

Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

S. A. Gol'denberg, Стабилизация пламени встречными струями,
TVT, 1964, Volume 2, Issue 3, 344–350

<https://www.mathnet.ru/eng/tvt5710>

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you have read and agreed to these terms of use

<https://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.14.82

May 15, 2025, 19:43:45



УДК 662.612

СТАБИЛИЗАЦИЯ ПЛАМЕНИ ВСТРЕЧНЫМИ СТРУЯМИ

С. А. Гольденберг

Изложен вопрос о стабилизации пламени в гомогенной топливо-воздушной смеси встречными воздушными струями. Рассмотрен механизм стабилизации пламени на основе тепловой теории зажигания и разработан метод расчета скоростей основного потока, при которых происходит срыв пламени.

Для современных высокофорсированных топок важное значение имеет вопрос о стабилизации пламени в скоростном потоке горючей смеси. Интересным с практической точки зрения решением этого вопроса является стабилизация пламени встречными струями, которая дает возможность осуществить стабильное горение в широкой области концентраций топливо-воздушной смеси, уменьшить гидравлическое сопротивление системы и регулировать работу камеры сгорания путем изменения состава струи. Однако указанный способ стабилизации изучен недостаточно, и в настоящее время отсутствуют методы расчета соответствующих процессов.

В частности, в работах [1—3] сделана лишь попытка экспериментально изучить влияние концентрации в основном потоке заранее перемешанной горючей смеси, а также состава и давления в струе на пределы стабилизации пламени.

Стабилизация пламени встречными струями является весьма сложным процессом и связана, прежде всего, с механизмом течения пересекающихся и встречных потоков, когда граничные условия определить довольно трудно. В теоретическом аспекте течение встречной струи рассматривалось в работе [4], а в работе [5] получены некоторые экспериментальные данные, в частности, зависимость длины проникновения встречной струи в основной поток от относительных скоростей струи и потока. В работе [6] содержится упрощенное описание процесса стабилизации пламени плоской поперечной струей, полученное на базе экспериментальных данных по течению струи.

С целью выяснения механизма стабилизации пламени встречной струей необходимо, прежде всего, исследовать структуру различных зон, образующихся в результате взаимодействия встречной струи с основным потоком.

На рис. 1 показана картина движения струи и потока по экспериментальным данным [4]. Для сопоставления на рис. 2 показана несколько дополненная нами картина течения при обтекании круглой пластины [7]. Мы наблюдаем большое сходство в структуре образующихся при этом зон. Действительно, как в случае обтекания пластины, так и при взаимодействии потока и встречной струи образуются характерные зоны, определяющие специфику такого рода течений: замкнутая зона циркуляции, на границе которой функция тока $\psi = 0$; внутри этой зоны возникают обратные токи, скорость которых может достигать величины, соизмеримой со скоростью основного потока. Ядро циркуляционной зоны характеризуется условием $u = 0$. Как известно, $\psi = \int_0^y u \cdot dy$, а условие $\psi = 0$ означает, что

через поверхность, на которой выполняется это условие, отсутствует конвективное течение и, следовательно, могут осуществляться только процессы теплопроводности и диффузии.

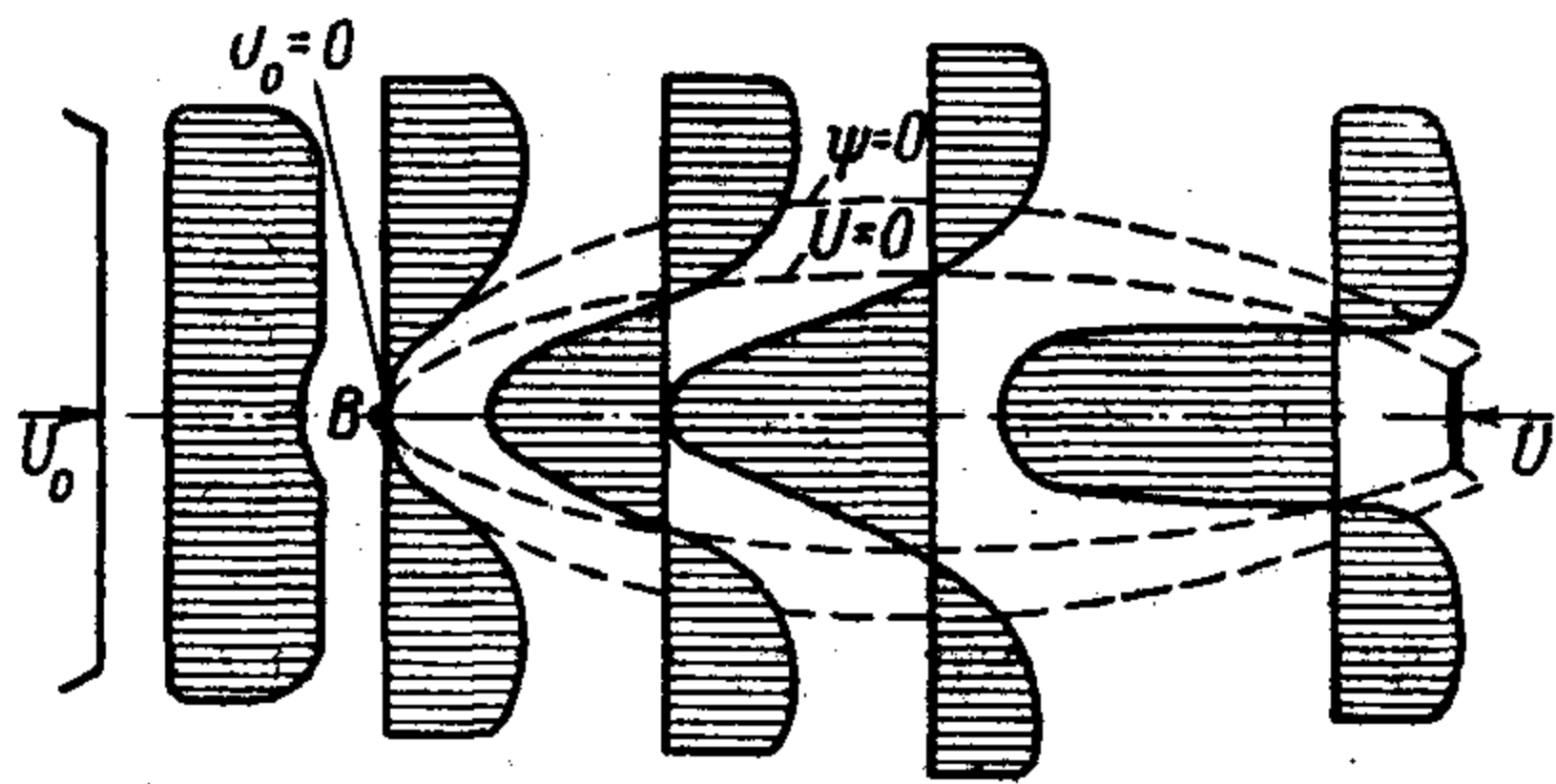


Рис. 1. Картина течения встречной струи и потока [4]

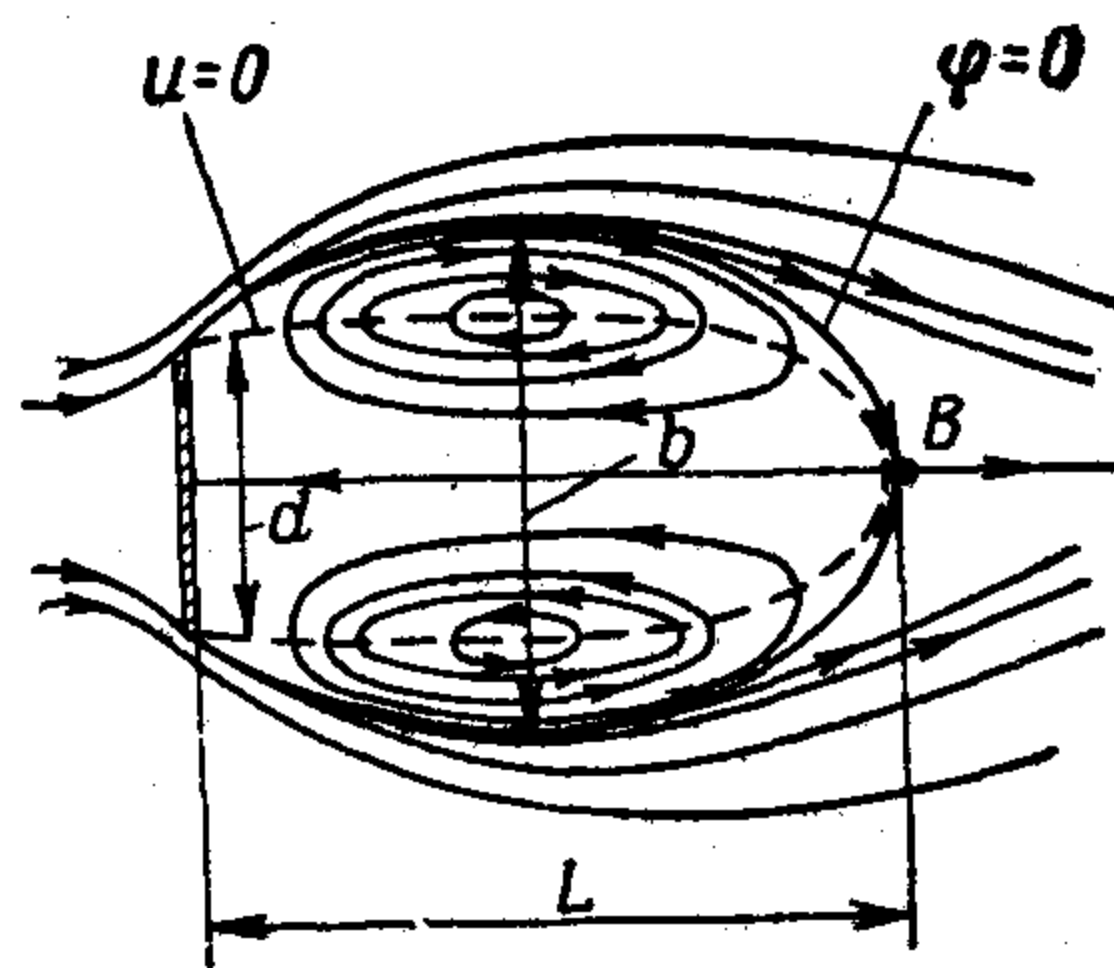


Рис. 2. Картина течения при обтекании пластины [7]

Таким образом, процесс взаимодействия встречной струи с основным потоком горючей смеси можно представить так, как это изображено на рис. 3, на котором показана схема стабилизации пламени внутри цилиндрической камеры, диаметр которой равен D , а диаметр сопла, из которого вытекает струя, d , характеристический размер длины проникновения струи в поток равен L , а ширина струи — b .

В отличие от стабилизации пламени телами плохо обтекаемой формы, когда размеры циркуляционной зоны L и b (рис. 2) практически слабо зависят от режима течения [6] и определяются главным образом размерами и формой обтекаемых тел, характеристический размер L при стабилизации пламени встречной струей (рис. 3) существенно зависит от давления в сопле, от отношения массовых скоростей струи и потока (при критических и, по-видимому, при сверхзвуковых скоростях истечения струи) и от линейных скоростей при дозвуковом течении [4, 5].

Следует, однако, подчеркнуть, что специфическая особенность стабилизации пламени встречной струей заключается еще и в том, что, несмотря на относительно небольшое количество реагента, поступающего со струей, по сравнению с основным потоком ($< 1\%$), он играет важную роль в стабилизации пламени, определяя локальную концентрацию в «застойной» области.

Как видно из рис. 3, устойчивое горение может осуществляться в области «застойной» зоны B , где скорости основного потока однородной горючей смеси u_0 и встречной струи u малы, а в критической точке B равны нулю, где происходит непрерывное зажигание смеси раскаленными продуктами сгорания, попадающими сюда из зоны циркуляции. Вопрос сводится к осуществлению достаточно продолжительного контакта горючей смеси с рециркулирующими продуктами сгорания и к реализации критических условий зажигания [6, 8, 9] в окрестности лобовой точки B .

При этом длиной циркуляционной зоны, определяемой характеристическим размером L (см. рис. 3), и скоростью циркуляции, которые зависят от относительной скорости струи, определяются полнота сгорания и температура в застойной зоне; шириной циркуляционной зоны (характеристический размер « b », рис. 3) определяются критические условия зажигания,

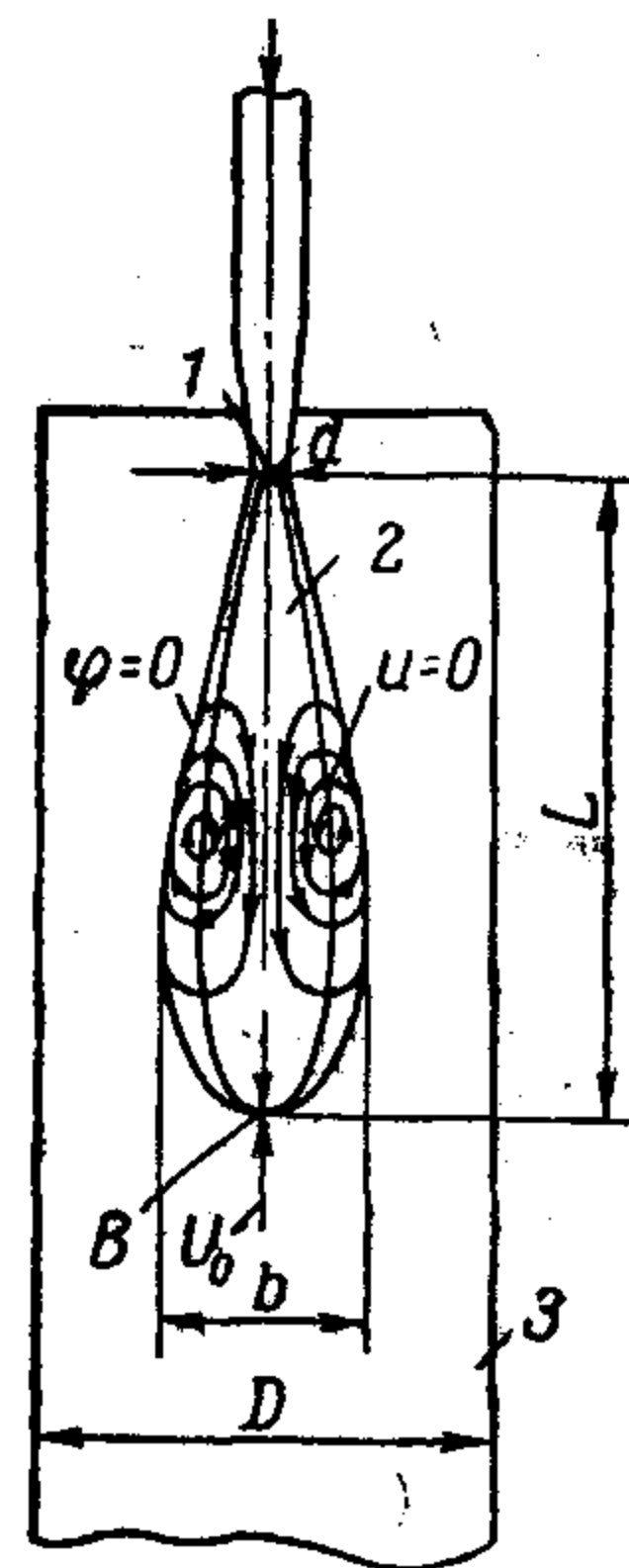


Рис. 3. Схема процесса стабилизации пламени встречной цилиндрической струей:

1 — сопло для воздуха; 2 — воздух; 3 — камера

Заметим сразу, что размер L является возрастающей функцией давления p перед соплом, из которого вытекает встречная струя, и его диаметра d , так что с увеличением указанных параметров пределы стабильного горения, очевидно, должны расширяться, в частности, должны увеличиваться скорости потока, при которых происходит срыв пламени. Этот вывод подтверждается опытом [1—3].

Теоретический анализ стабилизации пламени встречной струей базируется на рассмотренной выше модели течения, к которой применима тепловая теория зажигания горючей смеси [8, 9, 20]. Из предыдущего очевидно, что взаимодействие встречной струи и основного потока горючей смеси можно рассматривать приближенно как процесс обтекания «застойной» зоны сфероидальной формы. Остается сформулировать критические условия зажигания при взаимодействии встречной круглой струи с основным потоком в окрестности лобовой точки B (рис. 3).

В соответствии с выводами тепловой теории зажигания, критическим условием зажигания является равенство: $q_1 = q_2$, где q_2 — тепло, выделяемое реакцией около лобовой поверхности в узкой зоне, а q_1 — тепло, отводимое от этой поверхности теплоотдачей.

В общем случае: $q_1 = \alpha(T_k - T_0)$ или

$$q_1 = \text{Nu}_x \frac{\lambda}{x} (T_k - T_0); \quad (1)$$

$$q_2 = \frac{1}{(T_k - T_0)} \left[2q\lambda \int_{T_\xi}^{T_k} F(c, T) dT \right]^{1/2}. \quad (2)$$

Здесь T_k — температура горения; T_0 — температура горючей смеси перед фронтом горения; λ — коэффициент теплопроводности; q — тепловой эффект реакции; α — коэффициент теплоотдачи; T_ξ — температура наружной границы слоя; $F(c, T)$ — величина, характеризующая скорость химической реакции; x — координата, отсчитанная от лобовой точки вдоль линии тока. В данном случае x — длина дуги, измеряемая вдоль контура сфероидальной поверхности «застойной» зоны; Nu_x — местный критерий Нуссельта.

Для решения задачи в такой постановке необходимо определить зависимость Nu_x от скорости потока $u(x)$ и характеристического размера b и представить в удобной для расчетов форме выражение для теплового потока q_2 . Таким образом, критические условия зажигания сводятся к выполнению равенства:

$$\text{Nu}_x \frac{\lambda}{x} (T_k - T_0) = \frac{1}{(T_k - T_0)} \left[2q\lambda \int_{T_\xi}^{T_k} F(c, T) dT \right]^{1/2}. \quad (3)$$

Однако известно [10], что

$$u_H = \frac{1}{c_p \rho (T_k - T_0)} \left[2q\lambda \int_{T_\xi}^{T_k} F(c, T) dT \right]^{1/2},$$

где u_H — нормальная скорость пламени; c_p — теплоемкость; ρ — плотность.

Поэтому вместо (3) можно написать:

$$\frac{\text{Nu}_x}{x} \approx \frac{u_H}{\lambda/c_p \rho}. \quad (4)$$

Рассмотрим вопрос о теплообмене в лобовой точке и ее окрестности при данном составе смеси, химические свойства которой характеризуются скоростью пламени.

Согласно теории ламинарного пограничного слоя [11, 12] при плоско-параллельном течении вблизи критической точки и при обтекании тела любой формы, в частности, как для плоской, так и для осесимметричной задачи можно написать следующую обобщенную зависимость для коэффициента теплоотдачи:

$$\text{Nu}_x = A \sqrt{\text{Re}_x}, \quad (5)$$

где A — некоторая функция числа Прандтля Pr .

Вводя значение Nu_x в формулу (4) при значении $\text{Pr} = 1$, получим:

$$\frac{u(x)}{x} = \frac{1}{A^2} \frac{u_{\text{н}}^2}{\lambda/c_p \rho}. \quad (6)$$

Установим теперь связь между характеристическими величинами: x и $b/2$, а также между $u(x)$ и u_0 . С этой целью рассмотрим частную задачу — обтекание цилиндра диаметром D потенциальным потоком. В этом случае имеет место следующее распределение скоростей:

$$u(x) = 2u_0 \sin(2x/D), \quad (7)$$

где u_0 — скорость набегающего потока.

Для малых значений x :

$$u(x) \simeq 4u_0 x / D, \quad \text{или} \quad u(x)/x \simeq 4u_0 / D. \quad (8)$$

Используя (8), уравнение (5) в окрестности любой точки легко перевести в следующую зависимость:

$$\text{Nu}_D = A' \sqrt{\text{Re}_D}, \quad (9)$$

где $\text{Nu}_D = \alpha D / \lambda$; $\text{Re}_D = u_0 D / \nu$.

Согласно экспериментальным данным для цилиндра [13]:

$$\text{Nu}_D = 0,6 \sqrt{\text{Re}_D} \quad \text{при} \quad \text{Pr} = 1.$$

Аналогичные результаты получены при обтекании шара.

На основании изложенных выше соображений, а также результатов работ [14, 15], мы приходим к заключению, что при обтекании горючим газом раскаленной сфероидальной «застойной» зоны закон теплоотдачи записывается следующим выражением:

$$\text{Nu}_r = k \sqrt{\text{Re}_r}, \quad (10)$$

где $r = b/2$ и $\text{Re}_r = u_0 r / \nu$.

Поэтому вместо (4) напишем:

$$\sqrt{\text{Re}_r} = \frac{u_{\text{н}} \cdot r}{k \lambda / c_p \rho},$$

или

$$\frac{u_0 r}{\nu} = \frac{1}{k^2} \left(\frac{u_{\text{н}} \cdot r}{a} \right)^2, \quad (11)$$

где $a = \frac{\lambda}{c_p \rho}$.

Из этой формулы можно получить все выводы, уже рассмотренные в ряде работ [6, 8, 9]. В частности, из формулы (11) нетрудно получить следующую зависимость, по которой уже рассчитывался процесс стабилизации пламени поперечной плоской струей [6]:

$$\tau = \frac{r}{u_0} = \frac{k^2 \cdot a}{u_{\text{н}}^2} = \beta \exp\left(\frac{E}{RT_k}\right), \quad (12)$$

где τ — характеристическое время, определяющее критические условия зажигания (τ — сек); β — предэкспоненциальный множитель, зависящий от k и $a = \lambda / c_p \rho$; E — энергия активации, R — газовая постоянная и T_k — температура горения.

Рассмотрим в общем виде зависимость характеристических параметров осесимметричной струи, вытекающей из малого круглого отверстия во встречный поток. Можно предположить, что закон распространения струи принципиально мало отличается от случая распространения струи

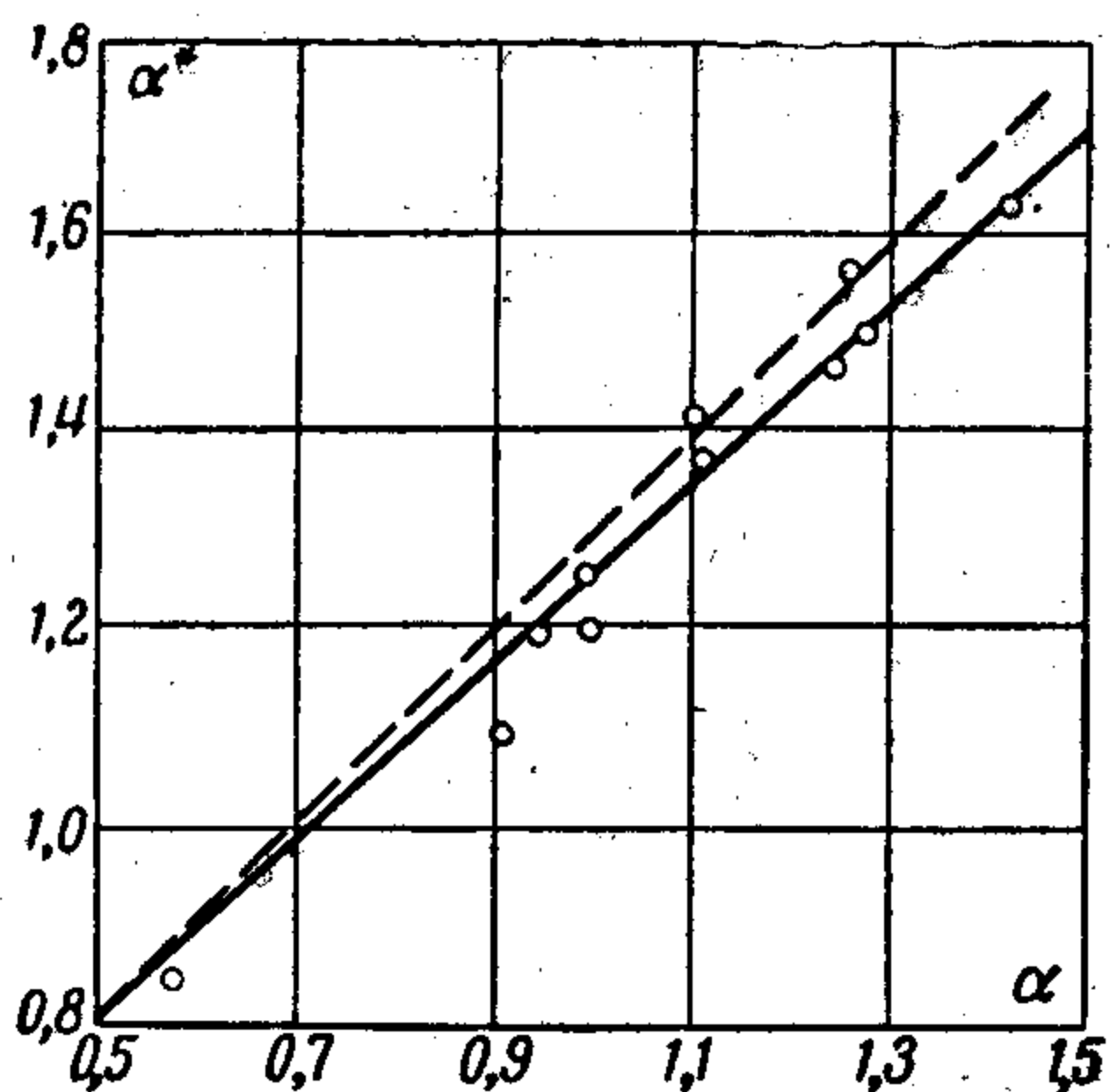


Рис. 4

Рис. 4. Зависимость локального коэффициента избытка воздуха α^* от среднего α в основном потоке

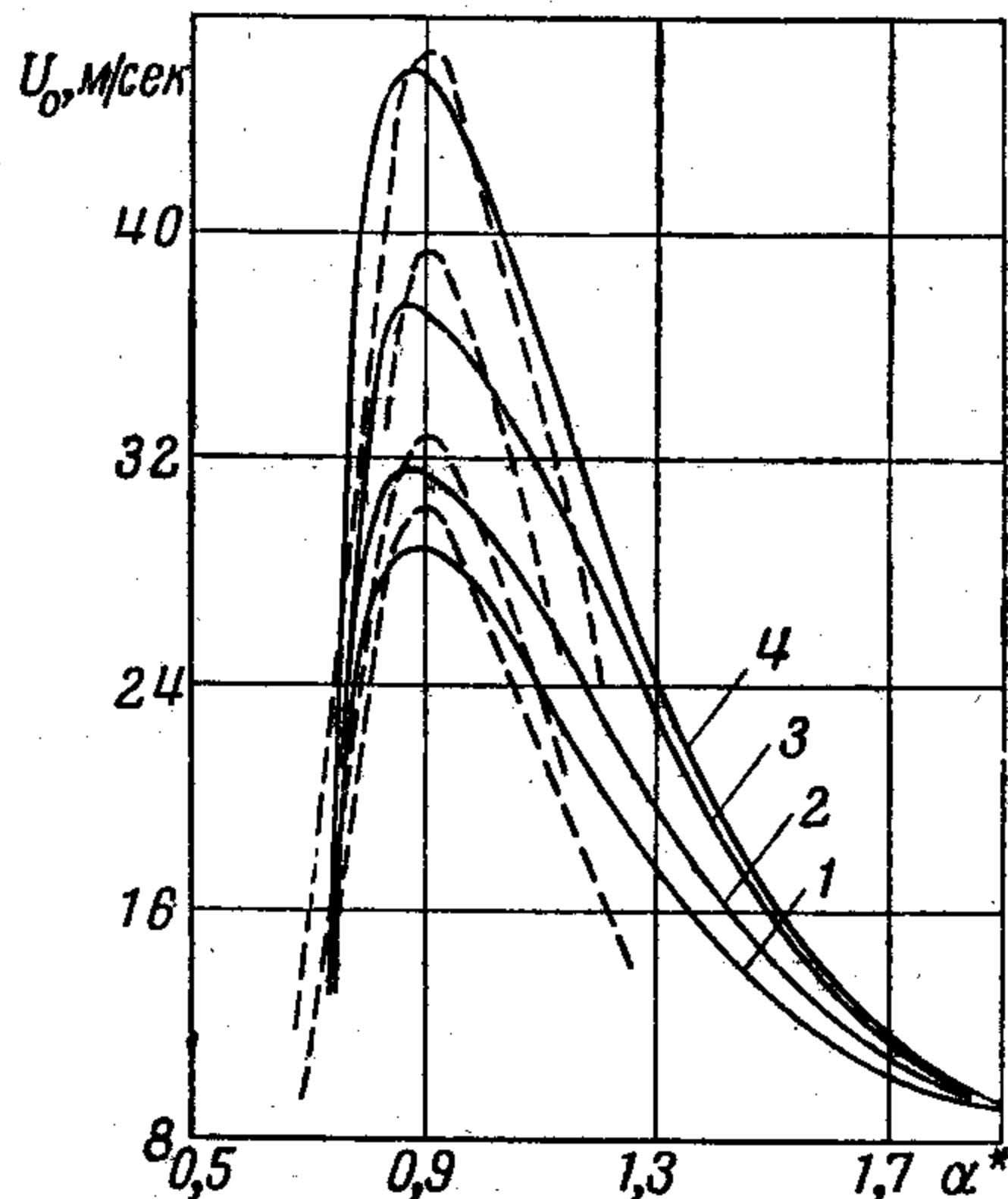


Рис. 5

Рис. 5. Зависимость скоростей срыва пламени от α^* при различных давлениях воздуха в сопле — диаметр сопла $d = 0,6$ мм.

Сплошная линия — эксперимент; пунктирная — расчет. 1 — $P = 1,3$ атм; 2 — 1,8 атм; 3 — 3,1 атм; 4 — 4,5 атм

в неподвижной среде. В частности, остается справедливой зависимость b от L для турбулентной струи [16, 17]:

$$b = cL. \quad (13)$$

Численное значение постоянного коэффициента c в условиях горения практически не должно отличаться от изотермических условий. Экспериментально было установлено [17], что при распространении струи в неподвижной среде $c \approx 0,5$.

Другой важной характеристической величиной является зависимость L/d от отношения массовых скоростей G_1/G_S или от давления P в сопле, из которого вытекает струя с большой скоростью, вплоть до критической, навстречу основному потоку, в котором давление мало отличается от атмосферного (G_1 — массовая скорость струи на единицу поперечного сечения сопла; G_S — массовая скорость основного потока, приходящегося на единицу поперечного сечения основного потока).

Предположим следующий простейший закон зависимости L/d от P :

$$L/d = \xi P^m; \quad (14)$$

ξ — опытный коэффициент.

Тогда вместо формулы (12) можно написать:

$$\tau^* = \varepsilon d P^m / u_0^* = \beta \exp(E / RT_k), \quad (15)$$

где τ^* — характеристическое время, соответствующее условиям срыва пламени, в секундах; $\varepsilon = c\xi/2$ — коэффициент, определяемый из опыта;

P — давление в *ата*; u_0^* — скорость основного потока, при котором происходит срыв пламени в *см/сек*; d — диаметр сопла в *см*.

Из формулы (15) нетрудно определить скорость основного потока, при котором происходит срыв пламени:

$$u_0^* = \varepsilon d P^m / \beta \exp\left(\frac{E}{RT_k}\right). \quad (16)$$

Для данной горючей смеси $T_k = f(\alpha)$, где α — коэффициент избытка воздуха. Однако, как отмечалось выше, процесс стабилизации пламени встречными струями определяется не составом горючей смеси в основном потоке, а локальной концентрацией в обтекаемой сфероидальной «застойной» зоне. Этот вопрос рассмотрен экспериментально [19] и теоретически [21].

Произведенная нами обработка имеющихся экспериментальных данных [18] позволяет установить следующий простейший закон для углеводородо-воздушных смесей:

$$\alpha^* = \alpha + \Delta\alpha, \quad (17)$$

где $\Delta\alpha \approx 0,3$; α^* — локальный коэффициент избытка воздуха; α — средний по основному потоку.

На рис. 4 показана экспериментальная зависимость между α^* и α . Пунктирная линия — простейшая аппроксимация, принятая нами и примененная в ранней работе [19]. Очевидно, что при относительно небольших избытках воздуха α полученный закон для α достаточно удовлетворительно подтверждается опытом. Таким образом, если определены опытные коэффициенты ε , m и известны эффективная энергия активации E для данной углеводородо-воздушной смеси и предэкспоненциальный множитель β , то можно произвести численный расчет областей стабильного горения для данной системы. В частности, для углеводородо-воздушных смесей получена следующая зависимость характеристического времени [6]:

$$\tau \approx 7 \cdot 10^{-8} \exp(35\,500 / RT_k). \quad (18)$$

Зная связь между T_k и α по расчетным или экспериментальным данным, представляется возможным, например, построить по формуле (16) серию срывных скоростей по всей области концентраций α^* при изменении давления в сопле. На рис. 5 представлены экспериментальные и расчетные данные, полученные нами при стабилизации пламени в бензиновоздушном потоке встречной воздушной струей [22]. Расчетные кривые рассчитывались по формуле (16). Результаты свидетельствуют о хорошей сходимости расчета и эксперимента.

Автор выражает благодарность чл.-корр. АН СССР Л. Н. Хитрину за обсуждение результатов работы.

Энергетический институт
им. Г. М. Кржижановского

Поступила в редакцию
13 VII 1963

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Schaeffer, A. Cambel, *Jet Prop.*, 25, № 6, 284, 1955; *Jet. prop.*, 26, № 7, 576, 1956.
2. G. Agoston, A. Woon, T. Witherly, *Combustion and Flame. Quart. Journ. of the Comb. Inst.*, 2, № 4, 1958.
3. A. Cambel, *Combustion and Propulsion. Third AGARD Colloq.*, 1958.
4. Л. А. Вулис, Г. П. Леонтьева, *Изв. АН КазССР. Сер. энерг.*, вып. 9, 1955; *Труды совещания по прикладной газовой динамике*, Изд. АН КазССР, 1959.
5. Х. Н. Суи, Ю. В. Иванов, *Изв. АН ЭстССР. Сер. техн. и физ.-мат. наук*, 8, № 2, 1959.

6. С. А. Гольденберг, Инж.-физ. ж., 3, № 3, 1960.
 7. R. Fail, IX Congres Intern. de Maechanique, 1, 420, 1957.
 8. Л. Н. Хитрин, С. А. Гольденберг, Докл. АН СССР, 103, №№ 2, 3, 5, 1955.
 9. С. А. Гольденберг, Л. Н. Хитрин, Изв. АН СССР. Отд. техн. н., № 3, 1957.
 10. Н. Н. Семенов. Успехи физ. наук, 24, вып. 4, 1940.
 11. Г. Шлихтинг, Теория пограничного слоя, М., 1956.
 12. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Механика сплошных сред, М., 1953.
 13. Г. Гребер, С. Эрк, У. Григуль, Основы учения о теплообмене, 1958.
 14. Л. Н. Хитрин, Инж.-физ. ж., 2, № 5, 1959.
 15. В. П. Мотулевич, Инж.-физ. ж., 2, № 5, 1960.
 16. Г. Н. Абрамович, Теория турбулентных струй, Физматгиз, 1960.
 17. Бай Ши-и, Теория струи. Гос. изд. Ф. и М. лит., М., 1960.
 18. A. E. Fuhs, A. R. S. Journal, 30, № 3, 238, 1960.
 19. В. Н. Иевлев, С. А. Гольденберг, Инж.-физ. ж., 5, № 7, 1962.
 20. Л. Н. Хитрин, Теория горения потока газовых смесей и критические характеристики его зажигания. Теория и практика сжигания газа (труды научно-технического совещания). Гостоптехиздат, 1958.
 21. Л. Н. Хитрин. Инж.-физ. ж., 6, № 1, 1963.
 22. С. А. Гольденберг, Л. С. Соловьева, Изв. АН СССР, Энергетика и транспорт, № 1, 1964.
-