

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ТЕМПЕРАТУРЫ И КОНЦЕНТРАЦИИ
В ЗОНЕ РЕАГИРОВАНИЯ СПУТНЫХ ПОТОКОВ
НЕПЕРЕМЕШАННЫХ РЕАГЕНТОВ

В. С. АСТАВИН, Ю. С. РЯЗАНЦЕВ

(Москва)

При описании процессов теплообмена в пламенах и пламенных реакторах со струйной коаксиальной подачей предварительно не перемешанных газообразных реагентов [1-3] существенный интерес представляет расчет распределений температуры и концентрации в зоне реагирования.

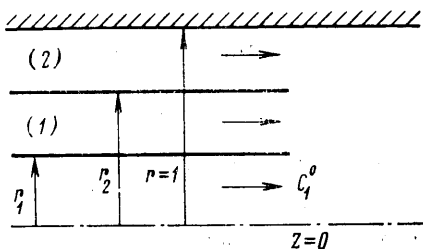
В данной работе рассмотрено несколько задач о распределении температуры и концентрации в области реагирования параллельных потоков, соответствующих различным условиям на входе в зону смешения.

В рамках упрощенной модели описания диффузионного режима реагирования струй предварительно не перемешанных компонентов [4] получены формулы для расчета распределений концентрации и температуры в зоне реагирования спутных потоков. Приведены численные примеры. Установлена независимость распределения теплового потока на внешней стенке реактора при изменении условий подачи реагентов по периферии.

1. Рассмотрим задачу о распределении температуры и концентрации в зоне смешения спутных потоков реагирующих компонент и инертного газа (фиг. 1), считая, что в газе протекает необратимая химическая реакция $A_1 + \nu_1 A_2 \rightarrow A_3 + \nu_2 A_4$. Примем, что теплоперенос в зоне смешения ($z > 0$) описывается уравнениями

$$(1,1) \quad U \frac{\partial c_1}{\partial z} = D \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^n \frac{\partial c_1}{\partial r} \right) - f(c_1, c_2, T)$$

$$U \frac{\partial c_2}{\partial z} = D \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^n \frac{\partial c_2}{\partial r} \right) - \nu_1 f(c_1, c_2, T)$$



Фиг. 1

$$U \frac{\partial c_3}{\partial z} = D \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^n \frac{\partial c_3}{\partial r} \right) + f(c_1, c_2, T) U \frac{\partial T}{\partial z} = \chi \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^n \frac{\partial T}{\partial r} \right) + Hf(c_1, c_2, T)$$

Здесь U — скорость потока, см/сек; D — коэффициент диффузии, см²/сек; $c_i = x_i/m$ — концентрация i -го вещества, моль/г; x_i — мольная доля вещества i , m — молекулярный вес смеси; r — поперечная координата в декартовой ($n=0$) или цилиндрической ($n=1$) системе координат, см; f — скорость химической реакции, моль/(г·сек); z — продольная координата

ната, см; H — теплота реакции, град·г/моль; χ — коэффициент температуропроводности, см²/сек; T — температура, °К.

При записи системы уравнений сделан ряд стандартных упрощающих предположений, в частности: принято, что скорость постоянна и направлена вдоль оси; коэффициенты бинарной диффузии для всех пар компонентов равны между собой, постоянны и равны коэффициенту температуропроводности смеси; плотность постоянная; диффузией в аксиальном направлении пренебрегается (достаточно большие числа Пекле).

Рассмотрим два варианта подачи инертного газа. Пусть в первом случае он подается по каналу 1 (фиг. 1) и разделяет реагенты, во втором — по каналу 2 и отделяет реагенты от стенки. Граничные условия в двух случаях имеют соответственно вид

$$\begin{aligned}
 (1.2) \quad & z=0, \quad 0 < r < r_1, \quad c_1=c_1^\circ, \quad c_2=c_3=0, \quad T=T^\circ \\
 & \quad r_1 < r < r_2, \quad c_1=c_2=c_3=0, \quad T=T^\circ \\
 & \quad r_2 < r < 1, \quad c_2=c_2^\circ, \quad c_1=c_3=0, \quad T=T^\circ \\
 & z > 0, \quad r=0, \quad \partial c_1/\partial r = \partial c_2/\partial r = \partial c_3/\partial r = \partial T/\partial r = 0 \\
 & z > 0, \quad r=1, \quad \partial c_1/\partial r = \partial c_2/\partial r = \partial c_3/\partial r, \quad T=T_w \\
 (1.3) \quad & z=0, \quad 0 < r < r_1, \quad c_1=c_1^\circ, \quad c_2=c_3=0, \quad T=T^\circ \\
 & \quad r_1 < r < r_2, \quad c_2=c_2^\circ, \quad c_1=c_3=0, \quad T=T^\circ \\
 & \quad r_2 < r < 1, \quad c_1=c_2=c_3=0, \quad T=T^\circ \\
 & z > 0, \quad r=0, \quad \partial c_1/\partial r = \partial c_2/\partial r = \partial c_3/\partial r = \partial T/\partial r = 0 \\
 & z > 0, \quad r=1, \quad \partial c_1/\partial r = \partial c_2/\partial r = \partial c_3/\partial r = 0, \quad T=T_w
 \end{aligned}$$

Здесь T° — температура компонентов на входе в область реагирования; T_w — температура стенки.

Решим задачу (1.1), (1.2) в предположении, что скорость химической реакции бесконечна. Тогда распределение концентрации, форма и длина фронта реакции могут быть найдены независимо от поля температуры. Рассмотрим случай $n=0$.

Для функции $\beta_1 = v_1 c_1 - c_2$ получим однородное уравнение и граничные условия

$$\begin{aligned}
 (1.4) \quad & U \frac{\partial \beta_1}{\partial z} = D \frac{\partial^2 \beta_1}{\partial r^2} \\
 & z=0, \quad 0 < r < r_1, \quad \beta_1 = v_1 c_1^\circ \\
 & \quad r_1 < r < r_2, \quad \beta_1 = 0; \quad r_2 < r < 1, \quad \beta_1 = -c_2^\circ \\
 & \quad r=0, \quad \partial \beta_1/\partial r = 0; \quad r=1, \quad \partial \beta_1/\partial r = 0
 \end{aligned}$$

Из (1.4) найдем

$$\begin{aligned}
 (1.5) \quad & \beta_1 = v_1 c_1^\circ r_1 - c_2^\circ (1 - r_2) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \varphi_n^{-1} \{ \sin(\varphi_n r_1) v_1 c_1^\circ + \\
 & + c_2^\circ \sin(\varphi_n r_2) \} \cos(\varphi_n r) \exp\{-\varphi_n^2 z U^{-1} D\} \\
 & \varphi_n = n\pi
 \end{aligned}$$

На поверхности реакции концентрации реагентов равны нулю, поэтому из (1.5) для формы этой поверхности получим уравнение

$$(1.6) \quad \beta_1(r, z) = 0$$

Формула (1.5) дает выражение для распределения концентрации $c_1(r, z)$ внутри поверхности (1.6), где $c_2=0$ и для распределения c_2 вне этой поверхности, где $c_1=0$.

В соответствии с (1.5), (1.6) длина зоны реакции в одночленном приближении равна

$$(1.7) \quad L_1 = \frac{U}{D\pi^2} \ln \left[\frac{2\{\sin(\pi r_1) v_1 c_1^\circ + c_2^\circ \sin(\pi r_2)\}}{\pi\{c_2^\circ(1-r_2) - r_1 v_1 c_1^\circ\}} \right]$$

Найдем распределение температуры в зоне смешения. Хотя в задаче (1.1), (1.2) отсутствует подобие полей концентрации и температуры, предположение о бесконечно тонком фронте химической реакции позволяет свести определение поля температуры в зоне смешения к решению простой линейной задачи. Введем функцию $\beta_T^{(1)} = T + Hc_1 - T_w$. Учитывая, что тепловыделение происходит на бесконечно тонком фронте химической реакции, снаружи от которого имеет место равенство $c_1 = 0$, для функции $\beta_T^{(1)}$ из (1.1), (1.2) получим следующее уравнение и граничные условия:

$$(1.8) \quad U \frac{\partial \beta_T^{(1)}}{\partial z} = D \frac{\partial^2 \beta_T^{(1)}}{\partial r^2}$$

$$z=0, \quad 0 < r < r_1, \quad \beta_T^{(1)} = T^\circ + Hc_1^\circ - T_w$$

$$r_1 < r < 1, \quad \beta_T^{(1)} = T^\circ - T_w$$

$$r=0, \quad \partial \beta_T^{(1)} / \partial r = 0; \quad r=1, \quad \beta_T^{(1)} = 0$$

Решение задачи (1.8) имеет вид

$$(1.9) \quad \beta_T^{(1)} = \sum_{n=0}^{\infty} S_n \cos(\lambda_n r) \exp[-\lambda_n^2 z U^{-1} D]$$

$$S_n = 2\lambda_n^{-1} \{Hc_1^\circ \sin(\lambda_n r_1) + (T^\circ - T_w) (-1)^n\}, \quad \lambda_n = (n+0.5)\pi$$

Формула (1.9) с учетом (1.5) описывает распределение температуры внутри канала

$$(1.10) \quad T(r, z) = \begin{cases} T_w + \beta_T^{(1)}(r, z) - H\beta_1(r, z) \\ T_w + \beta_T^{(1)}(r, z) \end{cases}$$

Здесь верхнее равенство справедливо внутри поверхности (1.6), ниже — снаружи.

Выражение (1.10) определяет, в частности, положение экстремума температуры на оси в зависимости от соотношения температуры на стенке и температуры входного потока. Так, если $H > 0$, то при увеличении температуры стенки по отношению к температуре течения на входе в область реагирования максимум температуры на оси смещается вниз по потоку.

Отметим, что определение поля температуры внутри канала из решения линейной задачи оказывается возможным только в том случае, когда имеется избыток реагента A_2 , подаваемого по периферии (фронт реакции замыкается на оси канала). Здесь и далее предполагается, что это условие выполнено.

Получим теперь решение задачи (1.1), (1.3). В этом случае для функции $\beta_2 = v_2 c_1 - c_2$, формы фронта реакции, длины зоны реакции, функции $\beta_T^{(2)} = T + Hc_1 - T_w$ и распределения температуры можно получить

$$(1.11) \quad \beta_2 = v_1 c_1^\circ r_1 - c_2^\circ (r_2 - r_1) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \varphi_n^{-1} \{ \sin(\varphi_n r_1) v_1 c_1^\circ - c_2^\circ [\sin(\varphi_n r_2) - \sin(\varphi_n r_1)] \} \exp[-\varphi_n^2 z U^{-1} D]$$

$$(1.12) \quad \beta_2(r, z) = 0$$

$$(1.13) \quad L_2 = \frac{U}{D\pi^2} \ln \left[\frac{2\{\sin(\pi r_1) v_1 c_1^\circ - c_2^\circ [\sin(\pi r_2) - \sin(\pi r_1)]\}}{\pi \{c_2^\circ (r_2 - r_1) - r_1 v_1 c_1^\circ\}} \right]$$

$$(1.14) \quad \beta_T^{(2)} = \beta_T^{(1)}$$

$$(1.15) \quad T(r, z) = \begin{cases} T_w + \beta_T^{(1)}(r, z) - H\beta_2(r, z) \\ T_w + \beta_T^{(1)}(r, z) \end{cases}$$

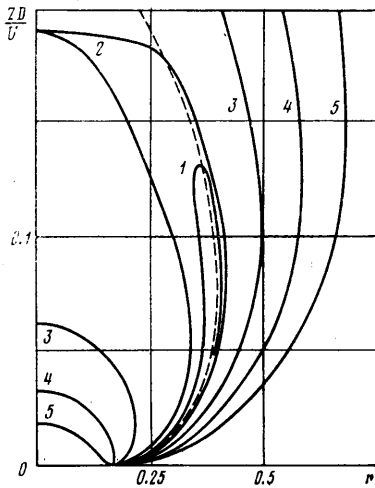
В формуле (1.15) верхнее равенство справедливо внутри поверхности (1.12), нижнее — вне ее.

Сравнивая решения (1.5)–(1.7) и (1.11)–(1.13), соответствующие различным случаям подачи реагентов и инертного газа, можно видеть, что структура полей концентрации в области вблизи фронта химической реакции существенно различна. Для отношения длин зоны с химической реакцией в двух случаях из (1.7) и (1.13) найдем

$$\frac{L_1}{L_2} = \ln \left[\frac{2\{\sin(\pi r_1) v_1 c_1^\circ + c_2^\circ \sin(\pi r_2)\}}{\pi \{c_2^\circ (1 - r_2) - r_1 v_1 c_1^\circ\}} \right] \times \\ \times \ln^{-1} \left[\frac{2\{\sin(\pi r_1) v_1 c_1^\circ - c_2^\circ [\sin(\pi r_2) - \sin(\pi r_1)]\}}{\pi \{c_2^\circ (r_2 - r_1) - r_1 v_1 c_1^\circ\}} \right]$$

Видно, что при одинаковых сечениях каналов с реагентом и инертным газом ($r_2 - r_1 = 1 - r_2$) длина зоны с химической реакцией больше в случае, когда поток инертного газа разделяет реагенты.

Сравнивая распределения температуры (1.10) и (1.15), можно убедиться, что, несмотря на различную форму фронта реакции и распределения температуры в области внутри поверхности реакции, поле температур вне поверхности реакции и распределение теплового потока на внешней стенке реактора не изменяются при изменении условий подачи реагентов и инертного газа.



Фиг. 2

Следует отметить, что распределение теплового потока на внешней стенке канала сохранится и при других вариантах подачи реагента A_2 и инертного газа (например, чередование нескольких каналов с реагентом и инертным газом) при условии, что останется неизменной величина скорости потока U и сохранится избыток реагента A_2 .

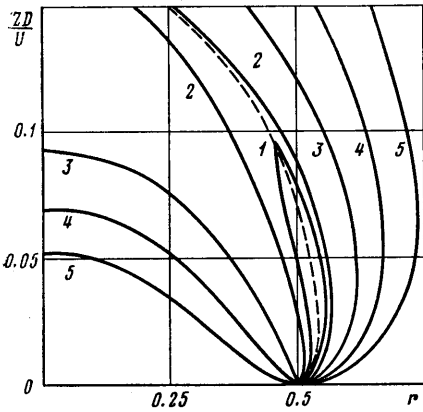
Из полученных формул при $r_2 \rightarrow 1$ следуют выражения для распределений концентрации и температуры в случае, когда подача инертного газа отсутствует. На фиг. 2 приведены соответствующие этому случаю результаты расчета поля

температуры внутри канала при следующих данных: $r_1 = 0.166$, $c_1^\circ = 0.0333$, $c_2^\circ = 0.0167$, $T^\circ = T_w$, $v_1 = 2$. Исползованные значения параметров соответствуют реакции горения метана A_1 в кислороде A_2 , когда окислитель состоит из смеси равных мольных долей кислорода и азота. Пунктирной линией показано положение фронта реакции. Изотермам 1–5 на этой фигуре соответствуют следующие значения безразмерной температуры

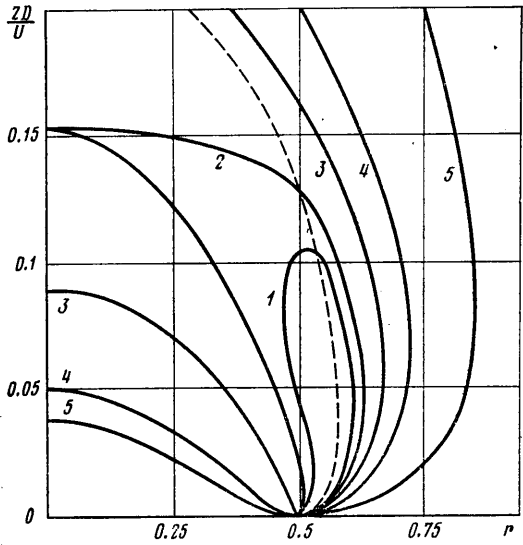
$\theta = (T - T_w)(T_F - T_w)^{-1}$: $1 - \theta = 0.978$, $2 - \theta = 0.956$, $3 - \theta = 0.797$, $4 - \theta = 0.636$, $5 - \theta = 0.478$. Здесь $T_F = T^\circ + H\nu_1 c_1^\circ c_2^\circ / (\nu_1 c_1^\circ + c_2^\circ)$. Изотерма 2 соответствует максимальной температуре по оси канала.

В случае цилиндрических коаксиальных каналов ($n=1$) выражения для распределения концентраций и температуры будут содержать функции Бесселя первого рода нулевого и первого порядка. Для этого случая сохраняются выводы, относящиеся к плоскому случаю. В частности, распределение температуры вне фронта реакции теплового потока на стенке не будет меняться при изменении концентрации во внешнем потоке при условии, что этот реагент находится в избытке.

На фиг. 3-4 приведены результаты расчета, соответствующие цилиндрическому случаю для той же реакции горения метана в кислороде при следующих данных: $r_1 = 0.5$, $T^\circ = T_w$, $c_1^\circ = c_2^\circ = 3.13 \cdot 10^{-2}$ (фиг. 3); $r_1 = 0.5$,



Фиг. 3



Фиг. 4

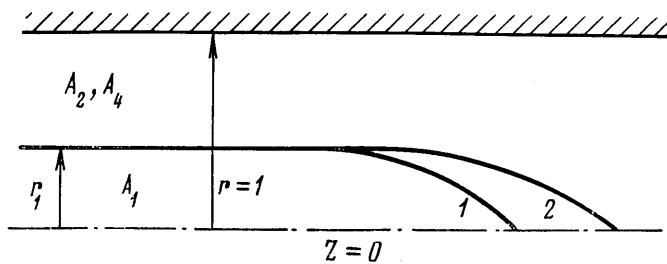
$T^\circ = T_w$, $c_1^\circ = 3.91 \cdot 10^{-2}$, $c_2^\circ = 3.13 \cdot 10^{-2}$ (фиг. 4). Пунктирная линия на обеих фигурах показывает положение поверхности пламени, а сплошные линии — изотермы, которым на фиг. 3 соответствуют следующие значения безразмерной температуры: $1 - \theta = 0.922$, $2 - \theta = 0.904$, $3 - \theta = 0.753$, $4 - \theta = 0.603$, $5 - \theta = 0.452$. Отношение исходных концентраций и геометрия (фиг. 4) отвечают варианту, приведенному в [4]. Для изотерм на фиг. 4 значения безразмерной температуры таковы: $1 - \theta = 0.883$, $2 - \theta = 0.824$, $3 - \theta = 0.687$, $4 - \theta = 0.549$, $5 - \theta = 0.137$. Для варианта (фиг. 3) положение верхней кромки пламени и точки максимальной температуры на оси очень близки.

Отметим, что изотермы 2 на обеих фигурах соответствуют максимальной температуре, достигаемой на оси системы.

Как следует из установленного выше свойства поля температуры в канале, изотермы, показанные на фиг. 2-4, будут описывать распределение температуры вне фронта химической реакции при любом распределении концентрации A_2 в периферийном потоке, включая случаи с одно-, двух- и многоструйной подачей реагента и инертного газа. При этом обязательным условием является постоянство скорости в канале, постоянство концентрации реагента A_1 в центральном канале и наличие суммарного избытка реагента, поступающего по периферии.

Отметим также, что указанная независимость распределения потока тепла на стенке канала от распределения концентрации может быть установлена и при более общей форме граничного условия для температуры на стенке канала, например, при условии $r=1$, $\partial T/\partial r = F(T)$, $F(T)$ — произвольная функция.

2. Рассмотрим особенности распределения концентрации и температуры в струйном реакторе в случае модельной двухстадийной необратимой реакции $A_1 + A_2 \rightarrow A_3$, $A_1 + A_3 \rightarrow A_5$. Пусть реагент A_1 поступает по центральному каналу, а реагенты A_2 , A_4 подаются по периферии (фиг. 5).



Фиг. 5

Уравнения и граничные условия для концентраций и температуры имеют вид

$$(2.1) \quad U \frac{\partial c_1}{\partial z} = D \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^n \frac{\partial c_1}{\partial r} \right) - f_1(c_1, c_2, T),$$

$$U \frac{\partial c_2}{\partial z} = D \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^n \frac{\partial c_2}{\partial r} \right) - f_1(c_1, c_2, T)$$

$$U \frac{\partial c_3}{\partial z} = D \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^n \frac{\partial c_3}{\partial r} \right) + f_1(c_1, c_2, T) - f_2(c_3, c_4, T)$$

$$U \frac{\partial c_4}{\partial z} = D \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^n \frac{\partial c_4}{\partial r} \right) - f_2(c_3, c_4, T)$$

$$U \frac{\partial T}{\partial z} = D \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^n \frac{\partial T}{\partial r} \right) + H_1 f_1(c_1, c_2, T) + H_2 f_2(c_3, c_4, T)$$

$$\begin{aligned} z=0, & \quad 0 < r < r_1, \quad c_1 = c_1^{\circ}, \quad c_2 = c_3 = c_4 = 0, \quad T = T^{\circ} \\ & \quad r_1 < r < 1, \quad c_1 = 0, \quad c_2 = c_2^{\circ}, \quad c_3 = 0, \quad c_4 = c_4^{\circ}, \quad T = T^{\circ} \\ z > 0, & \quad r = 0, \quad \partial c_1 / \partial r = \partial c_2 / \partial r = \partial c_3 / \partial r = \partial c_4 / \partial r = \partial T / \partial r = 0 \\ z > 0, & \quad r = 1, \quad \partial c_1 / \partial r = \partial c_2 / \partial r = \partial c_3 / \partial r = \partial c_4 / \partial r = 0, \quad T = T_w \end{aligned}$$

Будем считать, что обе реакции протекают с бесконечной скоростью, тогда каждой из стадий будет соответствовать бесконечно тонкий фронт химического превращения. Введем функции $\beta_1 = c_1 - c_2$ и $\beta_2 = c_4 - c_3 - c_1$, для которых получим однородное уравнение с граничными условиями

$$(2.2) \quad U \frac{\partial \beta_{1,2}}{\partial z} = D \frac{\partial^2 \beta_{1,2}}{\partial r^2}$$

$$(2.3) \quad \begin{aligned} z=0, & \quad 0 < r < r_1, \quad \beta_1 = c_1^{\circ} \\ & \quad r_1 < r < 1, \quad \beta_1 = -c_2^{\circ} \\ z > 0, & \quad r = 0, \quad \partial \beta_1 / \partial r = 0 \\ z > 0, & \quad r = 1, \quad \partial \beta_1 / \partial r = 0 \end{aligned}$$

$$(2.4) \quad \begin{array}{ll} z=0, & 0 < r < r_1, \quad \beta_2 = -c_1^\circ \\ & r_1 < r < 1, \quad \beta_2 = c_4^\circ \\ z > 0, & r=0, \quad \partial\beta_2/\partial r=0 \\ & r=1, \quad \partial\beta_2/\partial r=0 \end{array}$$

Из (2.2), (2.3) и (2.2), (2.4) найдем

$$(2.5) \quad \beta_1 = r_1(c_1^\circ + c_2^\circ) - c_2^\circ + \sum_{n=1}^{\infty} 2\varphi_n^{-1} \sin(\varphi_n r_1) \times \\ \times (c_1^\circ + c_2^\circ) \cos(\varphi_n r) \exp[-\varphi_n^2 z U^{-1} D]$$

$$(2.6) \quad \beta_2 = c_4^\circ - r_1(c_1^\circ + c_4^\circ) - 2(c_1^\circ + c_4^\circ) \sum_{n=1}^{\infty} \varphi_n^{-1} \sin(\varphi_n r_1) \times \\ \times \cos(\varphi_n r) \exp[-\varphi_n^2 z U^{-1} D]$$

Уравнения поверхности каждой из стадий химической реакции имеют вид

$$\beta_1(r, z) = 0, \quad \beta_2(r, z) = 0$$

Будем считать, что в системе имеется избыток реагентов A_2 и A_4 . Ограничиваясь в решениях (2.5), (2.6) лишь первыми членами рядов, для длины каждой из реакционных зон можно получить

$$L_1 = \frac{U}{D\pi^2} \ln \left[\frac{2 \sin(\pi r_1) (c_1^\circ + c_2^\circ)}{\pi \{c_2^\circ - r_1(c_1^\circ + c_2^\circ)\}} \right], \\ L_2 = \frac{U}{D\pi^2} \ln \left[\frac{2 \sin(\pi r_1) (c_1^\circ + c_4^\circ)}{\pi \{c_4^\circ - r_1(c_1^\circ + c_4^\circ)\}} \right]$$

Если реагент A_2 находится в избытке по сравнению с A_4 ($c_4^\circ < c_2^\circ$), то $L_1 < L_2$. В этом случае, меняя подачу компонентов A_2 и A_4 , можно получить различные конфигурации поверхностей, соответствующих каждой из стадий химической реакции. При этом в области, внешней по отношению к фронту 2 (фиг. 5), отвечающему второй стадии реакции, присутствуют компоненты A_2 , A_4 , A_5 . В области, заключенной между фронтами 1, 2 (фиг. 5) двух стадий реакции, находятся вещества A_2 , A_3 , A_5 . Наконец, в области, лежащей с внутренней стороны от поверхности 1 (фиг. 5) первой стадии реакции, имеются компоненты A_1 , A_3 , A_5 .

При нахождении распределения температуры в потоке введем функцию $\beta = T + (H_1 + H_2)c_1 + H_2c_3 - T_w$, для которой получим

$$(2.7) \quad U \frac{\partial \beta}{\partial z} = D \frac{\partial^2 \beta}{\partial r^2} \\ z=0, \quad 0 < r < r_1, \quad \beta = (H_1 + H_2)c_1^\circ + T^\circ - T_w; \\ \quad \quad \quad r_1 < r < 1, \quad \beta = T^\circ - T_w \\ z > 0, \quad r=0, \quad \partial\beta/\partial r=0; \quad r=1, \quad \beta=0$$

$$(2.8) \quad \beta = \sum_{n=0}^{\infty} S_n \cos(\lambda_n r) \exp[-\lambda_n^2 z U^{-1} D] \\ S_n = 2\lambda_n^{-1} \{\sin[\lambda_n r_1] (H_1 + H_2)c_1^\circ + (T^\circ - T_w) (-1)^n\} \\ \lambda_n = (n + 0.5)\pi$$

Поскольку функции c_1 и c_3 определены ранее формулами (2.5), (2.6), выражение (2.8) определяет явный вид распределения температуры в канале. Отметим, что в рассматриваемом случае распределение температуры в области, внешней по отношению к поверхности второй стадии химической реакции, остается прежним при изменении концентрации A_2 и A_4 во входном потоке при условии сохранения избытка этих реагентов по отношению к A_1 и избытка A_2 по отношению к A_4 .

Поступила 13 VI 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Williams A. Flame and plasma reactors. Trans. Inst. Chem. Engrs, 1973, vol. 51, No. 3.
2. Seider W. D., Churchill S. W. Confined jet mixing in the entrance of a tubular reactor. A. I. Ch. E. Journal, 1971, vol. 17, No. 3.
3. Wieber P. R., De Witt K. J. Numerical computation of transient coaxial entry tube flows. Intern. J. Computers and Fluids, 1976, vol. 4, No. 3/4.
4. Вильямс Ф. А. Теория горения. М., «Наука», 1971.