

МОДЕЛЬ ЯЧЕИСТОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛАМЕН ТРОЙНЫХ СМЕСЕЙ

А. А. Коннов

Свободный университет Брюсселя, 1050 Брюссель, Бельгия, akonnov@vub.ac.be

Предложена простая феноменологическая модель диффузионно-тепловой неустойчивости перемешанных пламен тройных смесей. Показано, что селективная диффузия может изменять соотношение концентраций топлива и окислителя, а также ее эффективное разбавление инертном. Ключевые параметры модели оценены на основе численного моделирования скоростей распространения пламени. Скорости пламени рассчитаны для смесей водород — кислород — азот, метан — кислород — азот, пропан — кислород — азот. Определены условия возникновения ячеистой неустойчивости в тройных смесях. В хорошем соответствии с экспериментом предсказана диффузионно-тепловая неустойчивость в пламенах водорода при коэффициенте избытка топлива $\phi \lesssim 1.45$, в бедных пламенах метана при $\phi \lesssim 1.02$ и в богатых пламенах пропана при $\phi \gtrsim 1.03$. Оценен масштаб изменений локальной скорости пламени, вызванных селективной диффузией. Показано, что в пламенах водорода и метана с воздухом азот диффундирует быстрее, чем кислород, в то время как кислород диффундирует быстрее, чем азот в пламенах пропана и других более тяжелых углеводородов. В пламенах пропана и других более тяжелых углеводородов с воздухом переход между стабильным и неустойчивым режимами предсказан в смесях с коэффициентом избытка топлива меньше значения, соответствующего максимуму кривой скорости распространения пламени, что соответствует экспериментальным наблюдениям.

Ключевые слова: ламинарное пламя, диффузионно-тепловая неустойчивость, тройные смеси, численное моделирование.

ВВЕДЕНИЕ

Ячеистые структуры в первоначально плоских перемешанных пламенах наблюдаются уже многие десятилетия. Принято анализировать две причины ячеистой неустойчивости, а именно: гидродинамическая (Ландау — Дарьё) неустойчивость и диффузионно-тепловой механизм. Принципы обоих механизмов описаны во многих классических монографиях по горению. В настоящей работе рассматривается только диффузионно-тепловая неустойчивость. Механизм диффузионно-тепловой неустойчивости впервые предложен Зельдовичем [1] и впоследствии разработан им с соавторами [2, 3]. Систематические экспериментальные работы [4, 5 и др.], привлекли внимание теоретиков [6–8]. Феноменологическая модель [1] и ранние работы, в которых использовался асимптотический подход, предполагающий высокую энергию активации, показали, что ячеистая неустойчивость может возникнуть, если коэффициент диффузии (D) вещества, находящегося в недостатке, больше,

чем его температуропроводность (a), т. е. если число Льюиса ($Le = a/D$) меньше единицы. Из этого следует, что бедные пламена тяжелых углеводородов и богатые пламена водорода должны быть устойчивыми. Однако ячеистая нестабильность наблюдалась во всем диапазоне соотношений топливо/окислитель для пропановоздушных смесей [9], а также для смесей водород — кислород — азот в диапазоне от бедных до достаточно богатых [10]. Возникновение ячеистой структуры в пламенах, стабилизированных на пористой горелке [9], было объяснено гидродинамическими возмущениями внутри стабилизатора пламени [11]. «Водородную аномалию» качественно можно объяснить селективной диффузией реагентов. Механизм селективной диффузии впервые описан в [12] и впоследствии изучен методом линейной устойчивости [10, 13] и с использованием феноменологического подхода [14]. Модель селективной диффузии предполагает, что водородовоздушные пламена должны быть неустойчивыми при коэффициенте избытка топлива $\phi < 1.8$, так как вблизи этой величины их скорость горения максимальна. Однако переход между стабильными и нестабильными пла-

менами наблюдался вблизи $\phi = 1.4$ [15] или при меньших значениях [10], и это противоречие до сих пор не нашло объяснения [16, 17]. Существующие модели диффузионно-тепловой неустойчивости не могут также объяснить ячеистую неустойчивость в смесях тяжелых углеводородов, близких к стехиометрическим, когда производная кривой скорости горения по концентрации легко диффундирующего компонента близка к нулю [14].

Модели диффузионно-тепловой неустойчивости, упомянутые выше и цитированные в обзорах [18–20], разработаны для бинарных смесей топливо — окислитель. Это не удивительно, так как большинство экспериментальных данных получены в смесях с воздухом. Вследствие большой доли азота в воздухе и весьма близких параметров диффузии для кислорода и азота, коэффициенты молекулярной диффузии топлива или кислорода в смеси обычно принимались равными этим параметрам по отношению к азоту. Справедливость такого допущения анализируется в настоящей работе, в которой предложена феноменологическая модель диффузионно-тепловой неустойчивости перемешанных пламен тройных смесей. Ключевые параметры этой модели оценены на основе результатов численного моделирования скоростей распространения пламени. Условия возникновения ячеистой неустойчивости в тройных смесях сопоставлены с экспериментом.

ФЕНОМЕНОЛОГИЯ

Общие принципы механизма диффузионно-тепловой неустойчивости легко понять, рассмотрев структуру пламени, показанную на рис. 1. Тонкая реакционная зона (фронт) пламени представлена как поверхность разрыва, которая является источником тепла и стоком реагентов. Если коэффициенты диффузии реагентов и температуропроводность равны ($Le = 1$), локальное возмущение или выпуклость фронта в сторону свежей смеси вызывают повышенные теплотери из него и повышенную диффузию реагентов в зону реакции. Так как коэффициенты диффузии реагентов равны, локальный состав смеси остается таким же, как и в невозмущенной смеси. Уменьшение локальной скорости распространения пламени из-за теплотерь компенсируется ее ростом за счет дополнительного притока реагентов в зону реакции, и выпуклость выравнивается. Если коэффициенты диффузии реагентов

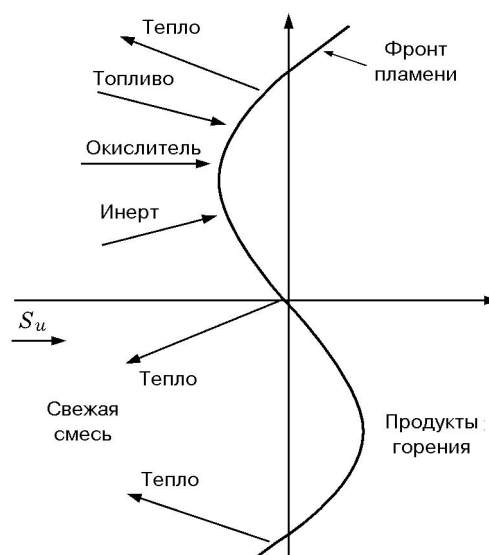


Рис. 1. Схема механизма диффузионно-тепловой неустойчивости в тройных смесях

различны, диффузионный поток в направлении выпуклости изменяет локальный состав смеси. Когда местная скорость распространения пламени возрастает (уменьшается) с повышением концентрации легко диффундирующего реагента, выпуклость увеличивается (выравнивается), приводя к неустойчивости (стабильности) пламени.

Очевидно, что относительно тройных смесей эти рассуждения должны измениться. В самом деле, когда присутствуют три компонента (топливо, окислитель и инерт), характеризующиеся различными коэффициентами диффузии, селективная диффузия может изменять соотношение концентраций топлива и окислителя, а также степень разбавления инертном. Хорошо известно, что скорость распространения пламени существенно зависит от разбавления смеси инертном, и этим эффектом нельзя пренебрегать.

Рассмотрим смесь топлива (F), окислителя (O) и инерта (N), характеризующуюся невозмущенной скоростью ламинарного распространения пламени S_u . Состав смеси может быть определен отношением концентраций топлива и окислителя $\Phi = C_F/C_O$ и отношением концентраций окислителя и инерта $B = C_O/C_N$. Селективная диффузия изменяет локальный состав смеси и соответственно локальную скорость пламени S . Ячеистая неустойчивость возникает, когда локаль-

ная скорость пламени становится выше невозможной скорости ламинарного распространения пламени: $S - S_u = \Delta S > 0$. Изменение скорости пламени, вызванное селективной диффузией, оценивается как

$$\Delta S = [\partial S_u / \partial \Phi] \Delta \Phi + [\partial S_u / \partial B] \Delta B, \quad (1)$$

где $\Delta \Phi$ и ΔB — изменения отношений Φ и B , обусловленные селективной диффузией. Легко показать, что эти изменения можно представить в виде $\Delta \Phi = \Phi (\Delta C_F / C_F - \Delta C_O / C_O)$ и $\Delta B = B (\Delta C_O / C_O - \Delta C_N / C_N)$, где ΔC_i — локальные изменения соответствующих концентраций. В дальнейшем для оценки ΔC_i использован подход, предложенный в [14]. Уравнение диффузии рассматривалось в дифференциальной форме, вариации $\partial C_i / \partial t$ от точки к точке внутри пламени не учитывались, приближенное осредненное по пространству решение первого порядка найдено в виде [14]

$$\Delta C_i / C_i \approx \tau D_i / \delta^2, \quad (2)$$

где τ — характерное время диффузии, D_i — коэффициент диффузии, δ — характерная толщина пламени. В классической теории пламени принято $\delta = a / S_u$, где a — температуропроводность смеси. Время τ можно оценить как $\tau = \delta / S_u$. После подстановки δ и τ в формулу (2) получаем $\Delta C_i / C_i \approx D_i / a = 1 / Le_i$, где Le_i — число Льюиса реагента i . Тогда уравнение (1) принимает вид

$$\Delta S \approx (\partial S_u / \partial \Phi) (\Phi / a) (D_F - D_O) + (\partial S_u / \partial B) (B / a) (D_O - D_N). \quad (3)$$

Уравнение (3) является, по существу, обобщением сходной модели [14]. Однако в отличие от выводов [14] оно четко показывает, что даже в отсутствие селективной диффузии между топливом и окислителем, т. е. когда $D_F = D_O$ или когда наклон кривой зависимости скорости распространения пламени от концентрации легко диффундирующего компонента близок к нулю, ячеистая неустойчивость все-таки возможна. В самом деле, производная $\partial S_u / \partial B$ положительна и, если коэффициент диффузии окислителя выше, чем у инертного разбавителя, условие неустойчивости ($\Delta S > 0$) может быть удовлетворено. Уравнение (3) дает только приближительную оценку изменения скорости пламени, вызванного селективной диффузией из-за неточного

решения уравнения диффузии в дифференциальной форме (см. (2)). Тем не менее, численная оценка ключевых параметров модели, приведенная далее, может прояснить относительную важность изменений соотношения топливо/окислитель и разбавления смеси. Кроме того, критерий появления ячеистой неустойчивости в тройных смесях ($\Delta S = 0$) можно полагать достаточно точным, так как подстановки $\Delta C_i / C_i$ присутствуют симметрично в уравнении (3). Этот критерий имеет вид

$$(\partial S_u / \partial \Phi) \Phi (D_F - D_O) = (\partial S_u / \partial B) B (D_N - D_O). \quad (4)$$

Можно предположить, что феноменологическая модель в виде (4) должна точно предсказывать, по крайней мере, переход между устойчивыми и неустойчивыми пламенами. В следующем параграфе правая и левая части уравнения (4) оцениваются с использованием численного моделирования скоростей распространения пламени. Условия возникновения ячеистой неустойчивости в тройных смесях сопоставлены с экспериментом. Оценивается также изменение скорости пламени, вызванного селективной диффузией (см. (3)).

ДЕТАЛИ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Коэффициенты диффузии реагентов в тройных смесях рассчитаны по модели [21, 22]

$$D_i = \frac{1 - X_i}{\sum_{j \neq i} X_j / D_{ij}}, \quad (5)$$

где X_i — мольная доля компонента i , D_{ij} — коэффициенты взаимной диффузии в бинарных смесях. Расчет коэффициентов взаимной диффузии с использованием потенциала Леннарда — Джонса 12-6 и расчет температуропроводности смеси описаны в работе [23]. Все параметры переноса рассчитаны при комнатной температуре и атмосферном давлении.

Для расчета ламинарных скоростей горения использовалась программа Chemkin-II [24–26], включающая параметры переноса [27] по данным Sandia National Laboratories. Параметры адаптивной сетки: GRAD = 0.1 и CURV = 0.5. Учитывались многокомпонентная диффузия и термическая диффузия. Следует отметить, что уравнение (5) соответствует в программе Chemkin [27] формулировке диффузии,

осредненной по смеси. Однако использование этой опции не рекомендуется, так как данная формулировка неправильно представлена в программе. А именно, мольная доля в числителе уравнения (5) ошибочно заменена массовой долей во второй и третьей версиях программы, а также в недавней улучшенной версии модели переноса [28]. Формулировка многокомпонентной диффузии приводит к очень хорошему согласию скоростей горения, рассчитанных с помощью программы Chemkin и экспериментальных данных. Однако коэффициенты диффузии реагентов, обсуждаемые в настоящей работе, были рассчитаны по уравнению (5) для демонстрации возможностей простой феноменологической диффузионно-тепловой модели, разработанной для тройных смесей.

Для моделирования пламен использован детальный С/Н/О-механизм горения легких углеводородов [29, 30]. Текущая версия механизма (номер 0.5) состоит из 1200 реакций между 127 частицами. Этот механизм тестирован с помощью экспериментальных данных по окислению, воспламенению и структуре пламен водорода, оксида углерода, формальдегида, метанола, метана, этана, пропана и некоторых их смесей [29–31].

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

В настоящей работе скорости распространения пламени рассчитаны для смесей водород — кислород — азот, метан — кислород — азот и пропан — кислород — азот. Содержание кислорода в искусственном воздухе ($O_2/(O_2 + N_2)$) варьировалось от 21 до 16 %. Расчет кинетики по детальной химической модели оказался в очень хорошем согласии с опубликованными данными для таких смесей [31], и эта модель использовалась в дальнейших расчетах. Зависимости скорости горения от соотношения топливо/окислитель аппроксимировались полиномами четвертого или пятого порядка. Частные производные $\partial S_u/\partial \Phi$ определялись аналитическим дифференцированием этих полиномов. Зависимости скорости горения от параметра B определены аналогично. Обнаружено, что эти зависимости почти линейны в диапазоне рассмотренных концентраций кислорода, от слегка бедных до слегка богатых смесей. Кроме того, значения $\partial S_u/\partial B$ весьма близки для каждого из рассмотренных топлив.

Для иллюстрации критерия появления ячеистой неустойчивости в тройных смесях

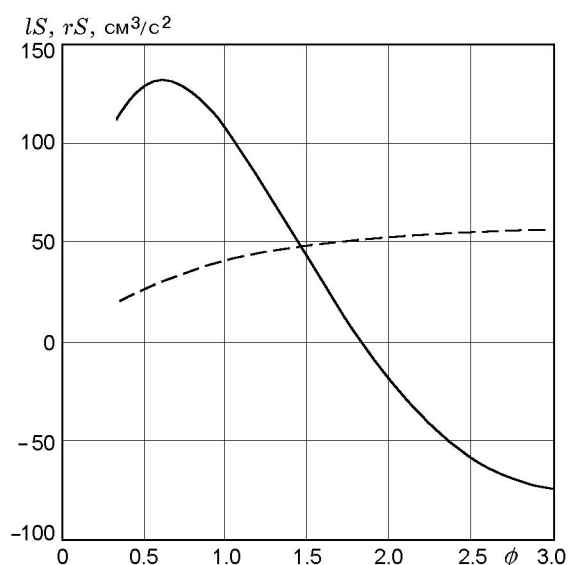


Рис. 2. Правая (lS , сплошная линия) и левая (rS , штриховая линия) части уравнения (4), рассчитанные для водородовоздушных смесей

правая и левая части уравнения (4), рассчитанные для водородовоздушных смесей, показаны на рис. 2. Левая часть этого уравнения пропорциональна увеличению местной скорости горения пламени, вызванному селективным диффузионным «расслаиванием» топлива и кислорода. Если принимать во внимание только этот процесс, условие неустойчивости $\Delta S > 0$ справедливо для водородовоздушных смесей при $\phi < 1.8$, что согласуется с предсказанием модели [14]. При этом значении ϕ левая часть меняет знак, так как $\partial S_u/\partial \Phi = 0$ на максимуме кривой скорости горения. Кроме того, как видно на рис. 2, влияние диффузионного «расслаивания» кислорода и азота, описываемого правой частью уравнения (4), также существенно. В настоящей модели оба члена равны при $\phi \approx 1.45$. Это предсказание перехода между стабильными и неустойчивыми пламенами находится в очень хорошем согласии с экспериментальными наблюдениями [10, 15, 16].

Уже упоминалось, что уравнение (3) дает только приблизительную оценку изменения скорости горения пламени, вызванного селективной диффузией. Тем не менее, рассчитанные значения ΔS и модифицированной скорости горения $S_u + \Delta S$ важны для предсказания образования ячеек в пламенах. Даже если пламя неустойчиво, выпуклость в сторону свежей смеси (см. рис. 1) не может ускоряться и рас-

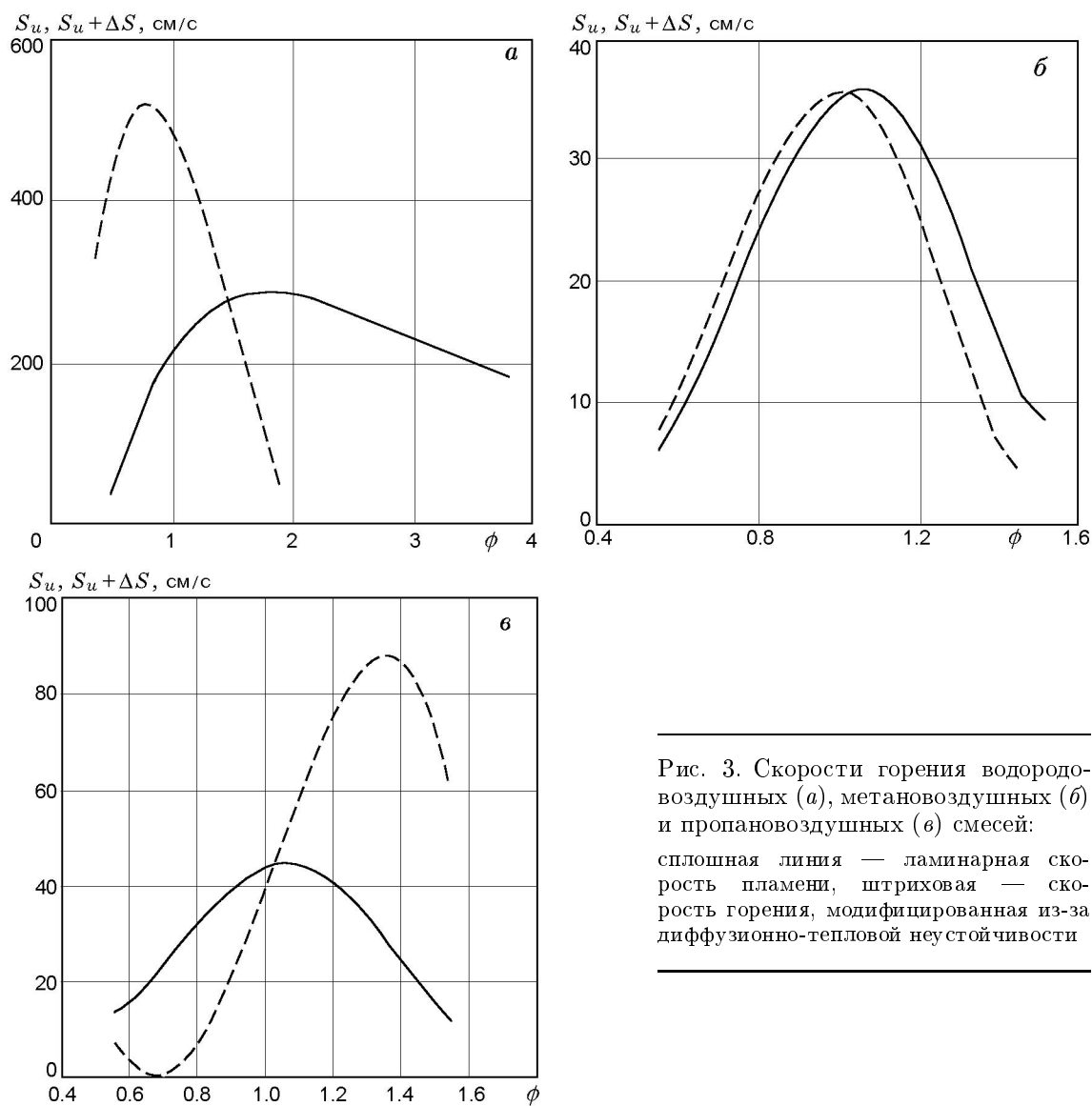


Рис. 3. Скорости горения водородовоздушных (а), метановоздушных (б) и пропановоздушных (в) смесей: сплошная линия — ламинарная скорость пламени, штриховая — скорость горения, модифицированная из-за диффузионно-тепловой неустойчивости

ти бесконечно. Принято считать, что растяжение пламени уменьшает скорость горения пламени и таким образом ограничивает развитие выпуклости. В предположении, что увеличение скорости горения, обусловленное селективной диффузией, компенсируется уменьшением скорости горения вследствие растяжения пламени, было найдено, что размер ячеек должен быть обратно пропорционален ΔS [14, 32]. Для иллюстрации локального ускорения пламени, вызванного диффузионно-тепловой неустойчивостью, были рассчитаны ламинарная скорость горения S_u и модифицированная скорость горения $S_u + \Delta S$. Результаты расчетов представлены на рис. 3. Диффузионно-тепловая неустойчивость реализуется в пламенах водорода при

$\phi \lesssim 1.45$ (рис. 3, а), в бедных пламенах метана при $\phi \gtrsim 1.02$ (рис. 3, б) и в богатых пламенах пропана при $\phi \gtrsim 1.03$ (рис. 3, в). Нижние ветви модифицированной скорости горения (штриховые линии), лежащие ниже ламинарной скорости горения, не имеют физического смысла.

Изменение скорости горения пламени приблизительно постоянно в бедных пламенах водорода и быстро уменьшается при $\phi > 1$. Такой эффект находится в хорошем согласии с экспериментальными данными [10], где было обнаружено, что диаметр ячеек, пропорциональный $1/\Delta S$, был почти постоянен в бедных смесях и резко возрастал при изменении состава от стехиометрических смесей до значений $\phi \approx 1.3$. Анализ диффузионно-тепловой

неустойчивости в пламенах водорода показывает, что термин «диффузия недостающего компонента», часто используемый в ранних работах, и сопоставление этого параметра с температуропроводностью смеси могут быть ошибочными. В самом деле, нестабильность наблюдается не только в бедных, но и в богатых пламенах водорода, где кислород является недостающим реагентом и его коэффициент диффузии меньше, чем у водорода.

Водородовоздушные (см. рис. 3,а) и метановоздушные (рис. 3,б) пламена ведут себя подобным образом в том, что переход между стабильными и нестабильными режимами происходит в смесях, которые беднее, чем смесь, соответствующая пику кривой скорости горения. Этот эффект объясняется одинаковым знаком двух разностей: $D_F - D_O > 0$ и $D_N - D_O > 0$. Однако абсолютные значения разностей не равны для этих топлив. Из-за более высокого коэффициента диффузии водорода по сравнению с метаном локальное ускорение пламени (ΔS) гораздо выше в пламенах водорода, чем в пламенах метана. Это приводит к образованию маленьких и стабильных ячеек в водородовоздушных пламенах, в то время как в метановоздушных пламенах ячейки больше и легко подвергаются влиянию любого возможного возмущения потока. Слабость ячеистой структуры объясняет появление неглубоких ячеек, которые наблюдались иногда в бедных пламенах метана [4], а также разброс значений измеренных диаметров ячеек [33–35].

В пропановоздушных пламенах переход между стабильным и нестабильным режимами предсказан в смесях, которые беднее, чем смесь, соответствующая пику кривой скорости горения. Этот сдвиг и проявление ячеистой неустойчивости в богатых пламенах обусловлены обратными знаками двух разностей: $D_F - D_O < 0$, $D_N - D_O < 0$ (в отличие от пламен водорода и метана). Другими словами, кислород диффундирует быстрее, чем азот, в пропановоздушных пламенах, в то время как в водородо- и метановоздушных пламенах азот диффундирует быстрее, чем кислород. Чтобы проиллюстрировать эти неожиданные изменения обсуждаемых разностей в зависимости от свойств горючего, были выполнены их расчеты для стехиометрических смесей углеводородов с воздухом, результаты которых представлены на рис. 4. Наименьший коэффициент диффузии на этом графике со-

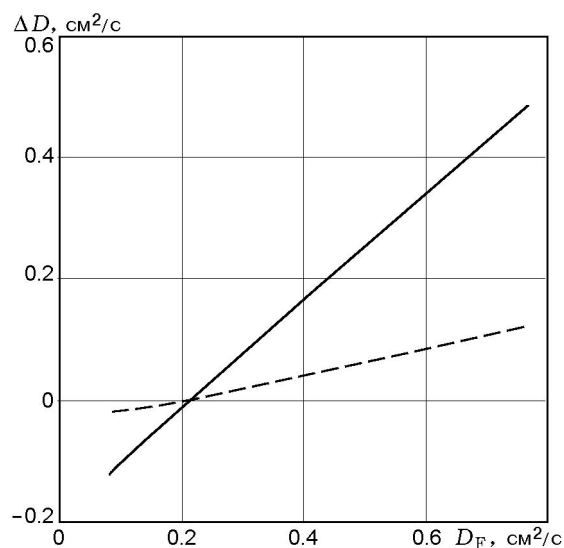


Рис. 4. Разность коэффициентов диффузии $D_F - D_O$ (сплошная линия) и $D_N - D_O$ (штриховая линия) в зависимости от коэффициента диффузии топлива в воздухе в стехиометрических смесях

ответствует *n*-гексановоздушной смеси, а наибольший — водородовоздушной смеси. Разности $D_F - D_O$ и $D_N - D_O$ изменяют свой знак при $D_F = 0.21 \text{ см}^2/\text{с}$. Коэффициент диффузии метана в воздухе ($\approx 0.224 \text{ см}^2/\text{с}$) несколько выше этого критического значения, поэтому метановоздушные пламена ведут себя подобно водородовоздушным, как уже обсуждалось в этой работе. Коэффициенты диффузии всех более тяжелых углеводородов ниже этого критического значения, поэтому они ведут себя подобно пламенам пропана. Кроме того, ламинарные скорости горения нормальных алканов близки во всем диапазоне соотношений топливо/окислитель [36]. Можно поэтому заключить, что в пламенах тяжелых углеводородов переход между стабильным и нестабильным режимами должен наблюдаться в смесях, которые беднее, чем смесь, соответствующая пику кривой скорости горения. Максимум скорости горения нормальных алканов находится при $\phi \approx 1.07$ [36], в то время как в [4] наблюдался переход от ячеистых до полностью плоских пламен в диапазоне смесей $\pm 4\%$ от стехиометрического состава, в очевидном согласии с настоящей моделью. В смесях декан — кислород — азот ячеистость наблюдалась в богатых и слегка бедных (вплоть до $\phi \approx 0.9$)

смесях [33]. Этот эффект и появление ячеистой неустойчивости в смесях тяжелых углеводородов, близких к стехиометрии, когда наклон кривой скорости горения по отношению к концентрации быстро диффундирующего реагента близок к нулю, не были объяснены существующими моделями диффузионно-тепловой неустойчивости [14].

В заключение интересно качественно проанализировать замещение азота более тяжелым инертном, например, диоксидом углерода. В смесях водород (метан) — кислород — диоксид углерода топливо диффундирует быстрее, чем кислород, и $D_F - D_O > 0$, в то время как кислород диффундирует быстрее, чем диоксид углерода, и $D_N - D_O < 0$. Это приводит к возникновению ячеистой неустойчивости в бедных смесях. Кроме того, переход между стабильным и нестабильным режимами должен наблюдаться в смесях, которые богаче, чем смесь, соответствующая пику кривой скорости горения. В смесях более тяжелых углеводородов с кислородом и диоксидом углерода знаки обеих разностей $D_F - D_O$ и $D_N - D_O$ отрицательны, так же как в соответствующих смесях с воздухом. Поэтому поведение этих смесей должно быть схоже со смесями пропан — воздух, как обсуждалось выше. Так, численное моделирование скоростей горения и параметров переноса в пламенах этан — кислород — диоксид углерода предсказывает ячеистую нестабильность в слегка бедных, стехиометрических и богатых смесях при $\phi > 0.95$. Распространение этого подхода для анализа замещения азота более легким инертном, например, гелием, также не вызывает затруднений.

Результаты расчетов по данной модели ячеистой нестабильности перемешанных пламен тройных смесей показывает, что селективная диффузия может изменять отношение концентраций топлива и окислителя, а также эффективную степень разбавления инертном. Это предполагает, что во время развития местного возмущения или выпуклости вследствие диффузионно-тепловой неустойчивости местная температуропроводность и диффузия вещества могут существенно изменяться, что приводит, в свою очередь, к усилению (при $Le < 1$) или к подавлению (при $Le > 1$) роста выпуклости в соответствии с моделью, предложенной Зельдовичем [1]. Такое рассмотрение не оспаривает справедливости критерия появления ячеистой нестабильности в форме урав-

нения (4), так как этот критерий не включает локальные изменения концентраций реагентов. Можно полагать, что рассматриваемая феноменологическая модель должна быть применима к очень малым изменениям локальной скорости горения (ранняя стадия развития выпуклости), когда изменениями местной температуропроводности и диффузии вещества можно пренебречь. С другой стороны, как селективная диффузия реагентов, так и локальные изменения числа Льюиса должны быть приняты во внимание для оценки изменений локальной скорости горения и для предсказания размера ячеек в тройных смесях.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Настоящая феноменологическая модель диффузионно-тепловой неустойчивости перемешанных пламен тройных смесей показывает, что селективная диффузия может изменять отношение концентраций топлива и окислителя, а также эффективную степень разбавления инертном. Ключевые параметры модели оценены с использованием численного моделирования скоростей распространения пламени. Скорости пламени рассчитаны для смесей водород — кислород — азот, метан — кислород — азот и пропан — кислород — азот. Содержание кислорода в искусственном воздухе ($O_2/(O_2 + N_2)$) варьировалось от 21 до 16 %. В хорошем соответствии с экспериментом диффузионно-тепловая неустойчивость предсказана в пламенах водорода при стехиометрическом соотношении $\phi \lesssim 1.45$, в бедных пламенах метана при $\phi \gtrsim 1.02$ и в богатых пламенах пропана при $\phi \gtrsim 1.03$. Оценен масштаб изменений локальной скорости пламени, вызванный селективной диффузией. Показано, что в пламенах водорода и метана с воздухом азот диффундирует быстрее, чем кислород, в то время как кислород диффундирует быстрее, чем азот, в пламенах пропана и других более тяжелых углеводородов. В пламенах пропана и других более тяжелых углеводородов с воздухом переход между стабильным и неустойчивым режимами предсказан в смесях, которые беднее, чем те, что соответствуют максимуму кривой скорости распространения пламени в соответствии с экспериментальными наблюдениями.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б. Теория горения и детонации газов. М.; Л.: Изд-во АН СССР, 1944.

2. **Баренблатт Г. И., Зельдович Я. Б., Истратов А. Г.** О диффузионно-тепловой устойчивости ламинарного пламени // ПМТФ. 1962. Т. 4. С. 21–26.
3. **Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М.** Математическая теория горения и взрыва. М.; Л.: Изд-во АН СССР, 1980.
4. **Markstein G. H.** Instability phenomena in combustion waves // Fourth Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh: The Combustion Inst., 1952. P. 44–59.
5. **Markstein G. H.** Non-Steady Flame Propagation. Pergamon; Oxford, 1964. P. 75.
6. **Sivashinsky G. I.** Diffusional-thermal theory of cellular flames // Combust. Sci. Technol. 1977. V. 15. P. 137–146.
7. **Joulin G., Clavin P.** Linear-stability analysis of non-adiabatic flames — diffusional-thermal model // Combust. Flame. 1979. V. 35. P. 139–153.
8. **Clavin P.** Dynamic behavior of premixed flame fronts in laminar and turbulent flows // Progress in Energy and Combust. Sci. 1985. V. 11. P. 1–59.
9. **Botha J. P., Spalding D. B.** The laminar flame speed of propane/air mixtures with heat extraction from the flame // Proc. Roy. Soc., London. Ser. A. 1954. V. 225. P. 71–96.
10. **Mitani T., Williams F. A.** Studies of cellular flames in hydrogen-oxygen-nitrogen mixtures // Combust. Flame. 1980. V. 39. P. 169–190.
11. **McIntosh A. C.** On the cellular instability of flames near porous-plug burners // J. Fluid Mechanics. 1985. V. 161. P. 43–75.
12. **Manton J., von Elbe G., Lewis B.** Nonisotropic propagation of combustion waves in explosive gas mixture and the development of cellular flames // J. Chem. Phys. 1952. V. 20. P. 153–157.
13. **Joulin G., Mitani T.** Linear-stability analysis of 2-reactant flames // Combust. Flame. 1981. V. 40. P. 235–246.
14. **Hertzberg M.** Selective diffusional demixing: occurrence and size of cellular flames // Progress in Energy and Combust. Sci. 1989. V. 15. P. 203–239.
15. **Kwon S., Tseng L.-K., Faeth G. M.** Laminar burning velocities and transition to unstable flames in $H_2/O_2/N_2$ and $C_3H_8/O_2/N_2$ mixtures // Combust. Flame. 1992. V. 90. P. 230–246.
16. **Law C. K., Faeth G. M.** Opportunities and challenges of combustion in microgravity // Progress in Energy and Combust. Sci. 1994. V. 20. P. 65–113.
17. **Kwon O. C., Faeth G. M.** Flame stretch interaction of premixed hydrogen-fueled flames: measurements and predictions // Combust. Flame. 2001. V. 124. P. 590–610.
18. **Buckmaster J.** The structure and stability of laminar flames // Annual Rev. of Fluid Mech. 1993. V. 25. P.21–53.
19. **Law C. K., Sung C. J.** Structure, aerodynamics and geometry of premixed flamelets // Progress in Energy and Combust. Sci. 2000. V. 26. P. 459–505.
20. **Clavin P.** Dynamics of combustion fronts in premixed gases: from flames to detonations // Proc. of the Combust. Inst. 2000. V. 28. P. 569–585.
21. **Wilke C. R.** Diffusional properties of multicomponent gases // Chem. Eng. Progress. 1950. V. 46. P. 95–104.
22. **Toor H. L.** Diffusion in three-component gas mixtures // AIChE Journal. 1957. V. 3. P. 198–207.
23. **Reid R. C., Prausnitz J. M., Poling B. E.** The Properties of Gases and Liquids. 4th ed. NY: McGraw-Hill, 1987.
24. **Kee R. J., Rupley F. M., Miller J. A.** Chemkin-II: A Fortran chemical kinetics package for the analysis of gas-phase chemical kinetics. Sandia National Laboratories Report. SAND89-8009. 1990.
25. **Kee R. J., Grcar J. F., Smooke M. D., Miller J. A.** Fortran program for modeling steady laminar one-dimensional premixed flames. Sandia National Laboratories Report. SAND85-8240. 1990.
26. **Lutz A. E., Kee R. J., Miller J. A.** Senkin: a Fortran program for predicting homogeneous gas phase chemical kinetics with sensitivity analysis. Sandia National Laboratories Report. SAND87-8248. 1990.
27. **Kee R. J., Dixon-Lewis G., Warnatz J., et al.** A Fortran computer code package for the evaluation of gas-phase multicomponent transport properties. Sandia National Laboratories Report. SAND86-8246. 1990.
28. **Paul P., Warnatz J.** A re-evaluation of the means used to calculate transport properties of reacting flow // Twenty-Seventh Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh: The Combustion Inst., 1998. P. 495–504.
29. **Konnov A. A.** Detailed reaction mechanism for small hydrocarbons combustion, release 0.5, URL: <http://homepages.vub.ac.be/~akonnov/>(2000)
30. **Konnov A. A.** Development and validation of a detailed reaction mechanism for the combustion modeling // Eurasian Chem.-Technol. J. 2000. V. 2. P. 257–264.
31. **Dyakov I. V., Konnov A. A., De Ruyck, et al.** Measurement of adiabatic burning velocity in methane — oxygen — nitrogen mixtures // Combust. Sci. Technol. 2001. V. 172. P. 81–96.
32. **Hertzberg M.** Flame stretch extinction in flow gradients, flammability limits under natural convection // Twentieth Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh: The Combustion Inst., 1984. P. 1967–1974.

33. **Izumikava M., Mitani T., Niioka T.** Experimental study of cellular flame propagation of blend fuels // *Combust. Flame*. 1988. V. 73. P. 207–214.
34. **von Lavante E., Strehlow A.** The mechanism of lean limit flame extinction // *Combust. Flame*. 1983. V. 49. P. 123–140.
35. **Bregeon B., Gordon A. S., Williams F. A.** Near-limit propagation of hydrogen and methane flames in oxygen-nitrogen mixtures // *Combust. Flame*. 1978. V. 33. P. 33–45.
36. **Davis S. G., Law C. K.** Determination of and fuel structure effects on laminar flame speeds of C-1 to C-8 hydrocarbons // *Combust. Sci. Technol.* 1998. V. 140. P. 427–449.

Поступила в редакцию 7/X 2004 г.
