0,72
131	1	6,19	0,368	0,72	2,8	237	465	0,8
Зажигание снизу камеры								
144	5	5,0	0,200	0,64	9,7	285	920	1,01
145	5	5,8	0,200	0,69	11,7	357	1230	1,46

* $T_0=295^\circ K$, C_3H_8 + воздух, $\alpha = 0,8$ (5% C_3H_8).

Таблица 2

Значения Re_p и Re_y , изменяющиеся в процессе распространения пламени (опыт 110, зажигание сверху камеры*)

№ кадра	Время от момента зажигания, мсек	Давление сгорания P_r , ата	Средний радиус пламени $\bar{R}$, мм	Средний диаметр ячейки $\bar{d}$, мм			Число Рейнольдса	
				I измерение	II измерение	средний размер	по $\bar{d}$, Re_y	по $\bar{R}$, Re_p
27	6,13	12,7	7,20	1,28	1,54	1,41	283	1440
29	6,58	13,7	7,27	1,04	1,14	1,09	241	1610
31	7,04	14,7	7,38	1,08	0,90	0,99	232	1730
33	7,49	15,5	7,42	0,85	0,83	0,84	207	1830
35	7,94	16,3	7,47	0,85	0,81	0,83	213	1920

* Время одного кадра 0,23 мсек. $p_0=5$ ата, $T_0=295^\circ K$, C_3H_8 +воздух, $\alpha=0,8$ (5% C_3H_8).

Таблица 3

Значения Re_{Π} и Re_{γ} , изменяющиеся в процессе распространения пламени (опыт 175, центральное зажигание)*

Время от момента зажигания, мсек	Давление сгорания P_r , ата	Средний радиус пламени R , мм	Средний диаметр ячейки $\bar{d}$, мм	Число Рейнольдса		K	Время от момента зажигания, мсек	Давление сгорания P_r , ата	Средний радиус пламени R , мм	Средний диаметр ячейки $\bar{d}$, мм	Число Рейнольдса		K
				по $\bar{d}$, Re_{γ}	по R , Re_{Π}						по $\bar{d}$, Re_{γ}	по R , Re_{Π}	
3,77**	7,75	5,14	2,87	390	700	0,36	9,55	20,5		1,20	380		1,69
4,66	8,50	6,19	2,56	360	870	0,47	9,77	21,5		0,91	300		
6,66	11,0	7,30	2,34	430	1340	0,73	9,99	22,5		0,70	240		2,0
7,10	12,1	7,71	1,95	400	1580	0,96	10,20	22,5		0,63	230		5,2
7,77	14,0	7,82	1,69	400	1850	1,10	10,40	—		0,59	230		
9,10	18,5		1,56	420		1,50	13,10	—		0,44	140		
9,32	19,75		1,34	410									

* Время одного кадра 0,22 мсек, $p_0=5$ ата, $T_0=295^\circ\text{K}$. C_3H_8 + воздух, $\alpha=0,8$ (5% C_3H_8).

** Ячейки появляются через 3,77 мсек.

в которых за характерный размер принят средний поперечный размер ячейки, и значения критерия K по формуле (2). При вычислениях использовались следующие исходные данные: температура $T_0=295^\circ\text{K}$, плотность $\rho_0=1,28 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3$ (1 ата), температура горения 2150°K , скорость звука в продуктах горения $a=837 \text{ м/сек}$, нормальная скорость пламени $u_0=38 \text{ см/сек}$, отношение теплоемкостей для исходной смеси $C_p/C_v=1,38$. Температура горения, скорость звука и C_p/C_v принимались постоянными.

Значение нормальной скорости для измененной температуры и плотности вычислялось по формуле

$$u = u_0 \frac{(T/T_0)^2}{(\rho/\rho_0)^{0,25}}.$$

Значения динамической вязкости, теплопроводности и теплоемкости брались из [11]. Для пропана эти величины оценивались. Температуропроводность для смеси пропана с воздухом при 0°C принималась равной $1,95 \cdot 10^{-1} \text{ см}^2/\text{сек}$, при 100°C — $2,57 \cdot 10^{-1} \text{ см}^2/\text{сек}$; динамическая вязкость для 100°C — $214 \cdot 10^{-6} \text{ пуаз}$, для 150°C — $233 \cdot 10^{-6} \text{ пуаз}$.

В случае зажигания у стенки в формуле (2) вместо цифры 2 бралась цифра 4, потому что возмущения, отходящие от фронта пламени в том его месте, где образуются ячейки, проходят 4 радиуса пламенной сферы, прежде чем, отразившись от стенки камеры, попадают к фронту горения со стороны продуктов сгорания.

4. В табл. 1 приведены для различных исходных давлений минимальный радиус пламени и давление сгорания, при которых появляются ячейки (теряется устойчивость пламени). Из последнего столбца таблицы видно, что критерий K , вычисленный по формуле (2), при этом, в соответствии с предположением [8], весьма близок к единице.

Критическое значение критерия Re_{Π} , при котором возникает неустойчивость, оказалось в этих опытах порядка 10^3 , т. е. на два порядка меньше, чем в [2], и на один порядок ниже, чем в [3, 4] и [5]. Различие, вероятно, связано с тем, что в этой работе применяется более чувствительная методика и появляющиеся неоднородности распознаются на более ранних стадиях распространения пламени.

В табл. 1. приведены также значения числа Re_{γ} . Это число Рейнольдса, в котором, как следует из формулы (1), за характерный раз-

мер принят средний размер ячеек пламени, но не радиус его сферы, как принималось во всех предшествующих работах [2—7, 9, 10]. Значение Re_{κ} оказалось порядка $(1\text{--}3) \cdot 10^2$, что не противоречит теории [5, 6 и др.]. Таким образом, если учитывать замечание [8] о пределе допустимости сопоставления опытов со сферическими пламенами с теорией устойчивости пламени (необходимость выполнения критерия (2)) и отказаться от применения критерия в виде числа Рейнольдса, в котором за характерный размер принят радиус сферического пламени, то противоречия между опытом и теорией, учитывающей диссипативные эффекты, исчезают.

Как уже говорилось, в [9, 10] была построена теория неустойчивости сферического пламени, в которой принималось, что поперечный размер возмущений растет пропорционально радиусу пламени. Опыты это не подтверждают. В табл. 2 видно уменьшение среднего размера ячеек по мере распространения горения и увеличения радиуса пламени. Это происходит вследствие размножения ячеек. При этом Re_{κ} остается близким к $2 \cdot 10^2$. Размножение ячеек и сохранение Re_{κ} характеризует внутреннюю неустойчивость пламени. Значение критерия K в табл. 2, как и следовало ожидать, превышает единицу.

Аналогичные результаты показаны в табл. 3 (зажигание в центре камеры), где по мере увеличения радиуса пламени размеры ячеек уменьшаются, но Re_{κ} остается порядка $(2\text{--}4) \cdot 10^2$. Критерий K здесь, естественно, растет. Он переходит через единицу примерно там, где регистрируются более или менее отчетливо видимые ячейки.

Уменьшение размера ячеек связано с повышением давления по мере распространения пламени в малом объеме. Увеличивающееся давление повышает плотность и температуру несгоревшей смеси, что увеличивает нормальную скорость пламени и уменьшает кинематическую вязкость смеси. Все эти обстоятельства учитываются при вычислении Re_{κ} , которое примерно сохраняется в пределах $(2\text{--}4) \cdot 10^2$.

ВЫВОДЫ

Исследовалась неустойчивость нормального пламени в пропано-воздушных смесях при начальном давлении от 1 до 9 *ата* в камере малого объема (5 *см*³).

Применялась более чувствительная, чем в предыдущих работах, методика, выяснилось, что число Рейнольдса пламени с радиусом пламени в качестве характерного размера, при котором возникает неустойчивость, порядка 10^3 .

Показано, что средний размер ячеек, появившихся вследствие неустойчивости, по мере распространения пламени и соответствующего увеличения давления несгоревшей смеси уменьшается. Число Рейнольдса Re_{κ} , в котором за характерный размер принят средний размер ячеек, при этом сохраняется и составляет $(2\text{--}4) \cdot 10^2$.

Сохранение Re_{κ} постоянным указывает на то, что эта величина характеризует внутреннюю неустойчивость пламени. Критическое значение Re_{κ} порядка 10^2 не противоречит теориям, учитывающим стабилизирующее действие вязкости на устойчивость пламени.

При возникновении более или менее заметной неустойчивости нормального пламени критерий K (отношение времени движения гидродинамических возмущений по продуктам сгорания к характерному времени нормального пламени) в шаровом пламени переходит через единицу.

В исследованиях неустойчивости нормального горения для оценок

возможности ее появления следует пользоваться критериями K и Re_λ . При этом устраняются все противоречия между теорией и опытом. Если критерий $K > 1$, то всегда должна появляться неустойчивость к возмущениям, длина волны которых удовлетворяет соотношению

$$Re_\lambda \geq (2 \div 4) \cdot 10^2,$$

где длина волны принимается равной среднему размеру ячейки.

Авторы выражают благодарность Ш. А. Таишеву и Н. Г. Артемову за активное участие в эксперименте.

*Поступила в редакцию
1/VIII 1967*

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Д. Ландау. ЖЭТФ, 1944, 14, 240.
2. Я. Б. Зельдович, А. И. Розловский. Докл. АН СССР, 1947, 57, 365.
3. Х. А. Ракипова, Я. К. Трошин, К. И. Щелкин. ЖТФ, 1947, 17.
4. Я. К. Трошин, К. И. Щелкин. Изв. АН СССР, ОТН, 1955, 9, 100.
5. К. А. Кашкарлы и др. Докл. АзССР, 1955, 12, 819.
6. С. К. Асланов, ФГВ, 1965, 3, 75.
7. А. Г. Истратов, В. Б. Либрович. ПММ, 1966, 30, 3, 451.
8. К. И. Щелкин, Я. К. Трошин. Газодинамика горения. М., Изд-во АН СССР, 1963.
9. А. Г. Истратов, В. Б. Либрович. ПМТФ, 1966, 1, 67.
10. А. Г. Истратов, В. Б. Либрович. Докл. АН СССР, 1966, 168, 1, 43.
11. Дж. Кэй, Т. Лэби. Таблицы физических и химических постоянных. М., Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1962.