

Пробы газа за камерой отбирали водоохлаждаемым зондом из нержавеющей стали. Окислы азота измеряли с помощью хемиллюминесцентного прибора фирмы «Бекман» (США), точность измерения $\pm 1\%$. Газоанализатор тарировался искусственными смесями NO в азоте, поставленными той же фирмой.

На рис. 2 представлена зависимость выхода окислов азота от коэффициента избытка воздуха. Видно, что доля «топливных» окислов подавляющая и с добавкой аммиака максимум окислов азота смещается в сторону больших избытков воздуха. Доля перехода в NO топливного азота в зависимости от α_r составила 10,5—85%.

С целью возможно более полного снижения образования «термических» и «топливных» окислов азота проведены опыты со ступенчатым сжиганием газа при коэффициенте избытка воздуха в первой ступени $\alpha_r^I = 0,7$ (после второй ступени $\alpha_r^{II} = 0,4$). Концентрация окислов азота в дымовых газах зависит от времени пребывания продуктов неполного сгорания в камере между двумя ступенями сгорания (рис. 3). Как показали результаты опытов, концентрация «термических» окислов азота в камере двухступенчатого сжигания снизилась в 1,5—2 раза, а содержание «топливных» окислов азота уменьшилось в 10 раз за время $\sim 0,08$ с.

*Поступила в редакцию 20/VII 1983,
после доработки — 23/X 1983*

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Крутиев, А. Д. Горбаненко. Теплоэнергетика, 1976, 10, 72.
2. К. Ю. Саар. Автореф. канд. дис. Таллин, 1980.

ДИФфуЗИОННО-ТЕПЛОВОЙ МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ ЯЧЕЕК КОНЕЧНОЙ АМПЛИТУДЫ НА ФРОНТЕ ПЛАМЕНИ

*Ю. И. Петухов, А. А. Фурсенко
(Новосибирск)*

Известно, что фронт пламени в газовых смесях может иметь ячеистую структуру с поперечным размером ячеек порядка одного сантиметра [1, 2]. Вопрос об условиях формирования такой структуры тесно связан с вопросом об устойчивости плоского фронта к пространственным возмущениям. Первые исследования устойчивости основывались на чисто гидродинамическом подходе [3, 4]. Результаты линейной гидродинамической теории оказались находящимися в противоречии с экспериментальными фактами: теория предсказывает абсолютную неустойчивость плоского фронта пламени, в то время как при медленном горении смесей реально существует ламинарный режим с плоским фронтом [5]. Это противоречие привело к развитию гидродинамической теории устойчивости в различных направлениях [1, 6], однако у исследователей нет уверенности в том, что именно гидродинамический механизм является определяющим при разрушении плоского фронта и формировании на нем ячеистой структуры.

Несколько позднее Я. Б. Зельдович указал на существование диффузионно-теплого процесса [7], который может приводить к неустойчивости. Условия диффузионно-тепловой устойчивости в линейном приближении получены в [8]. Авторы обзора [9] отмечают, что существует единый механизм, вызывающий неустойчивость плоского фронта, а гидродинамика и тепло- и массоперенос — два его аспекта. Математические трудности не позволяют до сих пор объединить эти аспекты в единой теории и сопоставить их относительную роль. Однако ясно, что ячеистая

структура формируется потому, что нелинейные эффекты ограничивают рост возмущений и создают новую стационарную морфологию фронта. Следовательно, теоретическое исследование ячеек возможно только в рамках нелинейного подхода, а это требует привлечения численных методов анализа.

В [1] экспериментально установлены два важных соотношения: $p_0^{3/4}L = \text{const}$, $M^{1/3}L = \text{const}$, где L — поперечный размер ячейки; p_0 — давление в горючей смеси; M — молекулярная масса топлива. Эти равенства свидетельствуют в пользу диффузионно-теплового механизма генерации ячеек, если учесть, что в рамках указанного механизма размер ячеек должен иметь порядок диффузионной (или тепловой) длины $L \sim D/v_0$, где D — коэффициент диффузии лимитирующего горения компонента (в нестехиометрических смесях); v_0 — скорость фронта пламени, а также принять во внимание зависимость D и v_0 от p_0 и M [10].

В настоящей работе проведен нелинейный численный анализ диффузионно-теплового механизма на основе модели явления, рассмотренной в [8] в линейном приближении. Зона химической реакции считается узкой в сравнении с зоной подогрева и диффузии, так что для задачи о тепло- и массопереносе фронт пламени — это поверхность разрыва (на ней претерпевают разрыв потоки тепла и вещества). Температура и концентрация компонентов на фронте сохраняют непрерывность. В гидродинамических теориях устойчивости предполагается, что на фронте скачком изменяется скорость среды, поскольку температура считается разрывной функцией. Диффузионные процессы в этих теориях не рассматриваются. Для корректного описания диффузионных процессов приходится учитывать, что перед узкой зоной реакции имеется зона разогрева, в которой вещество разгоняется. Здесь же происходит основное диффузионное перераспределение компонентов, так как число Льюиса для типичных смесей близко к единице, и диффузия происходит в горячей среде. Для упрощения задачи, как и в [8], не рассматривается возмущенное движение газа и плотность смеси считается постоянной. В рамках этой довольно грубой модели удастся построить форму ячеек, исследовать механизм формирования преимущественного размера, в предположении о квазистационарности процесса проследить за развитием малого возмущения и формированием ячейки с конечной амплитудой. Численные значения полученных из модели величин близки к экспериментально наблюдаемым.

Рассматриваются стационарные ячейки, экспериментальная реализация которых осуществлена на целевой горелке в [2]. На рис. 1 приведено схематическое изображение сечения двумерного ячеистого фронта. Система координат связана с фронтом, движущимся в положительном направлении оси Oy с постоянной скоростью v_0 . Заштрихована область, занятая продуктами горения (область II), горючей смеси соответствует незаштрихованная часть верхней полуплоскости (область I). Масштабом длины выбрана половина ширины основания ячейки $h = L/2$, поэтому точка B на рис. 1 соответствует $x = 1$. Значение h заранее неизвестно и относится к определяемым параметрам задачи. В силу очевидной симметрии процессы переноса можно рассматривать в полосе $KLMN$. Единичный вектор нормали к фронту n направим в сторону горючей смеси.

Для упрощения задачи принимается, что горючая смесь состоит из двух компонентов, а продукт горения — из одного [11]. В области I необходимо рассматривать диффузию в тройной смеси, поскольку продукт горения за счет диффузии проникает через фронт из области II . Ячейки образуются в смесях нестехиометрического состава, и компонент, находящийся в недостатке, полностью выгорает на фронте. Поэтому в области II содержатся только продукты горения и избыточный компонент исходной смеси. В [5] отмечается, что процессы переноса при горении могут быть описаны в предположении независимой диффузии. Имеется небольшое число работ, в которых делаются попытки учета взаимного

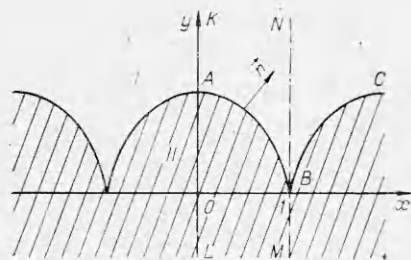


Рис. 1.

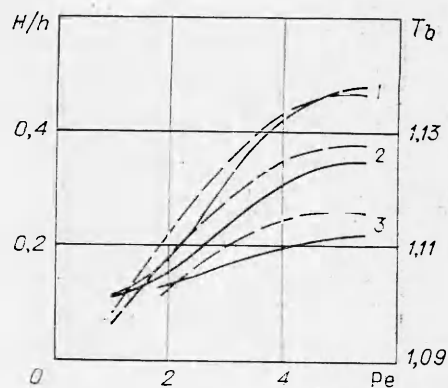


Рис. 2.

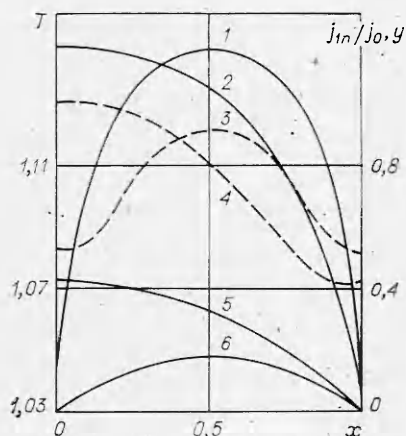


Рис. 3.

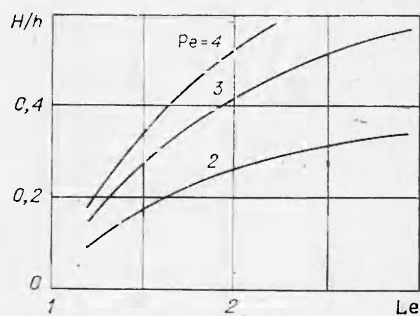


Рис. 4.

влияния диффузионных потоков различных компонентов. Здесь используются уравнения из [11], в которых такое влияние приближенно учтено. Будем для определенности рассматривать богатые смеси. Условимся индексами 1, 2 и 3 обозначать в области I величины, относящиеся к окислителю, топливу и продукту горения соответственно, а индексом 4 — величины, относящиеся к остатку топлива в области II. Выберем масштаб вектора плотности потока вещества величину $j_0 = \rho v_0$, где ρ — плотность газовой смеси, одинаковая для областей I и II, и введем вектор скорости среды $\mathbf{v} = \{0, -v_0\}$. Безразмерный вектор плотности потока массы окислителя можно записать в виде [11]

$$\mathbf{j}_1 = C_1 \frac{\mathbf{v}}{v_0} - \frac{nm_2}{\rho Pe_{12}} \nabla C_1 + \frac{nm_3}{\rho Pe_3} C_1^0 \left[1 - \frac{m_2 D_{12}}{m_3 D_{13}} \right] \nabla C_3,$$

откуда, используя условие $\text{div } \mathbf{j}_1 = 0$, в стационарном случае имеем

$$\Delta C_1 + d \frac{\partial C_1}{\partial y} = b \Delta C_3.$$

Здесь C_1 и C_3 — концентрации окислителя и продуктов реакции; C_1^0 — концентрация окислителя в исходной смеси; $Pe_{12} = v_0 h / D_{12}$, $Pe_3 = v_0 h / D_3$ — числа Пекле; $1/D_3 = C_1^0 / D_{13} + C_3^0 / D_{23}$; D_{12} , D_{13} , D_{23} — бинарные коэффициенты диффузии; n — полное число частиц в единице объема исходной смеси; $d = \rho Pe_{12} / nm_2$; $b = m_3 Pe_{12} C_1^0 [1 - m_2 Pe_{13} / m_3 Pe_{12}] m_2 Pe_3$. Подобным

образом получаются уравнения

$$\Delta C_3 + \text{Pe}_3 \frac{\partial C_3}{\partial y} = 0,$$

$$\Delta C_4 + \text{Pe}_4 \frac{\partial C_4}{\partial y} = 0.$$

Здесь $\text{Pe}_i = v_0 h / D_i$; D_i — коэффициент диффузии топлива в продуктах горения. В силу симметрии для всех функций C_i должны выполняться соотношения

$$\frac{\partial C_i}{\partial x} = 0 \quad \text{при } x = 0 \text{ и } x = 1 \quad (i = 1 \div 4). \quad (1)$$

Граничные условия на фронте пламени AB : полное сгорание недостающего компонента

$$C_1 = 0, \quad (2)$$

равенство концентрации топлива по обе стороны фронта

$$C_2 = C_4 \quad (3)$$

и баланс потока топлива по обе стороны от фронта

$$j_{2n} - j_{1n} v_2 / v_1 = j_{4n}. \quad (4)$$

Здесь v_1 и v_2 — стехиометрические коэффициенты [5]. Смысл последнего условия состоит в том, что в зону реакции поступают определенные потоки топлива и окислителя, но в реакцию вступает не весь поток избыточного компонента. «Лишняя» часть этого потока должна пройти сквозь зону реакции и обеспечить отвод излишков топлива от зоны в направлении движения продуктов горения.

Обозначим безразмерные значения температуры в областях I и II через T_1 и T_2 , причем масштабом температуры выберем величину $T_0 = Q_0 / \rho v_0 c$, где Q_0 — плотность потока химической энергии в исходной смеси; c — теплоемкость [5]. Теплоперенос в каждой из областей описывается уравнением

$$\Delta T_i + \text{Pe}_i \frac{\partial T_i}{\partial y} = 0 \quad (i = 1, 2),$$

где $\text{Pe}_i = v_0 h / a_i$ — тепловые числа Пекле; a_i — коэффициенты температуропроводности. Далее будем полагать $\text{Pe}_1 = \text{Pe}_2 = \text{Pe}$. Условие симметрии имеет вид

$$\frac{\partial T_i}{\partial x} = 0 \quad \text{при } x = 0 \text{ и } x = 1 \quad (i = 1, 2).$$

Условия на фронте:

$$T_1 = T_2, \quad \frac{\partial T_2}{\partial n} - \frac{\partial T_1}{\partial n} = \text{Pe} f(l). \quad (5)$$

Здесь частные производные вычисляются в направлении нормали к AB , $f(l) = Q/Q_0$; Q — интенсивность тепловыделения на единице площади фронта; l — переменная точка на кривой AB . Очевидно, функция $f(l)$ равна отношению нормальной составляющей потока окислителя в данной точке фронта к потоку окислителя в исходной смеси (при $y \rightarrow \infty$).

Методом Фурье — Бесселя [12] решения краевых задач записываются в виде рядов. Так, для диффузионной задачи нетрудно получить

ряды

$$C_3 = \sum_{i=0}^{\infty} B_i \cos(i\pi x) \exp(-k_3 y), \quad (6)$$

$$k_3(i) = \left(\text{Pe}_3 + \sqrt{\text{Pe}_3^2 + 4\pi^2 i^2} \right) / 2,$$

$$C_1 = C_1^0 + \sum_{i=0}^{\infty} \left[A_i \exp(-k_{12} y) + \frac{b \text{Pe}_3}{\text{Pe}_3 - d} B_i \exp(-k_3 y) \right] \cos(i\pi x), \quad (7)$$

$$k_{12}(i) = (d + \sqrt{d^2 + 4\pi^2 i^2}) / 2,$$

$$C_4 = \sum_{i=0}^{\infty} F_i \cos(i\pi x) \exp[-k_4 (y - y_0)], \quad (8)$$

$$k_4(i) = \left(\text{Pe}_4 - \sqrt{\text{Pe}_4^2 + 4\pi^2 i^2} \right) / 2.$$

Здесь i — натуральные числа; A_i, B_i, F_i — последовательности неопределенных коэффициентов; y_0 — ордината вершины ячейки (точка A на рис. 1). Решения (6)–(8) удовлетворяют условиям (1). При $y \rightarrow \infty$ концентрация продуктов горения должна убывать до нуля, поэтому ряд (6) не содержит постоянного слагаемого. В этой же бесконечно удаленной точке концентрация окислителя достигает заданного значения C_1^0 . Для вычисления концентрации топлива используется условие постоянства плотности $C_2 = (\rho/n - m_1 C_1 - m_3 C_3) / m_2$. Для вычисления потоков привлекается соотношение

$$n_1 m_1 v_1 + n_2 m_2 v_2 + n_3 m_3 v_3 = 0,$$

где v_1, v_2 и v_3 — векторы скоростей диффузии; n_i — число частиц i -го компонента в единице объема.

Временно предполагаем, что значения всех параметров Пекле заданы и форма кривой AB известна. Три последовательности неопределенных коэффициентов используются для удовлетворения граничным условиям (2)–(4) на фронте пламени. С этой целью в решениях вместо бесконечных рядов оставляем конечное число слагаемых. Машинные эксперименты показали, что, сохраняя в рядах по десять слагаемых, можно обеспечить удовлетворительную точность решения. Величины коэффициентов находятся методом наименьших квадратов, для чего отрезок $[0, 1]$ ось Ox разбивается на сто частей. Расчеты проводили и при большем числе точек разбиения, и при большем количестве отыскиваемых коэффициентов.

Не вдаваясь в детали, отметим, что при выборе оптимальных количеств коэффициентов и точек приходится учитывать не только точность решения, но и машинное время, необходимое для реализации алгоритмов. Когда решена задача о распределении концентрации компонентов, можно вычислить функцию $f(l)$, входящую в (5), и таким же способом решить задачу о распределении температуры. Методом наименьших квадратов по ста точкам на кривой AB , оставляя в каждом из рядов десять отыскиваемых коэффициентов (при значениях определяющих параметров, которые будут фигурировать в приведенных ниже результатах), удается удовлетворить все граничные условия на кривой AB с относительной точностью не хуже 0,5%.

На фронте пламени должно удовлетворяться кинематическое условие, которое для стационарного случая в системе координат, связанной с фронтом, записывается в виде [2]

$$\frac{dy}{dx} = - \sqrt{\left(\frac{v_0}{v}\right)^2 - 1}, \quad (9)$$

где $y = y(x)$ — уравнение кривой AB ; v — скорость пламени в данной точке поверхности относительно горючей смеси; v_0 — скорость ячейки

фронта, совпадающая со значением v в точке A (см. рис. 1). Будем считать, что v зависит только от температуры в данной точке фронта и определяется формулой

$$v = u \exp(-E/2RT), \quad (10)$$

где u — постоянный множитель; E — энергия активации; R — универсальная газовая постоянная; T — температура. В [5] отмечено, что эта формула справедлива для плоского фронта. Для искривленного фронта необходимо использовать другие соотношения [13]. Однако учитывая, что ячейки могут в определенных условиях иметь малую высоту и, следовательно, мало возмущать плоский фронт, будем пользоваться формулой (10). Возможное уточнение зависимости скорости пламени от температуры и состава смеси не внесет принципиальных усложнений в последовательность рассуждений и используемые алгоритмы.

В процессе решения для заданных чисел Pe необходимо определить форму поверхности ячейки AB (найти функцию $y = y(x)$, определяемую соотношением (9)), вычислить распределение температуры и концентрации, по известной температуре на вершине ячейки определить v_0 и, пользуясь величиной Pe_{12} , найти h и ширину ячейки $L = 2h$. Для решения задачи в целом использован метод итераций. Вначале назначается произвольно пробное значение $Pe_{12} \sim 1$, поскольку ожидаемая величина ширины ячейки должна иметь порядок диффузионной длины. По выбранному Pe_{12} вычисляются диффузионные и тепловые числа Pe с другими индексами. Это сделать можно, так как коэффициенты переноса известны.

На отрезке $[0, 1]$ оси Ox произвольно задается функция $y = y(x)$, графиком которой является кривая AB на рис. 1, и решаются задачи о распределении полей концентраций и температуры. По известному распределению температуры можно вычислить скорость фронта пламени в различных точках искусственно заданной формы фронта AB . Очевидно, что в общем случае окажется невыполненным кинематическое условие (9). Поэтому значения $v(l)$ на кривой предыдущей итерации используются для численного построения кривой следующей итерации по формуле (9). Итерации продолжаются до тех пор, пока кривые на двух соседних итерациях не совпадут между собой в пределах заданной точности. Машинные эксперименты показали, что в тех случаях, когда должна сформироваться стационарная ячейка, итерации достаточно быстро сходятся.

Здесь приведены результаты численных расчетов, полученных в случае одинаковых коэффициентов диффузии и равных молекулярных масс компонентов ($m_1 = m_2 = m_3$), со стехиометрическими коэффициентами $\nu_1 = \nu_2 = 1$ [5] при $C_1^0 = 0,4$ (очевидно, стехиометрическому составу при выбранных значениях параметров соответствует $C_1^0 = 0,5$). В разных вариантах выбирались различные числа $Le = D_{12}/a > 1$, значения тепловых чисел Pe вычислялись по выбранным Pe_{12} и Le : $Pe = Pe_{12}Le$. Установлено, что ячейки существуют при всех малых Pe (нет минимального размера). С увеличением Pe возрастают высота стационарной ячейки и ее поперечный размер L , одновременно увеличиваются температура на вершине T_v и, следовательно, v_0 (ячейки большего размера приводят к большей скорости перемещения фронта пламени). На рис. 2 приведены результаты расчетов безразмерных температур (штриховые линии) и высот для $Le = 1,7$ (1), 1,5 (2) и 1,3 (3). Каждая кривая достигает максимума при некотором критическом значении $Pe_{кр}$. При больших величинах Pe стационарная ячейка не может существовать и распадается на две. На некоторой итерации появляется максимум температуры в точке, не совпадающей с вершиной, что приводит к появлению выступа на поверхности ячейки, который развивается при продолжении итераций и приводит к распаду нестационарной ячейки на две стационарные. Таким образом, при значении Pe , меньшем критического, в результате итераций на отрезке $[0, 1]$ формируется стационарная кривая, имеющая вершину

с горизонтальной касательной при $x = 0$. Заданная на первой итерации произвольная форма половины ячейки (кривая AB на рис. 1) в результате последующих итераций преобразуется, но вершина ячейки остается на оси Oy . При $Re > Re_{кр}$ исходная форма поверхности изменяет свой вид, так что все основание ячейки укладывается на отрезке $[0, 1]$, а вершина лежит в точке с абсциссой $x = 0,5$.

На рис. 3 приведены форма ячейки при $Le = 1,7$ и $Re = 4$ (кривая 5) и распределение на ее поверхности нормальной составляющей безразмерного потока окислителя (2) и безразмерной температуры (4), а те же величины для $Re = 7$ представлены кривыми 1, 3, 6 (штриховыми линиями показаны распределения температур). На плоском фронте в тех же условиях безразмерная температура имела бы значение 1,1. На вершине всех возможных ячеек T_v выше этой величины (см. рис. 3) и, следовательно, скорость ячейстого фронта выше скорости плоского фронта, причем с увеличением поперечного размера ячейки (с ростом Re) v_0 повышается. Большим ячейкам соответствует большая скорость.

В [1] описано динамическое состояние стационарного в среднем ячейстого фронта. На нем одновременно существуют ячейки разных размеров, причем ячейка меньших размеров, оказавшись в соседстве с более крупной, поглощается последней. Когда большая ячейка, присоединив несколько малых, перейдет через критический размер, она распадается на две. Таким образом, размер ячейки не может оказаться больше некоторого критического, но и малые ячейки не могут полностью исчезнуть с фронта, так как «малая фракция» постоянно получает пополнение за счет разрушения крупных ячеек. Даже в рамках идеализированной схемы, рассмотренной в настоящей работе, удастся понять эти закономерности. Малые ячейки поглощаются большими по той причине, что имеют меньшую скорость перемещения, в результате чего «отстают» от крупных, и последние накрывают их. Из рис. 2 видно, что в рассмотренном диапазоне значений параметра Le наибольший поперечный размер устойчивой ячейки соответствует $Re \approx 5$ и слабо зависит от Le . Поскольку при постоянном Re меньшим значениям Le соответствует меньшая температура на вершине и, следовательно, меньшая скорость, это означает, что L возрастает со снижением Le , но при этом уменьшается амплитуда (см. рис. 2). Это находится в согласии с экспериментальными наблюдениями.

В линейной теории плоского фронта обнаружено, что $Le_{кр} \approx 1$. Вблизи границы устойчивости формируются ячейки с малой амплитудой. Это обстоятельство позволило провести дополнительную проверку использованных здесь алгоритмов. Для трех различных величин Re строились ячейки при различных значениях Le . Поскольку вблизи границы устойчивости итерации сходятся весьма медленно, в этой области трудно рассчитать параметры ячеек. На рис. 4 приведены зависимости безразмерной амплитуды ячеек H/h от Le . Видно, что кривые имеют тенденцию к пересечению оси абсцисс в окрестности $Le \approx 1$. Это позволяет утверждать, что результаты численного анализа не противоречат линейной теории диффузионно-тепловой устойчивости.

Помимо итерационного метода отыскания стационарной формы ячейки применен метод эволюции некоторого первоначального периодического возмущения плоского фронта. Возмущение задавалось той же функцией, что и в методе итераций. На каждом этапе решения предполагалось, что при эволюции возмущения все поля успевают перестраиваться достаточно быстро, так что в любой момент они могут быть найдены из решения стационарной задачи. Это справедливо вблизи границы устойчивости, когда развитие возмущений происходит достаточно медленно. Зная, таким образом, найденное распределение температуры на развивающемся фронте и вычисляя распределение нормальной скорости в точках фронта по формуле (10), можно сделать шаг по времени и вычислить форму фронта в следующий момент. Безразмерные ординаты новой поверхности

рассчитывали по формуле

$$y_{i+1} = y_i + \left(\frac{v_i}{v_{0i}} \frac{1}{\sin \alpha} - 1 \right) \Delta \tau, \quad (11)$$

где индекс i обозначает номер шага по времени; v_i — скорость фронта в данной точке, вычисляемая по (10); v_{0i} — скорость фронта на вершине; α — угол между вектором нормали и осью Ox ; $\Delta \tau = v_{0i} \Delta t / h_i$ — безразмерный шаг по времени; h_i — половина ширины ячейки на данном шаге по времени. Последняя величина неодинакова на разных шагах эволюции, так как вычисления ведутся с фиксированными значениями чисел Re , а величина v_{0i} , входящая вместе с h_i в эти параметры, зависит от температуры на вершине и изменяется от шага к шагу. Отметим, что выражение в круглых скобках в (11) обращается в нуль, если выполняется условие (9). Следовательно, методы итераций и эволюции должны приводить к одинаковой стационарной форме ячеек, что и обнаружено машинными экспериментами. Отличие же методов в том, что кривые, представляющие форму ячеек на промежуточных итерациях, не имеют физического смысла, в то время как во втором методе прослеживается развитие возмущения со временем вплоть до достижения ячейкой стационарной формы (в предположении о квазистационарности полей).

Известно, что гидродинамическая теория устойчивости предсказывает разрушение сферического фронта пламени при $Re \approx 1$ (построенного по вязкости холодной смеси и радиусу сферы) [9] (уточненная теория дает $Re \sim 10^3$), в то время как наблюдаемое в экспериментах критическое число Рейнольдса на несколько порядков выше [14]. Методом эволюции изучено развитие ячейки для $Le = 1,7$ и $Re = 4$ (значение, близкое к критическому). Начальное возмущение задавалось функцией $y = y_0(1 - x^2)$ с $y_0 = 0,05$. Использовался шаг по безразмерному времени $\Delta \tau = v_0 \Delta t / h = 2 \cdot 10^{-2}$. Для $v_0 \approx 50$ см/с и $h = 1$ см шаг по размерному времени составляет $\Delta t = 0,4$ мс. Ячейка достигает амплитуды $H/h \approx 0,15$ примерно за 20 итераций, т. е. через 8 мс, что находится в хорошем согласии с данными работы [14]. Для достижения полной амплитуды $H/h \approx 0,43$ требуется до 40 итераций, что соответствует 15 мс.

Провести более тщательные сопоставления трудно, однако полученное соответствие экспериментальным данным может свидетельствовать о том, что первопричиной неустойчивости пламени является диффузионно-тепловой механизм, вызывающий развитие ячеек и одновременно гидродинамических возмущений, которые при больших значениях Le могут переводить ламинарное горение в турбулентное. Ускорение сферического фронта [15] также может объясняться появлением ячеек даже в тех случаях, когда не наблюдается переход горения в турбулентный режим, так как ячейчатый фронт имеет большую скорость, чем плоский. Используя экспериментальные результаты Маркштейна по средним размерам ячеек, данные о коэффициентах переноса [10] и о величинах v_0 для газовых смесей [16], можно вычислить экспериментальные значения чисел Пекле. Расчеты дают $Pe = 5 \div 8$, что близко к $Pe_{кр}$, полученному в настоящей работе.

Необходимо отметить что в работе [17] на основе линейной теории устойчивости получена немонотонная зависимость инкремента нарастания амплитуды возмущения от длины волны. Возмущение с критической длиной волны, соответствующей максимальному инкременту, по мысли авторов, сформирует ячейку конечной амплитуды. Последнее подтверждено в работе [18]. Интересен тот факт, что $Pe_{кр}$, полученное в настоящей работе (см. рис. 2), и значение числа Pe , построенного по половине критической длины волны из [17], с хорошей точностью совпадают.

Таким образом, предложенный здесь численный метод анализа ячеек конечной амплитуды в рамках диффузионно-теплого механизма, указанного Я. Б. Зельдовичем [7], позволил промоделировать некоторые экспериментальные факты, связанные с ячейчатой структурой пламени. Удалось объяснить причину разрушения ячеек с большим поперечным

размером, установить порядок времени, необходимого для развития ячеек, построить форму двумерных ячеек и обнаружить увеличение скорости перемещения ячейки фронта пламени в сравнении с плоским. Уточнение расчетов такого рода должно идти по пути учета гидродинамических возмущений, вызываемых неоднородным распределением температуры на искривленном фронте.

Работа выполнена по предложению и под руководством академика С. С. Кутателадзе. Авторы выражают ему глубокую благодарность.

Поступила в редакцию 15/VII 1982,
после доработки — 21/X 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Маркштейн. ВРТ, 1951, 4.
2. Нестационарное распространение пламени/Под ред. Г. Маркштейна. М.: Мир, 1968.
3. Л. Д. Ландау. ЖЭТФ, 1944, 14, 6, 240.
4. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М.: Гостехтеориздат, 1953.
5. Я. Б. Зельдович и др. Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980.
6. А. Г. Истратов, В. Б. Либрович. ПМТФ, 1966, 1, 67.
7. Я. Б. Зельдович. Теория горения и детонации газов. М.—Л.: Изд-во АН СССР, 1944.
8. Г. И. Баренблатт, Я. Б. Зельдович, А. Г. Истратов. ПМТФ, 1962, 4, 21.
9. А. Г. Истратов, В. Б. Либрович. Устойчивость пламен (обзор). М.: ВИНТИ, 1966.
10. И. Б. Варгафтик. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Физматгиз, 1963.
11. В. Экхаус. ВРТ, 1961, 11, 16.
12. А. И. Тихонов, А. А. Самарский. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1966.
13. Ф. Бартльме. Газодинамика горения. М.: Энергия, 1981.
14. Л. А. Гусак, Е. Н. Спринчина, К. И. Щелкин. ФГВ, 1968, 4, 3, 358.
15. Х. А. Ракипова, Я. К. Трошин, К. И. Щелкин. ЖТФ, 1947, 17, 12, 1397.
16. В. М. Мальцев, М. И. Мальцев, Л. Я. Кашпоров. Основные характеристики горения. М.: Химия, 1977.
17. А. П. Алдушин, С. Г. Каспарян. Докл. АН СССР, 1979, 244, 1, 67.
18. А. П. Алдушин, С. Г. Каспарян, К. Г. Шкадинский. Докл. АН СССР, 1979, 247, 5, 1412.

ИОНИЗАЦИЯ В ДИФфуЗИОННЫХ ПАРОФАЗНЫХ ПЛАМЕНАХ МАГНИЯ ПРИ ПОНИЖЕННЫХ ДАВЛЕНИЯХ

Ю. Ф. Банников, В. И. Струнин, В. В. Тихомиров

(Омск)

В большинстве работ, посвященных пламенам щелочно-земельных металлов, исследуются теплофизические, газодинамические, спектральные закономерности горения [1—3]. Определены кинетические коэффициенты реакций окисления металлов атомарным и молекулярным кислородом [4, 5]. Однако электрофизические характеристики пламен щелочно-земельных металлов изучены слабо. Косвенным образом указывается на наличие зарядов на поверхности конденсированной окиси магния [3], обнаружен собственный электрический потенциал горячей частицы магния [6, 7]. И если химическая природа ионизации в углеводородных пламенах общепризнана и механизм ее установлен, то вопросы образования зарядов в пламенах щелочно-земельных металлов, в частности магния, требуют детального изучения.

Настоящая работа посвящена исследованию электронного компонента пламени магния при пониженных давлениях в окислительной смеси $\text{Ar} + \text{O}_2$. По экспериментальным результатам проведена количественная оценка эффективного коэффициента электрообразования, представляю-