

62. I. C. Firey, R. R. Lavi. *Combustion and Flame*, 1961, 5, 27.
63. C. R. Orr. 9-th Symposium on Combustion, 1963, 1034.
64. W. G. Agnew, I. T. Agnew a. o. *Combustion and Flame*, 1960, 4, 29.
65. W. G. Agnew. *Combustion and Flame*, 1962, 6, 361.
66. W. G. Agnew, I. T. Agnew. 10-th Symposium on Combustion, 1965.
67. S. Susuyasu, T. Hikiita. *Combustion and Flame*, 1965, 9, (1), 1.
68. С. Янговский. *Журн. ВХО им. Менделеева*, 1964, 9, 305.
69. D. J. Wadington. 7-th Symposium on Combustion, 1959, 165.
70. I. Lavengood, W. Leary. *Ind. Eng. Chem.*, 1951, 43, 2797.
71. E. Rifkin, C. Walcutt. *Ind. Eng. Chem.*, 1956, 48, 1532.
72. E. Rifkin, C. Walcutt. *SAE Quart. Trans.* 1957, 65, 552.
73. D. Downs, S. Griffins, R. Wheeler. *J. Inst. Petrol.* 1961, 47, 1.
74. С. А. Янговский. *ЖПХ*, 1967, 40, 1856.
75. J. B. Meghard, C. E. Lecobe, L. B. Craiff. *Combustion and Flame*, 1967, 11, (2), 155.
76. F. H. Garner, R. Long a. o. 6-th Symposium on Combustion, 1957, 802.
77. F. E. Bells, O. O'Neil. 6-th Symposium on Combustion, 1957, 806.
78. E. C. Creitz. *J. Res. Nat. Bur. Stand.*, 1961, A65, 389.
79. G. Lask, H. Wagner. 8-th Symposium on Combustion, 1962, 432.
80. C. Halpern. *J. Res. Nat. Bur. Stand.*, 1966, A70, 133.
81. W. A. Rosser, H. Wise, J. Miller. 7-th Symposium on Combustion, 1959, 175.
82. C. E. Frank, A. U. Blacham, D. E. Swarts. *Ind. Eng. Chem.*, 1953, 45, 1751.
83. D. U. Pastell. *SAE Quart. Trans.* 1950, 4, 571.
84. E. Rifkin, C. Walcutt, G. Betker. *SAE Quart. Trans.*, 1952, 6, 472.
85. W. Levedahl, F. Howard. *Ind. Engn. Chem.*, 1951, 43, 2805.
86. W. Corzellius, I. Caplan. *SAE Quart. Trans.*, 1952, 6, 489.

УДК 536.46

СТАБИЛИЗАЦИЯ ПЛАМЕНИ НА СТРУЯХ И НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ИНТЕНСИФИКАЦИИ ГОРЕНИЯ СМЕСЕЙ В ПОТОКЕ

*В. А. Костерин, Л. А. Дудин, И. П. Мотылинский,
Е. В. Ржевский, Б. А. Рогожин, А. Я. Хисматуллин*

(Казань)

В настоящее время для стабилизации пламени в камерах сгорания, где скорости потока существенно больше скоростей горения смеси, широко используются зоны циркуляции, в которых перенос тепла и активных центров к свежей горючей смеси осуществляется обратными течениями.

В ряде случаев организация циркуляционного течения в потоке с помощью струй горючего, окислителя, инертного газа или их смеси имеет преимущества по сравнению со способом получения отрывного циркуляционного течения и стабилизации пламени на плохообтекаемых телах. При струйной стабилизации пламени можно плавно изменять размеры циркуляционной зоны, регулировать состав и температуру газа в ней независимо от основного потока, комплексно решать вопросы смесеобразования и стабилизации пламени, создавать зоны повышенной турбулентности в потоке, эффективно охлаждать систему смесеобразования и стабилизации пламени. В форсажных камерах струйные (газодинамические) стабилизаторы пламени позволяют снизить гидравлическое сопротивление при выключенной камере.

В данной статье изложены некоторые результаты комплексного исследования на моделях газодинамики взаимодействия струй с потоком на холодных режимах и при горении, механизма и пределов стаби-

лизации пламени на струях, динамики выгорания, турбулентных характеристик зоны, особенностей пламени в неоднородных потоках.

Исследовались струи, при вдуве которых в поток образуются зоны циркуляции. В первую очередь, это веерные и парные плоские струи с различными углами вдува, являющиеся по существу осесимметричными и плоскими газовыми завесами, а также встречные струи.

Ввиду сложности течения, основные газодинамические исследования проводились экспериментально. Теоретически решалась лишь задача о форме траектории струй и их дальности [1, 2]. Полученное приближенное решение показало, что единственным режимным параметром, влияющим на форму оси струи, является гидродинамический параметр $\bar{q}_v = \frac{\rho_v v^2}{\rho_w w^2}$. Входящий в решение коэффициент c_n , как показало сравнение с экспериментом, остается постоянным для каждого типа струй, что свидетельствует о правомерности принятых допущений и достаточной общности полученного решения.

Экспериментально установлено, что в автомодельной области (при $Re_w > Re_{кр}$) течение в зоне вдува струй в поток полностью определяется гидродинамическим параметром \bar{q}_v [1, 3]. Координаты траекторий струи и зон циркуляции изменяются пропорционально ширине струи в устье. При горении в число определяющих параметров добавляется степень подогрева по местному составу смеси в зоне циркуляции [4]. Дальность веерных и парных плоских струй в поперечном направлении, а также диаметр и длина зон циркуляции достигают наибольших величин при углах вдува, близких к 135° [5, 6]. Распределение скоростей в зоне вдува подчинено универсальным зависимостям.

Интенсивная циркуляция нагретых газов создает условия непрерывного и устойчивого горения смеси в потоке (рис. 1).

Изменением параметров потока и струй можно получить области устойчивого (бессрывного) горения и области, где устойчивое горение в потоке на режимах автостабилизации невозможно. Имеющиеся в литературе экспериментальные данные по пределам стабилизации пламени на встречных струях разрознены [7—12], а на веерных и парных плоских струях практически отсутствуют.

На рис. 2 приведены пределы стабилизации пламени в потоке однородной керосино-воздушной смеси при различных составах (также керосино-воздушной) смеси струи и углах вдува. В заданном диапазоне изменения α_v веерные струи с углами вдува 135° обеспечивают более широкие пределы по сравнению с другими струями и, в частности, встречными ($\beta_0 = 180^\circ$), вследствие того, что размеры зон циркуляции за этими струями максимальны. Следует отметить также, что как стабилизаторы пламени веерные струи выгоднее встречных также и потому, что они практически не чувствительны к скосу набегающего потока [6].

Обогащение струй существенно расширяет пределы стабилизации пламени по α_w . На этих режимах α_{m_1} в зоне смещения равны α в потоке и струе. На всех других режимах α_{m_1} не равны соответствующим α в потоке и струе.

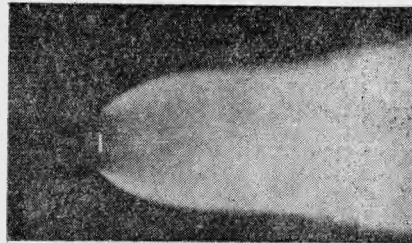


Рис. 1. Фотография пламени, стабилизированного веерной струей керосино-воздушной смеси.

Влияние гидродинамического параметра \bar{q}_v и скорости набегающего потока на пределы стабилизации пламени можно проиллюстрировать кривыми рис. 3. Чтобы исключить химическую неоднородность, в момент срыва строго выдерживалось условие $\alpha_v = \alpha_w$. При увеличении $\bar{q}_v = \frac{\rho_w v^2}{\rho_w w^2}$ область устойчивого горения расширяется, что связано с увеличением размеров зоны циркуляции, выполняющей роль источника поджигания. При увеличении w , наоборот, область бесрывного горения сужается. Это можно объяснить уменьшением времени движения свежей смеси вблизи источника поджигания. На рис. 3, 7, 8 нанесены также границы стабилизации пламени на плохообтекаемых телах — конусах с углом при вершине 60° . Можно видеть, что степень сужения границ при увеличении скорости потока для обоих способов стабилизации пламени одинакова.

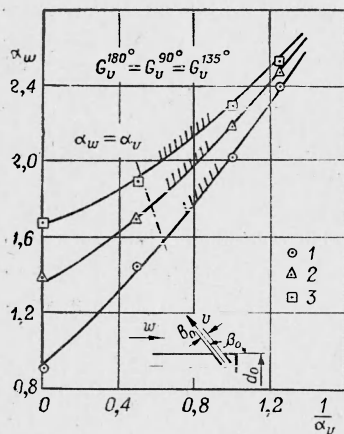


Рис. 2. Пределы стабилизации пламени при различных углах вдува веерных струй; $T_w = 673^\circ \text{K}$, $T_v = 573^\circ \text{K}$, $w = 101 \text{ м/сек}$, $\bar{q}_v = 45$.
1 — $\beta_0 = 180^\circ$ (трубка $5 \times 7 \text{ мм}$); 2 — $\beta_0 = 90^\circ$, $b_0 = 0,5 \text{ мм}$, $d_0 = 15 \text{ мм}$; 3 — $\beta_0 = 135^\circ$, $b_0 = 0,5 \text{ мм}$, $d_0 = 15 \text{ мм}$.

Исследование пределов стабилизации пламени на струях при изменении других параметров показало, что, например, увеличение температуры потока и струи, а также уменьшение степени «загрязнения» потока и струи продуктами сгорания расширяет пределы стабилизации пламени [13, 14].

Механизм стабилизации пламени на струях исследовался путем изучения динамики физико-химической структуры области воспламенения и развития горения на отдельных установившихся режимах, имеющих различный запас устойчивости (различную степень приближения к срывному пределу по изменяющемуся параметру). Замерялись поля давлений, температур, скоростей, составов смеси, коэффициентов полноты сгорания. Производилась скоростная киносъемка срыва пламени.

При больших числах Re_w ($Re_w > Re_{кр}$) течение в зоне взаимодействия струй с потоком с наложением химической реакции носит квазистационарный характер. На установившихся режимах в каждой точке поля среднестатистические значения давления, температуры, состава, полноты сгорания остаются постоянными.

Энергия, подводимая со струей, расходуется на образование циркуляционного течения и на генерацию турбулентности. На это же, очевидно, расходуется и некоторая часть энергии основного потока, но меньшая, чем при стабилизации пламени на плохообтекаемых телах. Условно течение в зоне циркуляции можно замкнуть и представить в виде вихря с центром в точке m (рис. 4). В действительности некоторая часть газов зоны циркуляции за счет турбулентного обмена на границах постоянно замещается свежей смесью. Таким образом, в прямых токах зоны циркуляции происходит перемешивание холодной горючей смеси и нагретых продуктов сгорания из зоны обратных токов. Поэтому температура газа в прямых токах вначале падает, а затем повышается вследствие воспламенения смеси и выделения тепла (см. рис. 4). Если начало повышения температур принять за начало воспламенения, то можно построить в прямых токах линию воспламенения.

Баланс тепла по среднемассовым температурам в прямых токах до воспламенения показывает, что так же, как для плохообтекаемых тел [15], существует постоянное соотношение между количеством газа, поступающим в прямые токи из зоны обратных токов, и количеством свежей смеси из зоны смешения. Другими словами, количество свежего газа, поступающего в зону циркуляции, пропорционально количеству циркулирующего в ней газа.

Можно показать, что при геометрическом подобии зон на различных режимах время пребывания газа в зоне циркуляции пропорционально среднему времени движения по прямым токам [16, 17].

Численным интегрированием полей было установлено, что среднее время движения газа по прямым токам (и пропорциональное ему среднее время движения по обратным токам) прямо пропорционально линейному размеру зоны циркуляции — длине или диаметру (высоте) и обратно пропорционально скорости смеси в невозмущенном потоке [18].

На режимах, далеких от срыва, линия воспламенения расположена левее центра вихря m (см. рис. 4, а). Вследствие крайне высокой степени турбулентности в прямых токах развивается интенсивное горение, смесь успевает сгореть до выхода из них. Нагретые до высоких температур газы воспламеняют смесь внешнего потока — образуется распространяющееся пламя. Зона обратных токов заполнена газами, продуктами полного сгорания смеси.

При переходе к срыву путем понижения температуры газов в зоне обратных токов (обеднением смеси) или увеличением скорости потока линия воспламенения перемещается вправо (см. рис. 4, б) и на предсрывных режимах приближается к центру вихря m . При достижении срыва уменьшением размеров зоны циркуляции (уменьшением, например, q_v) центр вихря m смещается влево и приближается к линии воспламенения. И в том, и в другом случае горение в прямых токах не заканчивается и частично переносится в зону обратных токов. Распространяющееся пламя смещается вдоль границы зоны обратных токов к концу зоны циркуляции, а на факеле появляется сужение. При попадании значительного количества несгоревшей, а также невоспламенившейся смеси в зону обратных токов из-за снижения температуры газа в ней наступает спонтанный срыв пламени. При перемещении зоны горения (интенсивного выделения тепла) в конец зоны циркуляции распространение пламени в сносящий поток прекращается еще до момента полного срыва пламени в зоне циркуляции.

Можно считать, что механизм стабилизации пламени на струйных экранах, состав смеси которых одинаков с составом смеси набегающего

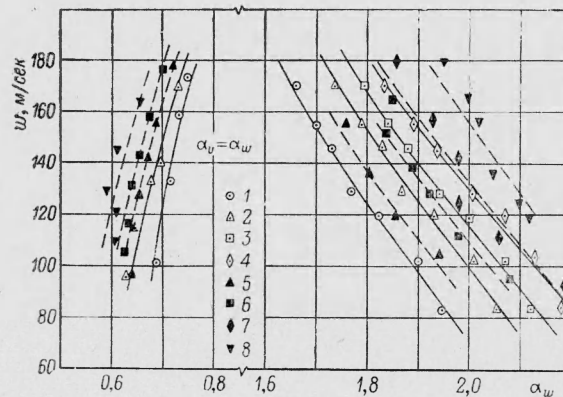


Рис. 3. Пределы стабилизации пламени на струйных и механических стабилизаторах пламени. (Струйный стабилизатор: $T_w = 693^\circ \text{K}$, $T_v = 543^\circ \text{K}$, $\beta_0 = 135^\circ$, $b_0 = 0,8 \text{ мм}$, $d_0 = 15 \text{ мм}$).

1 — $\bar{q}_v = 15$; 2 — $\bar{q}_v = 35$; 3 — $\bar{q}_v = 50$; 4 — $\bar{q}_v = 70$; 5 — $d = 30 \text{ мм}$; 6 — $d = 40 \text{ мм}$; 7 — $d = 50 \text{ мм}$; 8 — $d = 60 \text{ мм}$.

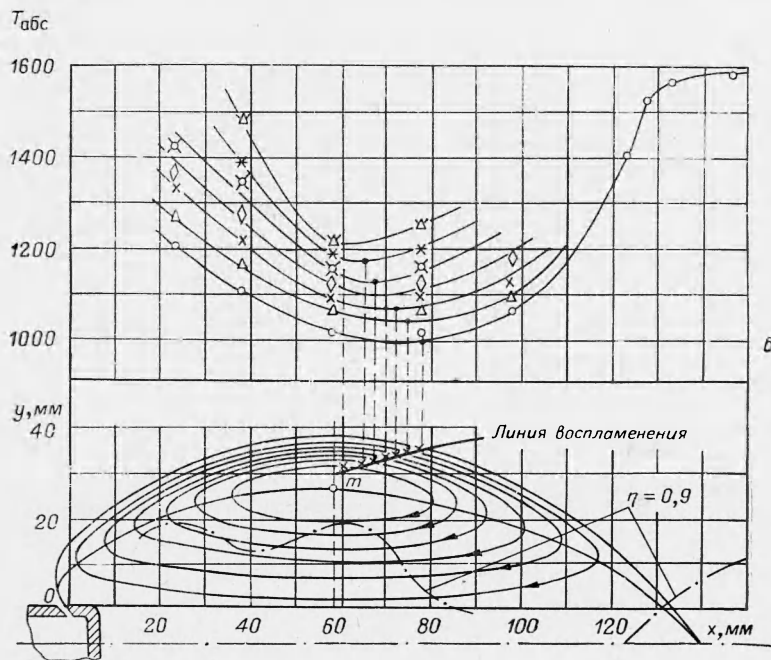
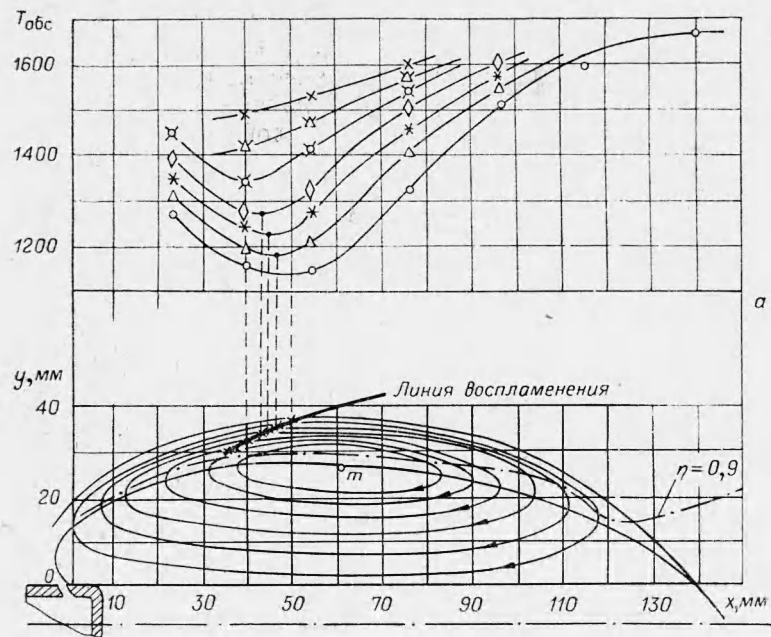


Рис. 4. Изменение температур газа по линиям равных расходов в прямых токах зоны циркуляции.

а — на режиме, далеком от срыва; $\bar{q}_v = 46,5$, $\alpha_w = 1,98$, $\alpha_v = 0,86$; $\omega_0 = 100$ м/сек;
 б — на предсрывном режиме, $\bar{q}_v = 46$, $\alpha_w = 1,98$, $\alpha_v = 2,09$, $\omega_0 = 101$ м/сек.

потока, принципиально такой же, как и на плохообтекаемых телах [9, 19, 21].

Неравенство составов смеси в струе и потоке вносит в механизм стабилизации ряд особенностей. При диффузионном смешении струи с потоком образуется смесь местного состава, определяющая температуру газов, поджигающих свежую смесь.

Для расчета местных значений $\alpha_{m_1}^0$ вводится коэффициент смешения m_1 , равный отношению весовых количеств смеси из потока и из струи, поступающих в зону смешения.

Коэффициент избытка воздуха в зоне смешения (а следовательно, в зоне циркуляции) равен

$$\alpha_{m_1}^0 = \alpha_u = \frac{m_1 \left(1 + \frac{1}{\alpha_v^0 L_0}\right) + \left(1 + \frac{1}{\alpha_w^0 L_0}\right)}{\frac{m_1}{\alpha_w^0} \left(1 + \frac{1}{\alpha_v^0 L_0}\right) + \frac{1}{\alpha_v^0} \left(1 + \frac{1}{\alpha_w^0 L_0}\right)}. \quad (1)$$

Определение коэффициента m_1 производилось двумя способами. По одному способу [22] расчет m_1 производился по формуле (1) по известным α_v^0 , α_w^0 и замеренным газовым анализом α_u^0 на отдельных установившихся режимах. По другому способу для расчета m_1 использовались срывные характеристики, снятые при переменном составе смеси струи, подобные представленным на рис. 2. Замеры α_u^0 в зоне циркуляции на предсрывных режимах вдоль каждой кривой показали, что они постоянны при любых сочетаниях α_v^0 и α_w^0 и равны коэффициенту избытка воздуха α^0 в точке на кривой, где $\alpha_v^0 = \alpha_w^0$. Расчеты по обоим способам дали практически одинаковые результаты. На рис. 5 представлены m_1 , рассчитанные по срывным характеристикам. Коэффициенты m_1 сильно зависят от угла вдува струи β_0 , слабо — от \bar{q}_v и w и практически не зависят от α_v^0 , b_0 , d_0 . Значения m_1 одинаковы как для «богатой», так и для «бедной» границы срыва пламени [14].

Таким образом, по известным m_1 , α_v^0 и α_w^0 по формуле (1) достаточно точно рассчитывается значение $\alpha_{m_1}^0$ в зоне смешения и циркуляции.

Исходя из физической картины, в качестве критерия срыва пламени (прекращения горения в потоке) можно взять соотношение характерных времен — располагаемого времени движения газов в прямых токах зоны циркуляции τ_p и потребного времени для нагрева, воспламенения и горения смеси τ_n .

Располагаемое время горения

$$\tau_p \sim \frac{L_{II}}{w_0}. \quad (2)$$

Потребное время принимаем пропорциональным задержке воспламенения

$$\tau_n \sim \tau_3. \quad (3)$$

Для керосино-воздушных смесей задержка воспламенения рассчитывалась по данным [23]

$$\tau_3 = \frac{6.2 \cdot 10^{-12}}{c_0^{1.3}} e^{\frac{20150}{T_{m_2}}}. \quad (4)$$

Срыв пламени наступает при $\tau_p \leq \tau_n$ или

$$\frac{L_{II}}{w_0} \sim \frac{6,2 \cdot 10^{-12}}{c_0^{1,3}} \frac{20150}{e^{T m_2}} \quad (5)$$

Рассматриваемый критерий срыва пламени для струйных (газодинамических) стабилизаторов пламени по существу является видоизменением критерия срыва пламени, ранее полученного для плохо обтекаемых тел [16, 24, 25].

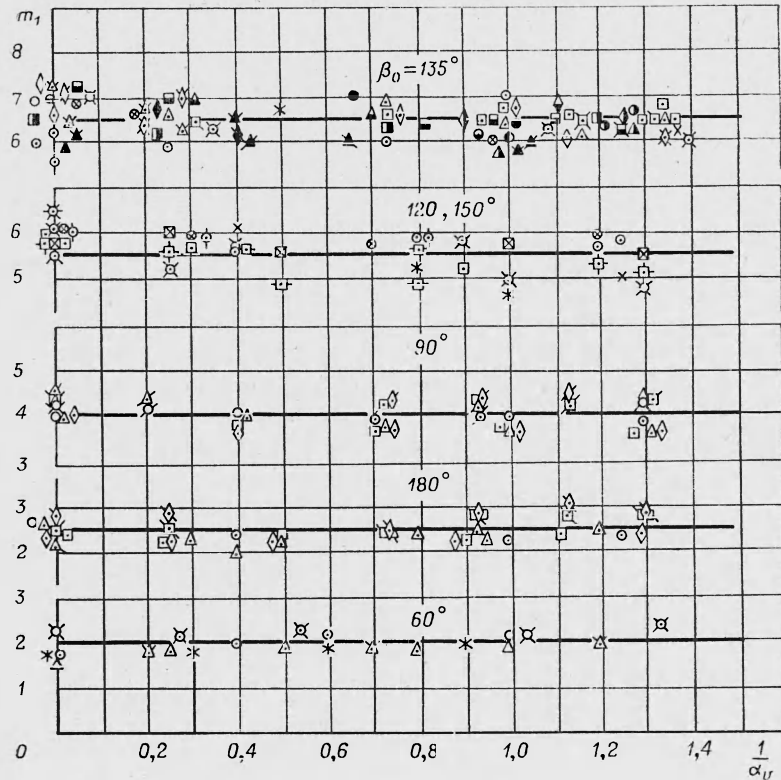


Рис. 5. Коэффициент смещения m_1 ; $q_v = 13-89$, $w = 73-167$ м/сек, $T_w = 693-973$ К, $T_v = 443-543$ К, $d_0 = 22, 15, 5 \times 7$ мм, $v_0 = 0,5, 0,8$ мм.

На рис. 6 представлены результаты обобщения пределов стабилизации пламени на различных типах струйных и механических стабилизаторов пламени в широком диапазоне режимных и конструктивных параметров.

Точки удовлетворительно группируются около одной прямой, что свидетельствует о достаточной общности принятого критерия срыва.

Одним из важнейших показателей процесса горения в потоке является полнота сгорания смеси. Сравнение выгорания за струйным и механическим стабилизаторами пламени в цилиндрической трубе показало более интенсивное горение при струйной стабилизации пламени. Измеряемые термоанемометром степени турбулентности в сечениях за струйными стабилизаторами пламени в 1,2—2,0 раза выше, чем за механическими [26]. Повышенная турбулентность, особенно в зоне смешения струи с потоком, интенсифицирует процесс горения смеси в потоке.

Струи можно эффективно использовать как регулируемые и отключаемые газодинамические турбулизаторы потоков.

В разработанном методе расчета горения в цилиндрической камере со струйными и механическими стабилизаторами пламени масса поступающей смеси условно разбивается на две части. Одна часть смеси местного состава сгорает в «трубке» в среде за стабилизатором пламени при высокой турбулентности и рассчитывается по уравнениям химической кинетики [27, 28]. Другая часть смеси в канале вокруг стабили-

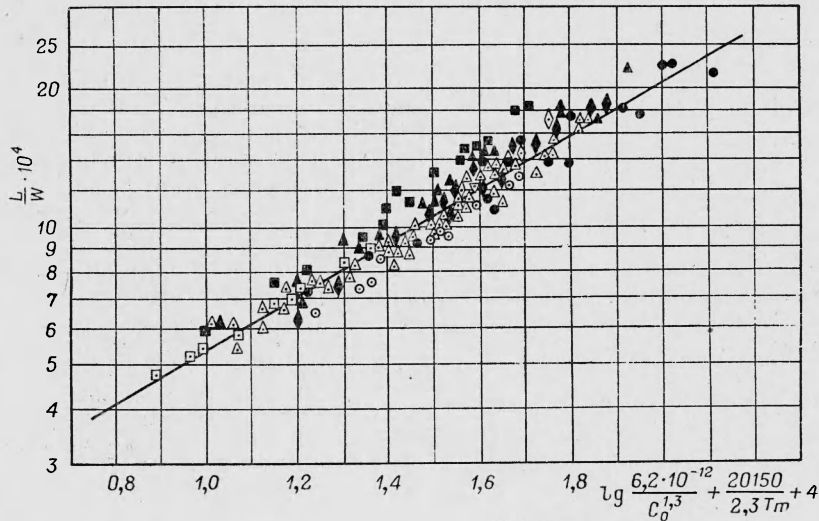


Рис. 6. Обобщенная зависимость; $\bar{q}_v = 20-70$, $\omega = 72-80$ м/сек, $T_w = 573-943$ К, $\beta_0 = 60, 90, 135^\circ$, $T_v = 443-543$ К, $d_0 = 15, 22$ мм, $v_0 = 0,5, 0,8$ мм. Черные точки — механические стабилизаторы пламени, $d = 30-60$ мм.

затора сгорает при турбулентности, близкой к турбулентности набегающего потока, и рассчитывается на основе [29] по уравнениям газодинамики и горения в турбулентном потоке.

Разделение потоков на две части и суммирование результатов расчета производится при помощи газодинамики взаимодействия стабилизатора с потоком [30].

Сравнение расчетных кривых с результатами эксперимента свидетельствует о вполне удовлетворительном их совпадении (рис. 7).

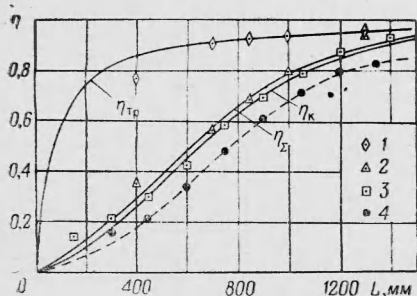


Рис. 7. Выгорание за струйным и механическим стабилизаторами пламени в цилиндрической камере: $D = 150$ мм, $T_w = 673$ К, $\omega = 80$ м/сек, $\alpha_w = 1,4$, $D_{тр} = 70$ мм, $\eta_{тр}$, η_k , η_{Σ} — расчетная полнота сгорания в «трубке», кольцевом канале и во всей камере соответственно (струйный стабилизатор — $T_v = 543$ К, $d_0 = 15$ мм, $v_0 = 0,8$ мм, $\beta_0 = 135^\circ$, $\bar{q}_v = 41$, $\alpha_v = \alpha_w = 1,4$).

1 — по газовому анализу на оси; 2 — по сечению камеры; 3 — по изменению статического давления, корпус 60°, $d = 63$ мм; 4 — по изменению статического давления.

Существенные особенности появляются при стабилизации пламени неоднородных по составу смеси потоках. На рис. 8 представлены пределы стабилизации пламени по богатой и бедной границам срыва.

Крайние левые точки на кривых соответствуют пределам стабилизации пламени на струях чистого воздуха. Крайние правые точки относятся к так называемым газодинамическим предкамерам, когда все топливо подается в стабилизирующую струю. При уменьшении расстояния между форсункой и стабилизатором пламени пределы устойчивого горения смещаются в область более бедных смесей. Однако на всех режимах, близких к срывным, состав смеси в зоне циркуляции остается постоянным и равным составу в зоне для случая однородной смеси. Это обстоятельство использовано в методе расчета для установления связи между предельными составами в зоне циркуляции и местными составами в потоке и струе [30].

Таким образом, комплекс вы-

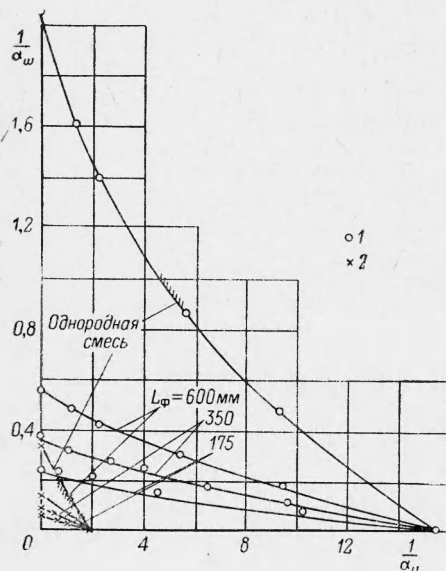


Рис. 8. Пределы стабилизации пламени в потоке неоднородной керосино-воздушной смеси; $T_w = 973^\circ \text{K}$, $T_v = 543^\circ \text{K}$, $w = 114 \text{ м/сек}$, $q_v = 26$, $d_0 = 22 \text{ мм}$, $v_0 = 0,8 \text{ мм}$, $\beta_0 = 135^\circ$, L_Φ — расстояние между струйным стабилизатором пламени и форсункой. 1 — пределы обогащения смесей; 2 — пределы обеднения смесей.

полненных исследований дает основание считать стабилизацию пламени на струях одним из возможных и эффективных способов стабилизации пламени и интенсификации горения смесей в потоке.

Поступила в редакцию
20/III 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Костерин, Е. В. Ржевский. Изв. вузов, АТ, 1964, 1, 2.
2. В. А. Костерин, И. П. Мотылинский. Тр. КАИ, вып. 98, 1968.
3. В. А. Костерин, Е. В. Ржевский. Тр. КАИ, вып. 86, 1964.
4. В. А. Костерин, Е. В. Ржевский, А. Я. Хисматуллин. Изв. вузов, АТ, 1966, 1.
5. В. А. Костерин, А. Я. Хисматуллин. Тр. КАИ, вып. 101, 1968.
6. В. А. Костерин, А. Я. Хисматуллин. Матер. VI межвузовской конф. Одесса, 1966.
7. A. Shaffer, A. Cambel. Jet Prop., 1955, 25; 1956, 26.
8. S. Bertin, B. Salmon. Combustion and Propulsion. 3 AGARD, Colloq., Palermo, 1958.
9. Agoston, Nonn, Witherly. Combustion and Flame, 1958, 2, 4.
10. С. А. Гольденберг, Л. С. Соловьева. Теория и практика сжигания газа «Недра», 1964.
11. С. А. Гольденберг, Л. С. Соловьева. Изв. АН СССР, Энергетика и транспорт, 1964, 1.
12. Вопросы зажигания и стабилизации пламени. Перев. с англ. Под ред. С. А. Гольденберга. ИЛ, 1963.
13. В. А. Костерин, Л. А. Дудин. Тр. КАИ, вып. 101, 1968.
14. В. А. Костерин, Л. А. Дудин и др. Изв. вузов, АТ, 1968, 3.
15. B. P. Mullins. Combustion Researchs and Reviews, Ld., 1955.

16. Т. А. Бовина. Сб. «Горение при пониженных давлениях и некоторые вопросы стабилизации пламени в однофазных и двухфазных системах». М., Изд-во АН СССР, 1960.
 17. G. Winterfeld. Zeitschrift für Flugwissenschaften, August, 1960; April — May, 1962.
 18. В. А. Костерин, А. Я. Хисматуллин. Изв. вузов, АТ, 1967, 40.
 19. Broman, Lukosky. 8-th Symposium on Combustion, 1960.
 20. H. M. Nicholson, I. P. Fields. Third Symposium on Combustion, 1949.
 21. Э. Л. Солохин. Сб. «Стабилизация пламени и развитие процесса сгорания в турбулентном потоке». Оборонгиз, 1961.
 22. A. Fuchs. ARSJ., 1960, 30, 3.
 23. В. Л. Зимонт, Ю. М. Трушин. ФГВ, 1967, 3, 1.
 24. F. Zukosky, F. Marble. Combustion Researches and Reviews, 1955.
 25. Е. С. Щетинков. Физика горения газов. М., «Наука», 1965.
 26. В. А. Костерин, Л. А. Дудин и др. Тр. КАИ, вып. 110, 1961.
 27. В. А. Костерин, Б. А. Рогожин. Тр. КАИ, вып. 98, 1968.
 28. C. C. Miesse. Combustion and Flame, 1961, 5.
 29. С. М. Ильяшенко, А. В. Талантов. Теория и расчет прямоточных камер сгорания. Машиностроение, 1964.
 30. В. А. Костерин, И. П. Мотылинский. Матер. VII межвузовской конф. Одесса, 1967.
-