

Таким образом, в настоящей работе экспериментально изучено влияние многоточечного зажигания на динамику сгорания бедных водородовоздушных смесей в замкнутом сосуде. Найдено, что при переходе от одного к двум источникам зажигания сгорание заметно интенсифицируется, однако при дальнейшем увеличении их числа до пяти характерное время протекания процесса изменяется слабо. При расположении источников один над другим с шагом 20 см общая картина изменения давления во времени близка к случаю одного источника.

ЛИТЕРАТУРА

1. Moore S. R., Weiberg F. J. A study of the role of radiative ignition in the propagation of large explosions // Proc. Roy. Soc. (Lond.).— 1983.— А 385, N 1789.— P. 373—387.
2. Баратов А. Н., Горев В. А., Голенев А. И. Анализ механизмов ускорения горения при аварийных взрывах // Горение гетерогенных и газовых систем: Материалы VIII Всесоюз. симп. по горению и взрыву.— Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1986.— С. 114—118.
3. Мольков В. В., Кривошапкин И. С., Баратов А. И. и др. Численное исследование зажигания газа частицей, нагреваемой излучением крупного пожара или взрыва // Проблемы горения и взрыва: Материалы IX Всесоюз. симп. по горению и взрыву.— Черноголовка: ОИХФ АН СССР, 1989.— С. 53—56.
4. Stock M., Geiger W. Assessment of vapour cloud explosion hazards based on recent research results // Int. Kolloquium für die Verhütung von Arbeitsunfällen und Berufskrankheiten in der Chemischen Industrie, 1984.— Н. 89—108.
5. Шебеко Ю. П., Келлер В. Д., Еременко О. Я. и др. Закономерности образования и горения локальных водородовоздушных смесей в большом объеме // Хим. промышленность.— 1988.— № 12.— С. 24—27.
6. Бабкин В. С., Вьюн А. В. Конвективный предел распространения пламени в ограниченном объеме // ФГВ.— 1976.— 12, № 2.— С. 222—229.
7. Водяник В. И. Взрывозащита технологического оборудования.— Киев: Техника, 1979.

г. Балашиха

Поступила в редакцию 6/III 1991,
после доработки — 17/V 1991

УДК 536.46

Г. М. Махвиладзе, В. И. Мелихов

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛАМЕНИ В ГОРИЗОНТАЛЬНОМ КАНАЛЕ С ХОЛОДНЫМИ БОКОВЫМИ СТЕНКАМИ В ПОЛЕ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ

Методом численного интегрирования двумерных нестационарных уравнений, описывающих движение реагирующего газа, получено решение задачи о распространении ламинарного пламени в плоском закрытом горизонтальном канале с холодными стенками в поле внешней массовой силы. Показано, что закономерности горения существенно зависят от величины внешней массовой силы; в околопредельных смесях возможно послойное выгорание горючей смеси. Найдены критические значения числа Фруда, отделяющие области горения и погасания. Получено приближенное решение модельной задачи о распространении пламени вблизи холодной стенки.

В [1] решена задача о распространении пламени в закрытом плоском канале с теплоизолированными боковыми стенками. Теплоотвод через боковые стенки приводит к ряду новых эффектов, главное из которых — предел горения: при определенных критических условиях пламя теряет способность распространяться по свежей смеси. Тепловая теория предела, основанная на учете обратной связи между нормальной скоростью распространения пламени и величиной теплопотерь из зоны реакции, разработана в [2].

Известно, что величина и направление внешней массовой силы оказывает существенное влияние на механизм погасания. Этот вывод ра-

бот [3—6] сделан на основании анализа распространения пламени вдоль линии действия внешней силы. Данная работа посвящена рассмотрению особенностей распространения и погасания пламени в горизонтальных каналах, которые изучены недостаточно. Путем численного интегрирования нестационарных двумерных уравнений для сжимаемого вязкого теплопроводного реагирующего газа исследуется распространение пламени в плоском закрытом горизонтальном канале с холодными боковыми стенками в поле внешней массовой силы.

Постановка задачи

Пусть неподвижная горючая смесь заполняет плоский канал прямоугольного сечения $0 \leq x \leq H_0$, $-L/2 \leq y \leq L/2$ (H_0 , L — соответственно длина и ширина канала, система координат показана на рис. 1) с твердыми непроницаемыми границами. В начальный момент смесь воспламеняется горячими продуктами сгорания, заполняющими небольшую область, которая примыкает к центру левой торцевой стенки канала. Предполагается, что в газе протекает экзотермическая одностадийная необратимая химическая реакция первого порядка по недостающему компоненту с аррендиусовской зависимостью скорости реакции от температуры. Теплофизические свойства продуктов сгорания и исходной смеси считаются одинаковыми. Торцевые стенки канала теплоизолированы, а боковые поддерживаются при начальной температуре холодного газа T_0 .

Движение реагирующей смеси описывается системой двумерных нестационарных уравнений. При введении безразмерных переменных в качестве масштабов длины, скорости, времени, температуры, концентрации реагента и давления выбраны соответственно ширина канала L , скорость распространения пламени, образовавшегося около твердой стенки u_b , которая определяется по формуле Зельдовича — Франк-Каменецкого [7], время L/u_b , начальная температура холодного газа и концентрация недостающего реагента в исходной смеси T_0 и a_0 , начальное давление газа p_0 у нижней границы. Масштаб плотности выражается через p_0 и T_0 из уравнения состояния газа: $\rho_0 = p_0/RT_0$, где R — газовая постоянная.

В безразмерных переменных система уравнений, начальные и граничные условия имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho \vec{U} &= 0, \\ \frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + (\vec{U} \nabla) \vec{U} &= -\frac{1}{\gamma M^2 \rho} \nabla P + \frac{1}{\operatorname{Re} \rho} \left(\Delta \vec{U} + \frac{1}{3} \nabla (\nabla \vec{U}) \right) + \operatorname{Fr}^{-1} \vec{j}, \\ \frac{\partial \Theta}{\partial t} + (\vec{U} \nabla) \Theta &= \frac{\gamma}{\rho \operatorname{Re} \operatorname{Pr}} \Delta \Theta - (\gamma - 1) \Theta \operatorname{div} \vec{U} + q \operatorname{Dm} a \Phi(\Theta), \\ \frac{\partial a}{\partial t} + (\vec{U} \nabla) a &= \frac{\operatorname{Le}}{\rho \operatorname{Re} \operatorname{Pr}} \Delta a - \operatorname{Dm} a \Phi(\Theta), \quad P = \rho \Theta, \\ \Phi(\Theta) &= \exp [E (\Theta_a^{-1} - \Theta^{-1})], \quad \operatorname{Dm} = \operatorname{Re} \operatorname{Pr} E^2 (\Theta_a - 1)^2 / 2 \Theta_a^5, \\ \Delta &= \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2. \end{aligned}$$

Здесь t — время; P , ρ , Θ , a — давление, плотность, температура газа и

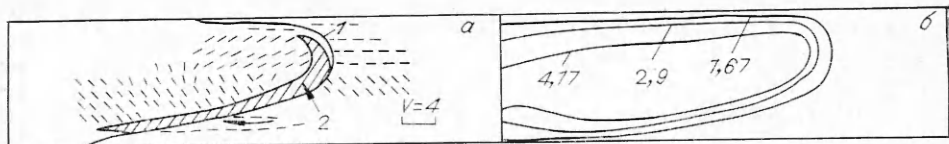


Рис. 1. Распространение пламени в горизонтальном канале; $\operatorname{Re} = 50$, $\operatorname{Fr} = 0,2$, $t = 2$. а) 1 — линия, на которой $a = 0,5$, 2 — зона горения, $\psi = a\Phi(\Theta) \geq 0,03$, $\psi_{\max} = 0,06$, отрезками показано поле скорости; б) температурное поле (цифры обозначают температуру на данной изотерме).

концентрация реагента; $\vec{U}(u, v)$ — скорость газа; \vec{j} — единичный вектор, совпадающий с направлением действия силы тяжести.

Безразмерные комплексы имеют следующий вид: $M^2 = u_b^2/\gamma RT_0$ — квадрат числа Маха ($\gamma = c_p/c_v$ — показатель адиабаты), $Fr = u_b^2/gL$ — число Фруда (g — ускорение внешней силы), $Re = Lu_b\rho_0/\eta$, $Pr = c_p\eta/\lambda$, $Le = \rho_0 D c_p/\lambda$ — числа Рейнольдса, Прандтля, Льюиса (η , λ , D — коэффициенты динамической вязкости, теплопроводности, диффузии; величины η , λ и ρD считаются постоянными); $E = \bar{E}/R_0 T_0$, $q = Qa_0/c_v T_0$ (R_0 — универсальная газовая постоянная, \bar{E} и Q — энергия активации и тепловой эффект химической реакции); $\Theta_a = 1 + q/\gamma$ — безразмерная адиабатическая температура сгорания; $Dm = (L/u_b)k_0 \exp(-E/\Theta_a)$ — число Дамкеллера (k_0 — предэкспонент химической реакции), которое не является независимым параметром, при использованном способе введения безразмерных переменных выражается через другие параметры в соответствии с приведенной выше формулой.

В начальный момент в неподвижном газе ($\vec{U} = 0$), находящемся в состоянии равновесия (во всей области выполняется соотношение $\nabla P = \gamma M^2 Fr^{-1} \vec{j}$), задается очаг горячего газа

$$t = 0: \Theta = 1 + (\Theta_a - 1) \exp(-x^2/r_x^2 - y^2/r_y^2), \\ a = 1 - (\Theta - 1)/(\Theta_a - 1),$$

r_x, r_y — параметры, характеризующие начальный размер очага.

На твердых границах для скорости задается условие прилипания $\vec{U}_r = 0$. Стенки считаются непроницаемыми для реагента, причем боковые стенки поддерживаются при постоянной температуре, равной начальной температуре холодного газа, а торцевые — теплоизолированными:

$$x = 0; H: \partial\Theta/\partial x = \partial a/\partial x = 0; y = -0,5; 0,5: \Theta = 1, \partial a/\partial y = 0,$$

(H — безразмерная длина канала).

Сформулированная задача интегрировалась численно с помощью усовершенствованного конечно-разностного метода [8]. Суть модификации состоит в том, что вычисление членов, описывающих протекание химической реакции, выделялось в специальный «химический» шаг, подобно [9]. Такая процедура позволила повысить точность расчетов и уменьшить машинное время.

Основные расчеты проводились на равномерной сетке с пространственным шагом $h = 1/20$ и с временным шагом, отвечающим значению числа Куранта, построенному по скорости звука в горячем газе, примерно 4—5. Время расчета одного варианта составляло 4—5 ч машинного времени на ЭВМ ЕС-1055М. В расчетах использовались следующие значения параметров: $\gamma = 1,4$, $M^2 = 0,01$, $Re = 40 \div 100$, $Pr = Le = 1$, $q = 5$, $E = 33$, $Fr^{-1} = 1 \div 110$, $H = 4$, $r_x = r_y = 0,2$.

Закономерности горения при различных числах Фруда

Характер распространения и форма пламени существенно зависят от значения числа Фруда, которое характеризует величину ускорения внешней силы. Эта зависимость качественно одинакова для всего исследованного диапазона чисел Рейнольдса. Наличие внешней силы приводит к возникновению конвективных течений, под воздействием которых пламя приобретает несимметричную форму. Горячие продукты реакции за фронтом горения поднимаются вверх и движутся вдоль верхней стенки в направлении перемещения фронта, который вытягивается в сторону исходной смеси. В нижней части канала из-за встречного движения холодного газа скорость фронта пламени уменьшается. Ведущая точка пламени находится в верхней половине канала.

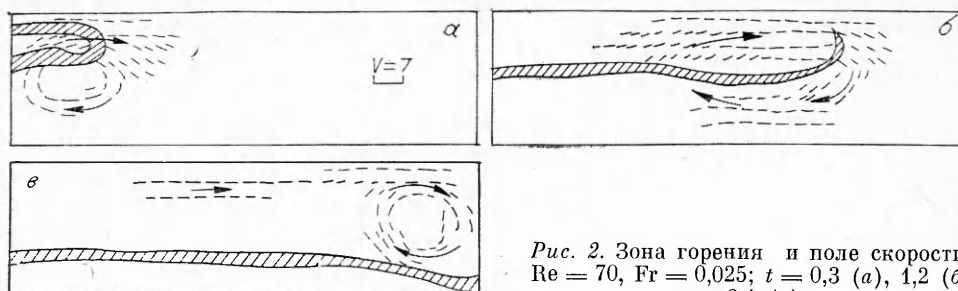


Рис. 2. Зона горения и поле скорости; $Re = 70$, $Fr = 0,025$; $t = 0,3$ (а), 1,2 (б) и 2,1 (е).

Возникающие движения газа и структура пламени представлены на рис. 1. Вблизи холодных стенок смесь не горит. Изображенная квазистационарная структура движется по каналу, лишь вблизи дальней торцевой стенки она несколько искажается — пламя становится более плоским. Найденная в расчетах несимметричная форма пламени наблюдалась в экспериментах и объяснена в [10]. Аналогичные результаты также получены в [1] для горения в канале с теплоизолированными стенками. Описанные закономерности распространения пламени наблюдались при $Fr > 0,05$.

При $Fr < 0,05$ в указанном диапазоне значений Re закономерности горения схожи с трехстадийной схемой очагового воспламенения в больших сосудах [11]. Очаг подогрева, поджигающий окружающую его смесь, быстро поднимается вверх под действием силы Архимеда, которая возникает из-за разности плотностей горячего и холодного газа. При этом формируется вихревое течение, вовлекающее в движение окружающий газ (рис. 2, а). Из-за взаимодействия зоны реакции с верхней холодной стенкой горение на верхней поверхности очага прекращается. Затем горячий очаг быстро растекается вдоль верхней границы сосуда под действием вихря, охватывающего переднюю часть пламени (рис. 2, б). Именно образование такого вихревого движения является причиной ускорения пламени в длинных горизонтальных галереях [6]. После достижения ведущей точкой пламени дальней торцевой стенки, сформировавшийся горизонтальный фронт горения начинает распространяться вниз (рис. 2, в).

Следует отметить, что горячие продукты реакции в верхней части сосуда остывают из-за контакта с холодной стенкой; однако конвективных течений, возникающих вследствие этого и заметно влияющих на распространение пламени, не наблюдалось. Течения такого рода возникли только после полного выгорания, когда фронт достигал нижней стенки. Это говорит о том, что в исследованном диапазоне параметров время развития конвекции из-за охлаждения продуктов реакции за счет теплоотвода через верхнюю границу велико по сравнению с характерным временем распространения пламени. Известно, что при больших числах Рейнольдса (в более широких каналах) возможно влияние конвекции на пламя во время движения горизонтального фронта сверху вниз [11]. Отметим также, что с уменьшением числа Фруда очаг быстрее растекается вдоль верхней границы.

Оценим значения параметров, при которых горение происходит по трехстадийной схеме. Для приближенного вычисления значения скорости подъема горячего очага, заданного в начальный момент, можно использовать подход, предложенный в [13] и основанный на аналогии между обтеканием идеальной жидкостью и обтеканием очага, что дает $V = 0,5\sqrt{gR}$, где V — скорость подъема, R — радиус очага. Очевидно, что подъем и последующее растекание очага возможны, если скорость подъема больше скорости распространения пламени вниз, которую примем равной u_b , т. е. $0,5\sqrt{gR} \geq u_b$. Переходя к безразмерным переменным, получим $Fr \leq r/4$, $r = R/L$. Для оценки примем r равным начальному раз-

меру очага: $r \approx r_x = r_y = 0,2$, тогда трехстадийная схема реализуется при $Fr \leq 0,05$, что согласуется с данными численных расчетов.

При достаточно малых числах Фруда горячий очаг настолько «прижимается» силой Архимеда к верхней холодной стенке канала, что существенно возрастают теплопотери из зоны горения и вследствие этого затрудняется распространение пламени. В таких околопредельных условиях горение носит сложный характер. Рассмотрим, как оно протекает при $Re = 100$, $Fr = 1/105$ (рис. 3). После подъема очаг начинает быстро растекаться вдоль верхней границы, но горение теперь происходит только в передней части очага, сзади пламя гаснет из-за теплопотерь в холодную стенку (рис. 3, а). Заметим, что вихревое движение газа позади очага происходит по часовой стрелке. По достижении пламенем торцевой стенки, горячие продукты реакции занимают правую верхнюю часть канала (рис. 3, б). Затем пламя начинает распространяться в обратную сторону, дожигая реакционноспособную смесь в нижней части канала. Меняется и направление движения газа: циркуляционное течение происходит против часовой стрелки.

Таким образом, горение происходит послойно: сначала сгорает смесь в верхней части канала, затем в нижней. При обратном движении пламя не достигает левой торцевой стенки, так как в результате вихревого движения левый нижний угол заполняется сгоревшим газом. На рис. 3, в показана заключительная стадия процесса горения. Видно, что в продуктах реакции образуются два противоположно направленных конвективных вихря, вызванных охлаждением горячего газа.

Рассмотрим, как влияет число Фруда на скорость выгорания реагента. На рис. 4 показаны временные зависимости среднеобъемной кон-

центрации $\langle a \rangle(t) = \frac{1}{H} \int_0^H \int_{-0,5}^{0,5} a(x, y) dx dy$. При уменьшении Fr от 1 до

$1/40$ скорость выгорания возрастает, хотя при малых Fr ее увеличение незначительно. При $Fr = 1/55$ горение резко замедляется и в канале остается значительная часть несгоревшего газа. Таким образом, уменьшение числа Фруда при данном значении Re приводит сначала к увеличению скорости выгорания смеси в канале за счет возрастания скорости перемещения пламени, а затем к снижению скорости сгорания вследствие того, что очаг сильнее прижимается к холодной границе и возрастают теплопотери из зоны горения.

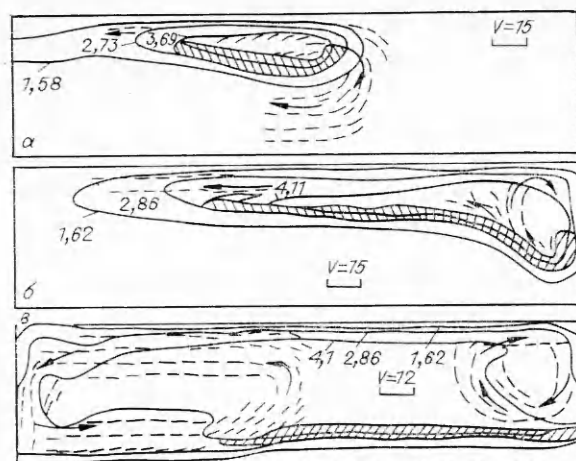


Рис. 3. Горение в околопредельных условиях при $t = 0,6$ (а), $1,2$ (б) и $2,4$ (в) (заштрихована зона горения, линии — изотермы).

Пределы горения

Остановимся на вопросе о пределах горения в горизонтальном канале. При достаточно малых значениях числа Фруда зона горения под действием подъемной силы может настолько близко подойти к верхней холодной стенке, что пламя погаснет из-за больших теплопотерь. На рис. 5 представлена зависимость $Fr_*^{-1}(Re)$, полученная в численных расчетах (величина Fr^{-1} варьировалась с шагом 5, критическим счита-

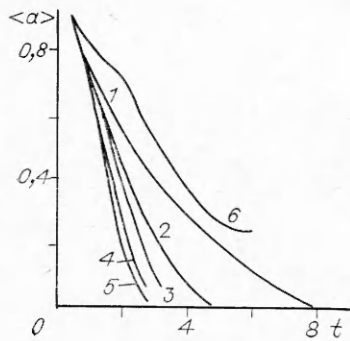


Рис. 4. Зависимость средней объемной концентрации $\langle a \rangle$ от времени для $Re = 70$.
Fr: 1 — 1/53, 2 — 1, 3 — 1/5, 4 — 0.1, 5 — 1/30, 6 — 1/40.

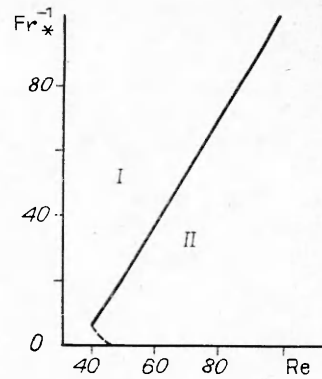


Рис. 5. Зависимость критического числа Fr_*^{-1} от Re в горизонтальном канале.
I — область погасания; II — область горения (штриховая линия соединяет критические параметры при $Fr^{-1} = 5$ и $Fr^{-1} = 0$, расчеты при $0 < Fr^{-1} < 5$ не проводились).

лось максимальное значение Fr^{-1} , при котором пламя достигало дальней торцевой стенки). Заметим, что в невесомости ($Fr^{-1} = 0$), как показали расчеты, пламя гаснет при $Re = 45$; в горизонтальном канале при $Fr^{-1} = 1 \div 5$ горение оказывается возможным. Это связано с увеличением скорости перемещения пламени по каналу вследствие развития конвективного течения.

Обсудим механизм погасания. Численные расчеты показали, что гашение пламени происходит следующим образом: после подъема горячий очаг начинает растекаться вдоль верхней границы, причем вблизи ведущей точки пламени образуется вихревое течение, подобное изображенному на рис. 3, а; в остальной области, занятой горячим газом (в левой верхней части канала), продукты горения практически неподвижны. Именно здесь из-за длительного контакта пламени с холодной верхней стенкой начинает исчезать зона горения, только затем погасание распространяется в переднюю часть пламени.

Следует также иметь в виду, что образующееся вихревое течение, вызывая перемешивание холодного и горячего газа, способствует охлаждению передней части пламени. Но эти теплопотери незначительны и погасание пламени вызвано теплоотводом в холодную верхнюю стенку. Этот вывод подтвержден специальными численными расчетами в полностью теплоизолированном канале с параметрами, отвечающими области потухания: 1) $Re = 50$, $Fr^{-1} = 30$; 2) $Re = 70$, $Fr^{-1} = 70$; 3) $Re = 100$; $Fr^{-1} = 120$. Во всех указанных случаях пламя не гасло, хотя при растекании очага и имело место образование интенсивного вихря.

Модельная задача

Рассмотрим задачу, моделирующую процесс погасания пламени при его растекании вдоль холодной стенки (близкая по постановке задача рассмотрена в [14]).

Пусть плоский фронт горения распространяется по свежей смеси, а за ним на некотором расстоянии d с такой же скоростью и параллельно фронту перемещается не оказывающая никакого влияния на течение продуктов реакции холодная поверхность, имеющая начальную температуру газа T_0 (например, металлическая пронцаемая сетка). Сопоставляя тепловой баланс адиабатического пламени и пламени в условиях теплопотерь, можно в рамках, обычных для теории пламени, приближенный получить

$$\rho_b u_b c_p (T_a - T_b) = \lambda \frac{T_b - T_0}{d} \quad (1)$$

Здесь ρ_b — плотность сгоревшего газа; u_b — скорость пламени относительно продуктов реакции; T_a и T_b — температура сгорания соответственно в адиабатических условиях и при наличии теплопотерь.

Используя наряду с (1) известную зависимость скорости пламени от температуры горения $u_b \sim \exp(-\tilde{E}/2R_0T_b)$, найдем аналогично [2] критические параметры. Оказывается, что критическая скорость горения меньше адиабатической в e раз ($u_* = u_a/e$), а понижение температуры на пределе составляет два характеристических интервала ($T_a - T_* = 2R_0T_a^2/\tilde{E}$). Отметим, что эти критические параметры отличаются от значений, полученных в [2]. Численные расчеты подтвердили способность пламени распространяться вдоль холодной стенки в условиях, когда понижение температуры горения по сравнению с адиабатической температурой сгорания составляет 1,5—2 характеристических интервалов (в расчетах для околопредельных смесей температура пламени $T_b \sim 3,5$).

Используя приведенные выше значения u_* и \bar{T}_* , из (1) можно вычислить критическое расстояние до холодной поверхности: $d_* = \tilde{E}\lambda e/2R_0T_a\rho_b c_p u_a$ или в безразмерных переменных $\delta_* = d_*/L = eE/2RePr$. Критическое расстояние d_* (или δ_*) эквивалентно критическому диаметру трубы в [2]. Если $\delta < \delta_*$, пламя гаснет. Из формулы для δ_* можно найти, что для параметров, использованных в расчетах, $\delta_* = 0,45 \div 1,1$. Между тем, численное исследование показало, что пламя способно приближаться к верхней холодной стенке и на более близкие расстояния. Различие в приближенных и численных результатах связано с тем, что приведенное приближенное рассмотрение относится к стационарному одномерному случаю, когда плоское пламя находится достаточно долго на постоянном расстоянии от холодной поверхности и успевает установиться стационарный тепловой режим. Очевидно, что в нестационарном случае неоднородный фронт пламени, в принципе, может приблизиться к холодной поверхности на расстояние меньшее, чем d_* . В модельной задаче не учитывается также сложное движение газа, которое влияет на теплообмен между зоной горения и холодной стенкой. Таким образом, результаты модельной задачи можно использовать только для приближенных оценок температуры на предель горения и критического расстояния.

В заключение отметим, что значения безразмерных параметров, использованных при решении задачи, отвечают случаю медленного горения в узких каналах. Примеры конкретных химических систем приведены в [1, 11]. Здесь для иллюстрации полученных результатов рассмотрим следующий пример: пусть ширина канала $L = 2$ см и вязкость $\nu = 0,2$ см²/с, тогда диапазону $Re = 40 \div 100$ отвечают значения $u_b = 4 \div 10$ см/с. При этом числа Fr^{-1} , соответствующие ускорению свободного падения $g_0 = 9,8$ м/с², меняются в интервале $20 \div 120$. Следовательно, в данном случае погасание при $Re = 40$ происходит уже в условиях, близких к микрогравитации, а при $Re = 100$ только при перегрузках. Погасанию в обычных условиях земного тяготения отвечают (см. рис. 5) значения $Re \leq 65$.

Таким образом, закономерности горения существенно зависят от величины числа Фруда. При небольших значениях внешней силы ($Fr \geq 0,05$) распространение пламени напоминает горение в невесомости, но форма пламени из-за подъемного движения горячего газа несимметричная. При увеличении внешней силы ($Fr \leq 0,05$) реализуется трехстадийная схема воспламенения — подъем очага, растекание вдоль верхней границы и распространение фронта горения вниз. В околопредельных смесях горение носит сложный характер, возможно послойное выгорание смеси. Показано, что зависимость скорости выгорания от числа Фруда имеет экстремум. В результате численных расчетов найдены критические параметры, отделяющие на плоскости (Re, Fr^{-1}) области горения и погасания. Приближенно решена модельная задача о пламени

вблизи холодной стенки, которая моделирует процесс погасания. Найдены скорость и понижение температуры пламени на пределе, а также эквивалентное критическое расстояние.

ЛИТЕРАТУРА

1. Махвиладзе Г. М., Мелихов В. И., Мелихов О. И. Распространение пламени в закрытом канале // ФГВ.— 1987.— 23, № 3.— С. 30.
2. Зельдович Я. Б. Теория предела распространения тихого пламени // ЖЭТФ.— 1941.— 11, вып. 1.— С. 159.
3. Льюис Б., Элбе Г. Горение, пламя и взрывы в газах.— М.: Мир, 1968.
4. Кривулин В. Н., Кудрявцев Е. А., Баратов А. И. и др. Влияние ускорения на пределы распространения гомогенных газовых пламен // ФГВ.— 1981.— 17, № 1.— С. 47.
5. Бабкин В. С., Замашников В. В. и др. Влияние диаметра трубы на пределы распространения гомогенных газовых пламен // Там же.— 1982.— 18, № 2.— С. 44.
6. Махвиладзе Г. М., Мелихов В. И. Пределы распространения пламени в замкнутом канале // Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение гетерогенных и газовых систем: Материалы IX Всесоюз. симп. по горению и взрыву.— Черноголовка, 1989.— С. 3.
7. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б. и др. Математическая теория горения и взрыва.— М.: Наука, 1980.
8. Махвиладзе Г. М., Щербак С. Б. Численный метод исследования нестационарных пространственных движений сжимаемого газа // ИФЖ.— 1980.— 38, № 3.— С. 528.
9. Махвиладзе Г. М., Мелихов В. И. Численный метод исследования процессов медленного горения газов // Математическое моделирование.— 1989.— 1, № 6.— С. 146.
10. Барский Г. А., Зельдович Я. Б. О медленном распространении пламени в трубах // ЖФХ.— 1950.— 24, № 5.— С. 589.
11. Копылов Г. Г., Махвиладзе Г. М., Мелихов О. И. и др. Численное исследование формирования и распространения очагов горения в закрытых объемах в условиях естественной конвекции.— М., 1984.— (Препр./АН СССР. ИПМ. № 237).
12. Lovachev L. A. On convective flame acceleration in long horizontal galleries // Combust. Sci. Technol.— 1978.— 18.— P. 153.
13. Davies R. M., Taylor G. I. The mechanics of large bubbles rising through extended liquids and through in tubes // Proc. Roy. Soc.— 1950.— A200.— P. 375.
14. Ferguson C. R., Keck J. C. On laminar flame quenching and its application to spark ignition engines // Combust. Flame.— 1977.— 28, N 2.— P. 197.

г. Москва

Поступила в редакцию 5/IV 1991

УДК 532.529

П. Б. Вайнштейн

ОБ УСТОЙЧИВОСТИ ГАЗОВОГО ПЛАМЕНИ В ПОРИСТЫХ СРЕДАХ

Рассматривается задача об устойчивости плоского фронта пламени при горении газов в пористых средах. Анализируется влияние фильтрации на устойчивость. Получен приближенный критерий устойчивости. Показано, что встречное движение фронта более устойчиво, чем спутное, в том смысле, что неустойчивость спутных режимов проявляется при меньших значениях бифуркационного параметра.

Фильтрационное горение газов в пористых средах изучено достаточно полно [1]. Известно, что в зависимости от скорости фильтрационного потока и других параметров, характеризующих смесь, возможны режимы спутного и встречного распространения пламени и режим стоячей волны. В [2] отмечается, что наблюдаемое в опытах встречное движение фронта устойчиво, а спутное неустойчиво. В литературе отсутствует теоретическое обоснование этого опытного факта. В данной работе предпринимается попытка дать такое обоснование. Рассматривается задача о тепловой и гидродинамической устойчивости фронта газового пламени в инертной пористой среде. Получен приближенный аналитический критерий устойчивости.

Используется модель с эффективной теплопроводностью пористой среды, за счет которой скелет прогревается из зоны горения. Газ в порах