

ОСОБЕННОСТИ ГОРЕНИЯ ГАЗА В УЗКОМ НАГРЕТОМ КАНАЛЕ

К. Марута¹, Дж. К. Парк², К. С. Ох², Т. Фуджимори³, С. С. Минаев⁴,
Р. В. Фурсенко⁴

¹Институт гидродинамики, Университет Тохоку, Сендай, Япония, maruta@ifs.tohoku.ac.jp

²Корейский Институт науки и передовых технологий, Тайджон, Корея

³Исследовательская лаборатория Исикавадзима — Харима тяжелой промышленности, Япония

⁴Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Исследовались особенности горения газа в малоразмерной трубке, нагреваемой внешним источником тепла. Внутренний диаметр трубки 2 мм, что немного меньше критического диаметра, определенного при нормальных условиях для стехиометрической метановоздушной смеси. Исследовались характеристики горения в трубке в зависимости от состава смеси и расхода газа. Эксперименты, выполненные с U-образной кварцевой трубкой с температурой стенок ≈ 1000 °С, показали возможность существования стабильного пламени метановоздушной смеси с эквивалентным отношением в пределах $0,05 \div 1,9$ и при скоростях потока газа до 150 см/с. При составах смеси, далеких от предельных значений для свободного пламени, и при низких скоростях потока газа наблюдались пульсации пламени. Предложена простая аналитическая модель, предсказывающая пульсации пламени на основе линейного анализа устойчивости стационарных решений.

Ключевые слова: микрогорение, горелка «Swiss roll», горение с избытком энтальпии.

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время возрос интерес к созданию миниатюрных энергопреобразующих устройств, представляющих собой комбинацию малоразмерной камеры сгорания и устройства, преобразующего тепло горения в электрическую энергию. Такие устройства, использующие тепло сгорания углеводородных топлив, потенциально могли бы иметь большую энергоемкость при одинаковой массе и размерах по сравнению с традиционными электрическими аккумуляторами [1–3].

В то же время недостаток фундаментальных знаний о процессах горения в пределах микромасштабов препятствует созданию малоразмерных камер сгорания. С уменьшением размера камеры сгорания возрастает отношение поверхности камеры к ее объему, что приводит к увеличению теплотерь из пламени и трудностям организации устойчивого горения. Одним из возможных путей преодоления этих трудностей может быть повышение температуры стенок горелочного устройства за счет

тепловой рециркуляции, так, например, как это происходит в горелке «Swiss roll» [4, 5].

В горелках с тепловой рециркуляцией можно уменьшить общие тепловые потери в окружающую среду. Такой способ организации процесса получил название горения с избытком энтальпии. По-видимому, можно организовать устойчивое горение в малоразмерных устройствах с подобным способом тепловой регенерации даже при работе с бедными смесями газов.

Основные механизмы горения газов в системах с рециркуляцией тепла могут быть выяснены из исследования горения газов в узком канале с нагретыми стенками. Эта система представляет собой простую модель устройства с рециркуляцией тепла. Поэтому исследование особенностей горения в нагретом микроканале важно для понимания процессов в малоразмерных горелочных устройствах. Конечно, при горении в системе с избытком энтальпии, такой как горелка «Swiss roll», стенки камеры нагреваются самими продуктами сгорания. В этом случае генерация и рециркуляция тепла — связанные процессы, влияющие друг на друга сложным образом. На первом этапе исследования особенностей горения в малоразмерных системах можно разделить процессы регенерации тепла и горения и тем самым упростить экспериментальную модель до труб-

¹Institute of Fluid Science, Tohoku University Katahira, Aoba, Sendai 980-8577 Japan.

²Korea Advanced Institute of Science and Technology, Taejeon, Korea.

³Research Laboratory Ishikawajima — Harima Heavy Industry, Co. Ltd., Japan.

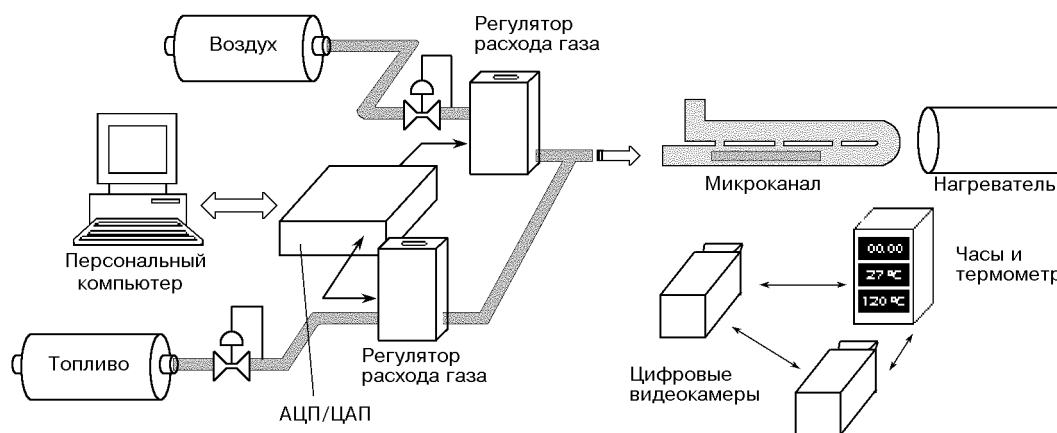


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

ки, нагреваемой внешним источником тепла.

Поскольку характерное время установления теплового равновесия в стенках горелочного устройства обычно больше характерного времени установления теплового равновесия в газовой фазе и характерного времени горения, то можно предположить, что предлагаемое упрощение не повлияет на физический механизм изучаемых явлений.

В работе исследовалось горение метановоздушных смесей в узкой трубке, подогреваемой внешним источником тепла. Диаметр трубки меньше критического диаметра, определенного при нормальных условиях для исследуемой смеси. Экспериментально исследовалось динамическое поведение пламени, пределы его существования и условия стабилизации. Предложена простая аналитическая модель, описывающая наблюдаемые явления.

ЭКСПЕРИМЕНТ

На рис. 1 показана схема эксперимента. В качестве модели микроканала выбрана кварцевая трубка, нагреваемая внешним источником тепла. В реальном горелочном устройстве с противоточным теплообменом, таком как, например, горелка «Swiss roll», свежая смесь подогревается теплом, выделяемым в ходе горения. В данной экспериментальной модели горение и передача тепла к свежей смеси — два независимых процесса. Это дает возможность детально исследовать процесс стабилизации пламени в системах с тепловой регенерацией.

В экспериментах метан и воздух, проходя через электронные расходомеры, смешивались и подавались на вход в микроканал. Данные о составе смеси и расходах газа контролировались с помощью персонального компьютера и аналого-цифрового преобразователя. Использование кварцевой трубки позволяло визуально наблюдать за процессом. Исследования проводились со следующими конфигурациями каналов: прямая цилиндрическая трубка и U-образная цилиндрическая трубка. Последняя представляет собой простейший вариант линейной горелки «Swiss roll», и в этом случае часть тепла от горения передается через стенки трубки в свежую смесь. Во всех случаях внутренний диаметр канала равен 2 мм, что немного меньше гасящего диаметра для стехиометрической метановоздушной смеси. Трубка подогревалась внешним электрическим нагревателем в виде цилиндрического кольца. В тот момент, когда внутренние стенки трубки нагревались до температуры, близкой к температуре самовоспламенения, внутри трубки начинались интенсивные химические реакции. Поскольку излучение нагревателя мешало визуальным наблюдениям за пламенем, его быстро удаляли после инициирования пламени (см. рис. 1). После удаления нагревателя пламя существовало достаточно долго из-за большой теплоемкости стенок кварцевой трубки. Например, его можно было наблюдать более 30 с, в течение которых стенки трубки охлаждались путем естественной конвекции. Нестационарное поведение пламени регистрировалось обычной видеокамерой непосредственно.

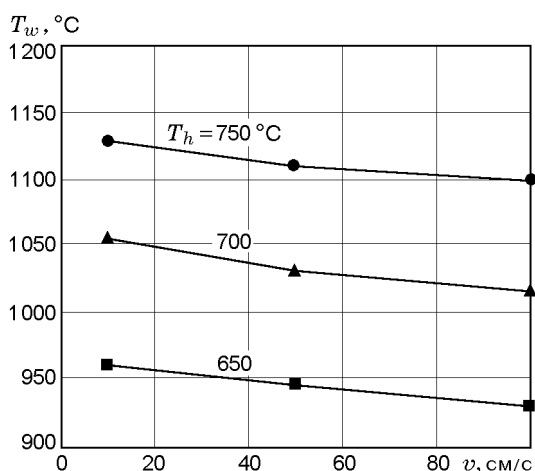


Рис. 2. Температура стенок кварцевой трубки

ственно после удаления нагревателя. Поскольку интенсивность свечения пламени при горении очень бедных или очень богатых смесей газов низка, для регистрации применялась высокочувствительная камера с ультрафиолетовым полосовым фильтром (310 нм).

В экспериментах измеряли температуру стенки кварцевой трубки (T_w) и температуру наружной поверхности электрического нагревателя (T_h). На первом этапе измерений устанавливалась связь между этими температурами с тем, чтобы в дальнейшем использовать результаты измерения T_h для расчета температуры T_w . Корректность определения температуры стенок трубки по температуре наружной поверхности обогревателя проверялась в дополнительных экспериментах, в которых вместо горючей смеси использовался воздушный поток. Точность такого способа измерения температуры стенок трубки ± 15 °C из-за влияния скорости воздушного потока на результаты измерений. Результаты независимых измерений T_h и T_w при различных значениях скорости воздуха показаны на рис. 2.

НАБЛЮДЕНИЯ ПЛАМЕНИ

Предварительные эксперименты с U-образной трубкой были выполнены при заданной средней скорости потока $v = 40$ см/с для разных составов горючей смеси. В этих экспериментах пламя стабилизировалось в области температурного градиента перед электрическим нагревателем. Для смесей с коэффициентом избытка топлива $\varphi < 1,2$ наблюда-

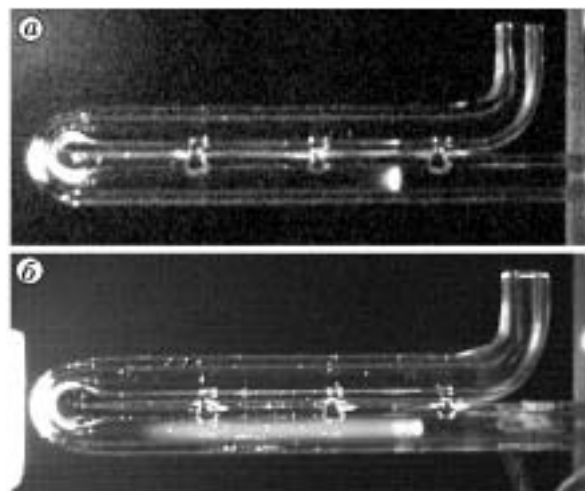


Рис. 3. Фотография пламени в U-образной трубке:

скорость горючего газа на входе в трубку 40 см/с, коэффициент избытка топлива $\varphi = 1,2$ (а) и 1,3 (б)

лось обычное голубое пламя. Фотография пламени при горении смеси с $\varphi < 1,2$ показана на рис. 3, а. После удаления нагревателя пламя очень медленно смещалось вниз по потоку и с уменьшением температуры стенок трубки гасло. Для смесей с $\varphi < 0,3$ видимая область химических реакции выглядела очень широкой и слабосветящейся.

В случае $\varphi = 1,3 \div 1,5$ видимая зона реакций отличалась от той, что характерна для обычного пламени с таким составом. По визуальным наблюдениям видимая ширина реакционной зоны равна нескольким сантиметрам (см. рис. 3, б). Поскольку обычная камера не могла разрешить быстрые движения (наибольшая частота кадров для такой камеры примерно 1/60 с), для дальнейших исследований использовалась высокоскоростная ультрафиолетовая высокочувствительная камера. Последовательные фотографии пламени, сделанные с помощью этой камеры, представлены на рис. 4. Анализ фотографий показал, что излучение радикала ОН возникает на расстоянии $2 \div 3$ см вниз по потоку от предшествующего места затухания излучения ОН. Затем светящаяся зона смещается вверх по потоку со скоростью $\approx 2 \div 3$ м/с и снова затухает в области выше по потоку. Периодический процесс затухания и иницирования свечения происходит примерно $40 \div 60$ раз в секунду.

Самовозбуждение светящейся зоны мож-



Рис. 4. Последовательные снимки, сделанные скоростной камерой в ультрафиолетовом диапазоне

но рассматривать как задержку воспламенения смеси, окруженной горячими стенками, в то время как затухание пламени выше по потоку можно связать с погасанием пламени из-за теплопотерь в холодные стенки трубки. Однако детальный механизм этого явления требует дальнейшего исследования, потому что более бедные смеси характеризуются устойчивым поведением при низком значении коэффициента избытка топлива.

ПРЕДЕЛЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАМЕНИ ПРИ ГОРЕНИИ В УЗКОЙ ТРУБКЕ

На рис. 5 показаны границы существования устойчивого горения и пульсаций пламени в зависимости от средней скорости потока газа и состава смеси. Эти зависимости построены как для U-образной, так и для прямой трубки. В обоих случаях температура сна-

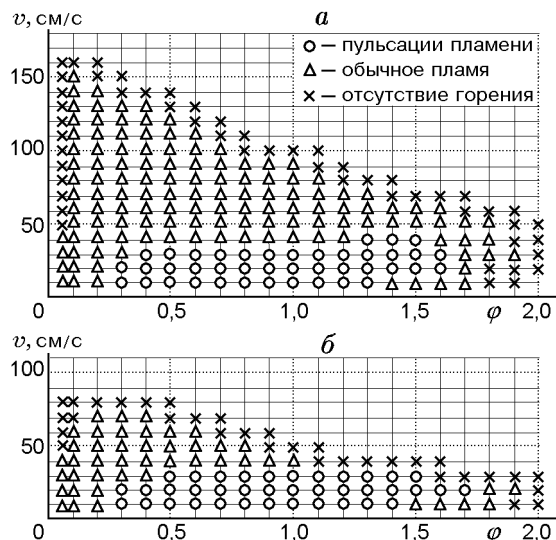


Рис. 5. Области пульсаций пламени и устойчивого горения для U-образной (а) и прямой (б) трубок

ружи нагревателя T_h была $750\text{ }^\circ\text{C}$, что соответствовало температуре стенок канала $T_w = (1120 \pm 10)\text{ }^\circ\text{C}$. Область существования горения в плоскости «скорость потока газа — состав смеси» шире в случае U-образной трубки. Пламя могло стабилизироваться на изгибе трубки или даже вверху по потоку от изгиба. Свежая смесь дополнительно подогревалась от продуктов горения. В дальнейшем термин «зона реакции» используется и для описания горения бедных смесей, несмотря на возможное отличие структуры зоны реакции от структуры тонкой зоны химической реакции нормального пламени, которое описано в предыдущем параграфе. Колебания реакционной зоны наблюдались при низких скоростях потока и составах смеси, близких к стехиометрическому.

По-видимому, горелки, в которых используется конвективный метод рециркуляции тепла, как в U-образной трубке, могли бы успешно применяться в малоразмерных системах, поскольку в экспериментах можно было бы организовать устойчивое горение смесей с эквивалентными отношениями в пределах $\Phi = 0,05 \div 1,9$ и при скоростях потока газа до 150 см/с . На рис. 6 показаны границы существования пламени для разных температур стенок канала T_w . Область существования горения сужается с уменьшением температуры стенок, и при $T_h = 650\text{ }^\circ\text{C}$ горение полностью прекращается. Этой температуре соответствует темпера-

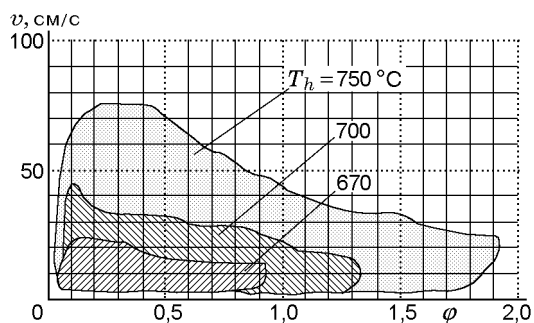


Рис. 6. Пределы распространения пламени в прямом канале

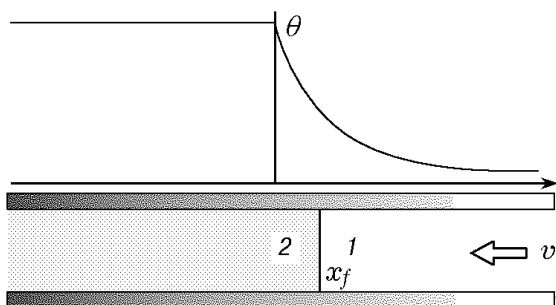


Рис. 7. Распределение температуры стенок канала (θ) и схема пламени:

1 — свежая смесь, 2 — продукты сгорания, x_f — координата фронта пламени

тура стенки $T_w \approx 960 \div 990 \text{ }^\circ\text{C}$, которую можно рассматривать как критическую для метановоздушных смесей в канале данной геометрии.

МОДЕЛЬ КОЛЕБАНИЙ ПЛАМЕНИ

Выше отмечалось, что механизм пульсаций пламени требует дополнительного исследования, которое могло бы объяснить зафиксированное в экспериментах повторяющееся потухание пламени вверху по потоку. Ниже приведены результаты аналитического исследования, выполненного в рамках классической модели горения газа в узком канале, модифицированной для канала с неоднородно нагретыми стенками. Предполагается, что диаметр канала меньше критического, определенного при комнатной температуре.

Математическая модель

На рис. 7 показана схема пламени в плоском канале с неоднородно нагретыми стенками. Предполагается, что профиль температуры сформирован внешним источником тепла

и остается неизменным со временем. Как и в классической постановке, используются приближения о постоянной плотности, теплоемкости и теплопроводности газа. Одномерные безразмерные уравнения для температуры и концентрации недостающего компонента смеси имеют вид

$$\frac{\partial T_{1,2}}{\partial t} = \frac{\partial^2 T_{1,2}}{\partial x^2} + V \frac{\partial T_{1,2}}{\partial x} - \Omega(T_{1,2} - \theta(x)), \quad (1)$$

$$\frac{\partial C_1}{\partial t} = \frac{1}{Le} \frac{\partial^2 C_1}{\partial x^2} + V \frac{\partial C_1}{\partial x}, \quad C_2 \equiv 0.$$

Здесь безразмерное время t измеряется в единицах α/U_b^2 , безразмерная пространственная координата x — в единицах α/U_b , где α — температуропроводность газа, U_b — адиабатическая скорость плоского пламени. Концентрация недостающего компонента смеси C измеряется в единицах C_0 — концентрации недостающего компонента в свежей смеси. Температура стенок канала θ и температура газа T измеряются в единицах адиабатической температуры пламени T_b . Нижние индексы 1 и 2 относятся соответственно к свежей смеси и продуктам сгорания. Скорость газа V измеряется в единицах U_b , $Le = \alpha/D$ — число Льюиса, где D — коэффициент диффузии недостающего компонента. В дальнейшем используются следующие значения параметров: $T_b = T_0 + \frac{Q}{c_p} C_0$, $U_b = B \exp\left(-\frac{E}{2RT_b}\right)$, $T_0 = 300 \text{ К}$, $Q/c_p = 40\,000 \text{ К}$, $E/R = 15\,000 \text{ К}$, $B = 1\,500 \text{ м/с}$, которые приближенно соответствуют случаю бедных метановоздушных смесей [6]. Безразмерный параметр теплообмена $\Omega = 4Nu/Pe^2$ связан с числом Нуссельта $Nu = \alpha d_0/\lambda_g$ и числом Пекле $Pe = U_b d_0/\alpha$, которые определяются для канала высотой d_0 (здесь α — коэффициент теплообмена, λ_g — теплопроводность газа). Граничные условия для уравнений (1) вдали от пламени имеют следующий вид:

$$x \rightarrow +\infty: \quad T_1 \rightarrow \sigma, \quad C_1 \rightarrow 1, \quad \theta \rightarrow \sigma, \quad (2)$$

$$x \rightarrow -\infty: \quad T_2 \rightarrow \Theta, \quad \theta \rightarrow \Theta > \sigma,$$

$\sigma = T_0/T_b$, $\Theta = T_w/T_b$, где T_0 — начальная температура свежей смеси, T_w — температура стенок на горячем конце канала. Граничные

условия на фронте пламени $x = x_f(t)$ имеют вид

$$T_1 = T_2 = T_f(t), \quad C_1 = 0, \\ \frac{1}{Le} \frac{\partial C_1}{\partial x} = \exp \left\{ \frac{N}{2} \left(1 - \frac{1}{T_f(t)} \right) \right\}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial T_2}{\partial x} - \frac{\partial T_1}{\partial x} = \frac{1 - \sigma}{Le} \frac{\partial C_1}{\partial x}.$$

Здесь $N = E/RT_b$ — безразмерная энергия активации химической реакции. Распределение температуры стенки канала описывается формулой

$$\theta(x) = \begin{cases} \sigma + (\Theta - \sigma) \exp(-\eta x), & x > 0, \\ \Theta, & x < 0, \end{cases} \quad (4)$$

где $\eta = \frac{\alpha_s}{U_b} \eta_0$, $1/\eta_0$ — характерный пространственный масштаб изменения температуры стенок канала, α_s — теплопроводность стенки. Температурное распределение, задаваемое выражением (4), качественно согласуется с экспериментально наблюдаемым.

Стационарные решения

В стационарном случае уравнения (1) с граничными условиями (2), (3) имеют следующее решение:

$$C_{1,st} = 1 - \exp(-VLe(x - x_{f,st})), \quad (5)$$

$$T_{1,2,st} = \exp(\lambda_{1,2}(x - x_f))(T_{f,st} - \Omega G_{1,2}(x)),$$

где

$$G_{1,2}(x) = \int_0^{x-x_f} \exp(-(V + 2\lambda_{1,2})\xi) \times \\ \times \int_{\pm\infty}^{\xi} \exp((V + \lambda_{1,2})\eta)\theta(\eta + x_{f,st}) d\eta d\xi,$$

$$\lambda_{1,2} = -\frac{V}{2} \mp \sqrt{\frac{V^2}{4} + \Omega}.$$

Подставляя (5) в (3), получаем систему алгебраических уравнений для координаты фронта пламени $x_{f,st}$ и температуры пламени $T_{f,st}$:

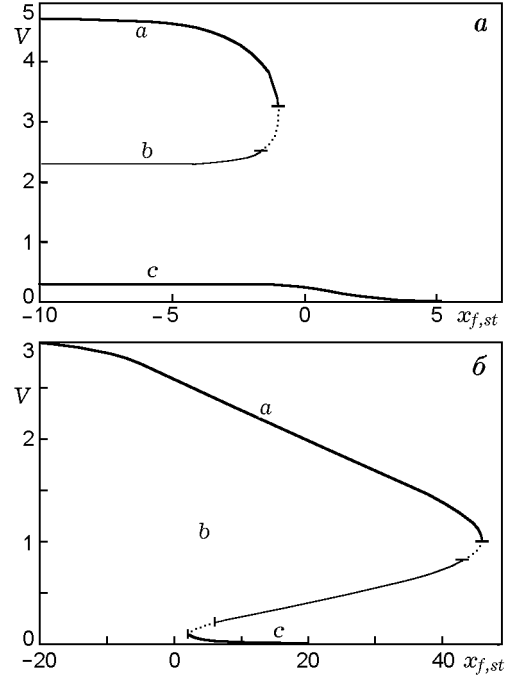


Рис. 8. Зависимость $V(x_{f,st})$ при $Le = 0,9$, $Nu = 20$, $T_w = 1000$ К, $\eta_0 = 1,5$ см⁻¹, $d_0 = 0,2$ см и $\sigma = 0,23$ (а) и $0,17$ (б):

сплошные толстые линии — устойчивые ветви расчетных зависимостей $V(x_{f,st})$, сплошные тонкие — неустойчивые, пунктирные — пульсационно неустойчивые

$$T_{f,st}(\lambda_2 - \lambda_1) + \Omega \left[\int_{+\infty}^0 \exp(V + \lambda_1)\theta(\eta + x_{f,st}) d\eta - \int_{-\infty}^0 \exp(V + \lambda_2)\theta(\eta + x_{f,st}) d\eta \right] = (1 - \sigma)V, \quad (6)$$

$$T_{f,st} = \frac{1}{1 - \frac{2}{N} \ln V}.$$

Из численного решения (6) найдены две типичные конфигурации кривых, описывающих положение фронта пламени $x_{f,st}$ в зависимости от скорости смеси V . Эти зависимости показаны на рис. 8. На рис. 8,а зависимость $V(x_{f,st})$ имеет вид двух отдельных кривых, которые получаются в случае горения бедных смесей. Зависимость $V(x_{f,st})$ на рис. 8,б имеет зигзагообразную форму, характерную для богатых смесей газов. Поскольку расстояние между стенками канала в обоих случаях меньше крити-

ческого диаметра, определенного для начальной температуры σ , то существование пламени невозможно без дополнительного подогрева смеси. Стенки трубки подогревают свежий газ, что ведет к увеличению нормальной скорости и стабилизации пламени в подогретой части трубки [7]. Фронт пламени может находиться в одной и той же точке пространства при различных значениях скорости потока газа (см. рис. 8). При этом верхняя часть зависимости $V(x_{f,st})$ (a на рис. 8) может быть ассоциирована с «нормальным» пламенем. Это решение соответствует классическому устойчивому решению задачи о пламени с теплотерями [8]. Промежуточная ветвь b соответствует неустойчивому низкоскоростному классическому решению задачи о неадиабатическом пламени. Расчеты по уравнению (6) показали, что существует режим горения при малых значениях скорости газа. Он описывается ветвью c на рис. 8 и характеризуется малой скоростью потока газа и пониженной температурой пламени, поэтому такое пламя может быть названо «слабым». Этот режим характеризуется тем, что температура газа близка к температуре стенок всюду, кроме узкой зоны в окрестности пламени. С другой стороны, решения, описывающие «слабое» пламя, получены в рамках модели, предполагающей существование бесконечно узкой зоны химических реакций. При малой скорости движения газа возможно реагирование горючей смеси до ее поступления в зону интенсивных химических реакций. В этом случае желательно проверить корректность классической модели, используемой в данном исследовании, для описания низкоскоростного режима.

Линейный анализ устойчивости

Устойчивость стационарных решений, описанных в предыдущем параграфе, исследовалась по отношению к малым возмущениям с экспоненциальной скоростью роста ω . Возмущенные решения искались в виде

$$\begin{aligned} T_{1,2} &= T_{1,2,st} + \tilde{T}_{1,2} \exp(\omega t), \\ C_1 &= C_{1,st} + \tilde{C}_1 \exp(\omega t), \end{aligned} \quad (7)$$

$$T_f = T_{f,st} + \tilde{T}_f \exp(\omega t), x_f = x_{f,st} + \tilde{x}_f \exp(\omega t),$$

где возмущения обозначены тильдой. Подставляя выражения (7) в уравнения (1), находим

решения уравнений (1) для $\tilde{T}_{1,2}(x)$ и $\tilde{C}_1(x)$: $\tilde{T}_{1,2}(x) = a_{1,2} \exp(\tilde{\lambda}_{1,2}x)$, $\tilde{C}_1(x) = a_3 \exp(\tilde{\mu}x)$, где $\tilde{\lambda}_{1,2} = -V/2 \mp \sqrt{V^2/4 + \Omega + \omega}$, $\tilde{\mu} = -VLe/2 - \sqrt{V^2Le^2/4 + \omega Le}$. Далее, подставляя эти решения в линеаризованные граничные условия (3) и исключая константы a_1 , a_2 , a_3 , \tilde{x}_f , \tilde{T}_f , получаем дисперсионное уравнение для ω :

$$\begin{aligned} (\tilde{\lambda}_1 - \tilde{\lambda}_2) \left(\frac{dT_{1,st}}{dx} \Big|_{x=x_{f,st}} + \frac{2T_{f,st}^2}{N} (\tilde{\mu} + LeV) \right) + \\ + \frac{1 - \sigma}{Le} (\tilde{\mu} - \tilde{\lambda}_2 + V(Le - 1)) \frac{dC_{1,st}}{dx} \Big|_{x=x_{f,st}} = 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Уравнение (8) решалось численно относительно скорости роста возмущений ω с тем, чтобы выделить неустойчивые ($\text{Re}(\omega) > 0$) и устойчивые ($\text{Re}(\omega) < 0$) ветви зависимости $V(x_{f,st})$.

Расчеты показали, что для ветви a реальная часть скорости роста отрицательна, а мнимая часть отсутствует (см. рис. 8). Таким образом, этот режим является устойчивым, что совпадает с выводами классической теории об устойчивости высокоскоростного режима распространения неадиабатического пламени. С другой стороны, из расчетов следует, что скорость роста возмущений для решений, описываемых ветвью b на рис. 8, имеет положительную реальную часть и является неустойчивой.

Численное решение уравнения (8) показало, что в некоторых интервалах скорости вблизи точки поворота на рис. 8, a и между ветвями a , b и b , c на рис. 8, b существуют решения с ненулевой мнимой и положительной реальной частями (пунктирные линии на рис. 8). Зависимости реальной и мнимой частей скорости роста от скорости газа приведены на рис. 9. Эти результаты свидетельствуют о возможности возбуждения колебаний (при условии, что нелинейные эффекты приведут к ограничению амплитуды колебаний), которые могут проявиться в указанных интервалах скорости потока газа, расположенных вблизи точек поворота. Последние являются точками бифуркации. Дальнейшие расчеты показали, что решения, соответствующие «слабому» пламени (ветви c на рис. 8), устойчивы.

Область устойчивого горения и область, где возможны пульсации пламени, показаны на рис. 10. Устойчивое горение существует при больших скоростях газа и соответствует

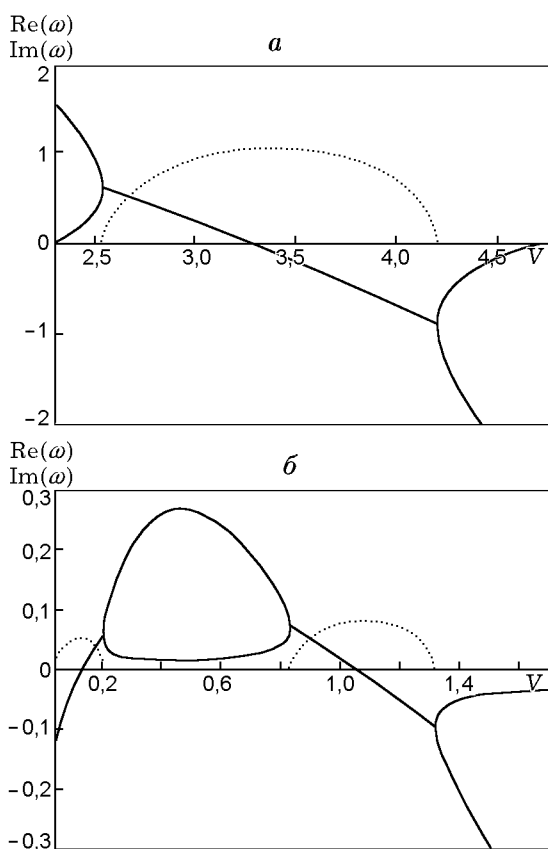


Рис. 9. Зависимости безразмерных значений мнимой ($\text{Im}(\omega)$, пунктирная линия) и реальной ($\text{Re}(\omega)$, сплошная линия) частей скорости роста возмущений от скорости газа при $\text{Le} = 0,9$, $\text{Nu} = 20$, $T_w = 1000 \text{ K}$, $\eta_0 = 1,5 \text{ cm}^{-1}$, $d_0 = 0,2 \text{ cm}$ и $\sigma = 0,23$ (а) и $0,17$ (б)

нормальному пламени. С уменьшением скорости потока горючей смеси возможны пульсации пламени. При очень малых скоростях газа теория предсказывает возможность существования устойчивого горения.

Отметим, что осцилляции пламени существуют только в том случае, когда диаметр канала меньше критического. Можно предположить, что такая неустойчивость относится к тому же типу, который был описан в работе [9] применительно к каналу переменного сечения. Согласно теоретическим предсказаниям, пульсации пламени происходят при умеренных значениях скорости газа, в то время как устойчивое пламя может существовать при малых и при больших значениях скорости потока газа. Эти выводы не противоречат экспериментальным данным, приведенным в предыдущих параграфах. Экспериментально наблюдаемые ос-

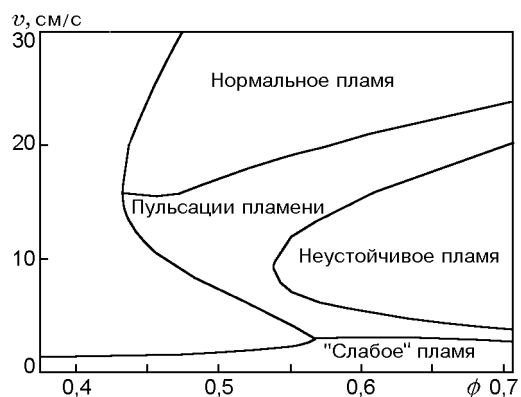


Рис. 10. Области существования нормального, пульсирующего и устойчивого «слабого» пламен

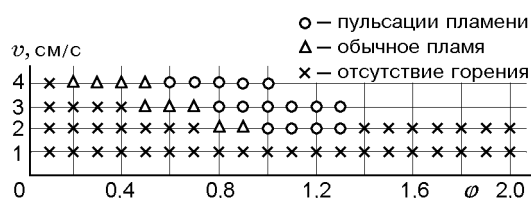


Рис. 11. Характеристики пламени в области малых значений скорости потока газа (прямой канал)

цилляции пламени можно рассматривать как повторяющееся погасание пламени и самовоспламенение. В рамках аналитической модели осцилляции могут быть вызваны переходом с устойчивой ветви на неустойчивую.

Поскольку при осцилляциях пламени зона тепловыделения получается широкой и с низкой температурой, это позволит, по-видимому, создать эффективный пространственно-однородный низкотемпературный источник тепла, который может найти различные практические приложения в тех областях, где ранее процессы горения никогда не использовались.

Для того чтобы проверить предсказания теории о возможности существования горения при очень малых скоростях газа (см. рис. 8), были выполнены дополнительные эксперименты. Максимальная скорость потока в экспериментах ограничивалась возможностями расходомеров и составляла примерно 4 cm/s для бедных смесей и немного меньше для богатых смесей. Результаты экспериментов, приведенные на рис. 11, показывают, что устойчивые пламена действительно существуют при очень

малых скоростях потока газа, которые были ниже значений, соответствующих пульсирующему пламени. Хотя количественное соответствие между экспериментальными данными, приведенными на рис. 11 и рис. 5,б, и предсказаниями теории (см. рис. 10) не идеально, простая аналитическая модель все же передает основные черты рассматриваемой системы. Конечно, применимость классической модели, предполагающей существование бесконечно узкой зоны химической реакции, к описанию низкоскоростного режима требует дополнительного исследования. Одной из возможностей проверить выводы аналитической теории могло бы стать численное моделирование с детальной кинетикой химических реакций, которое позволило бы выявить новые особенности рассматриваемой системы.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследовано горение метановоздушных смесей в микроканале с внешним подогревом. Устойчивое горение наблюдалось даже для смесей, чей состав был за пределами существования пламени при нормальных условиях. Кроме стационарного пламени обнаружено существование пульсирующего пламени при малых расходах газа. Пульсации пламени, имеющие вид чередующихся воспламенений и погасаний, с точки зрения аналитического подхода представляют собой переходы из устойчивого в неустойчивое состояние пламени. Стационарные устойчивые режимы горения, предсказываемые теорией, наблюдались в эксперименте.

Авторы признательны проф. Т. Ниока, проф. Ш. Марияма, проф. Х. Кобаяши из Университета Тохоку за плодотворные дискуссии,

господину С. Хасегава за техническую помощь в подготовке рукописи и господину Т. Катаока за помощь в проведении эксперимента. Работа частично поддержана Японским космическим обществом (JSF).

ЛИТЕРАТУРА

1. **Fernandez-Pello A. C.** Micro-power generation using combustion: issues and approaches // Twenty-Ninth Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh: The Combustion Inst., 2002. P. 883–899.
2. **Sitzki L., Borer K., Wussow S., et al.** Microscale combustion and electrical power generation // AIAA Paper. 2001. P. 1087.
3. **Vican J., Gajdeczko B. F., Dryer F. L., et al.** Development of a microreactor as a thermal source for MEMS power generation // Twenty-Ninth Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh: The Combustion Inst., 2002. P. 906–916.
4. **Lloyd S. A. and Weinberg F. J.** A burner for mixtures of very low heat content // Nature. 1974. V. 251, September. P. 47–49.
5. **Jones A. R., Lloyd S. A., and Weinberg F. J.** Combustion in heat exchangers // Proc. Roy. Soc. Lond. 1978. V. A369. P. 97–115.
6. **Buckmaster J. D.** The effects of radiation on stretched flames // Combust. Theory Modelling. 1997. N 1. P. 1–11.
7. **Замашников В. В., Минаев С. С.** Пределы распространения пламени в узком канале при фильтрации газа // Физика горения и взрыва. 2001. Т. 37, № 1. С. 25–31.
8. **Зельдович Я. Б.** Теория распространения тихого пламени // ЖЭТФ. 1941. Т. 11, вып. 1. С. 159–168.
9. **Минаев С. С., Бабкин В. С.** Распространение пламени в канале переменного сечения при фильтрации газа // Физика горения и взрыва. 2001. Т. 37, № 1. С. 16–24.

Поступила в редакцию 13/Х 2003 г.