

Если задавать в начальном условии не один очаг, а два, то можно получить и другие неустойчивые режимы, например, двухочаговый спиновый режим или двухочаговый симметричный, переходящий в одноочаговый.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бабаджанян А. С., Вольперт Вит. А., Вольперт Вл. А. и др. Фронтальные режимы протекания экзотермической реакции в сферических и цилиндрических реакторах/АН СССР. ОИХФ.— Препр.— Черноголовка, 1986.
2. Бабаджанян А. С., Вольперт Вит. А., Вольперт Вл. А. и др. ФГВ, 1988, 24, 6, 77.
3. Бабаджанян А. С., Вольперт Вит. А., Вольперт Вл. А. и др. ФГВ, 1989, 25, 1, 27.
4. Вольперт В. А., Вольперт А. И., Мержанов А. Г. Докл. АН СССР, 1982, 263, 4, 918.
5. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б. и др. Математическая теория горения и взрыва.— М.: Наука, 1980.

п. Черноголовка

Поступила в редакцию 18/1 1989

УДК 661.76.014.001.573 : 517.9

В. И. Кормилицын, Н. Ю. Кудрявцев

ФАКЕЛЬНОЕ СЖИГАНИЕ ПРИРОДНОГО ГАЗА С ПОДАЧЕЙ ВОДЫ В ЗОНУ ГОРЕНИЯ

Широкое применение в народном хозяйстве энергетических установок на органическом топливе и высокие требования к защите атмосферы при их эксплуатации приводят к необходимости ограничения вредных выбросов. Основным токсичным веществом при сжигании наиболее экологически чистого топлива — природного газа — являются оксиды азота NO_x , состоящие из оксида NO и диоксида азота NO_2 .

В камере сгорания образованию NO_2 обязательно предшествует появление NO . Преобладающие в продуктах сгорания термические оксиды азота получаются при очень высоких температурах, однако это происходит довольно медленно в сравнении с процессом горения — за несколько миллисекунд. Отсюда вытекают два основных подхода к борьбе с выбросами NO : снижение максимальной температуры или уменьшение времени пребывания продуктов сгорания в зоне активного горения.

Стандартным промышленным способом борьбы с выбросами NO_x стал впрыск воды или пара в камеру сгорания [1, 2]. Физическая основа этого метода — отвод теплоты в зоне горения на испарение капель воды и перегрев образовавшегося пара. Установлено, что для эффективного впрыска воды без значительного снижения экономичности установки требуется избирательное, т. е. локальное воздействие на факел [2]. Следовательно, пути управления процессом подавления образования NO_x должны быть направлены непосредственно на определение локальных высокотемпературных зон и состоять в эффективном воздействии на них. Однако отсутствие до последнего времени строгого теоретического обоснования степени подавления NO_x вводом воды в зону горения при сжигании природного газа не позволяет на практике найти оптимальные условия реализации этого метода.

Ясно, что назрела необходимость в систематическом изучении всех факторов, которые могут влиять на процесс горения в топках энергетических установок, с целью повышения эффективности сжигания топлива и уменьшения загрязнения окружающей среды. Один из путей решения этой проблемы — привлечение теоретических разработок и, в частности, методов математического моделирования. В настоящей работе представ-

лена созданная на основе модели диффузионного факела [3] математическая модель двухфазного течения горячей газовой струи в спутном потоке воздуха с локальным дозированным впрыском воды в зону горения.

Постановка задачи

В большинстве газомазутных горелок паровых котлов газ подается в топку системой прямоточных струй в окружающем спутном потоке воздуха. Оксиды азота интенсивно образуются лишь на начальном участке факела длиной 2—6 м. В [3] обоснован переход от рассмотрения факела от горелки в целом к изучению развития и выгорания отдельной турбулентной струи и построена математическая модель горения осесимметричной газовой струи в спутном потоке воздуха. Горючим в модели служит метан. Течение считалось установившимся, процесс горения моделировался с помощью необратимой брутто-реакции с учетом и без учета турбулентных пульсаций состава и температуры. Примененное приближение пограничного слоя не позволило учесть закрутку внешнего воздушного потока, поэтому обратные токи продуктов сгорания, которые прогревают и воспламеняют газозвоздушную струю, смоделированы с помощью балансовых соотношений массы, импульса и энергии и задаваемой из опытов функции распределения их расхода на всем интервале возвратных течений. Описание процесса образования термических оксидов азота построено на базе уточненного механизма реакций Я. Б. Зельдовича



в предположении равновесности реакций горения.

Для достижения наиболее эффективного впрыска воды в зону горения необходимо ее донести до всех теплонапряженных локальных участков факела, где происходит интенсивное образование оксидов азота. Так, при сжигании мазута ввод воды следует осуществлять локализованно, ограничиваясь зонами факела с коэффициентом избытка окислителя $\alpha = 1,1 \div 1,4$ [2].

В случае сжигания газа при наличии системы параллельных струй в газовой горелке чрезвычайно трудно выделить локальные зоны в каждой элементарной струе. Поэтому здесь при сохранении прежней цели донесения воды до каждой элементарной струйки на первый план выходит другая задача, состоящая в осуществлении впрыска влаги с испарением капель на участке наиболее интенсивного образования NO.

Принятая в данной работе схема построения системы уравнений течения двухфазной среды предусматривает отдельную запись для газовой и жидкой фаз. Важная особенность модели состоит в учете взаимного влияния фаз друг на друга. Ввод воды рассматривается по границе раздела газового и воздушного потоков (рис. 1), что является наиболее эффективным, как показало моделирование, путем доставки воды в высокотемпературную зону пламени, которая располагается в области интенсивного перемешивания компонентов топлива. При этом вода считается инертным компонентом, т. е. не учитывается ее диссоциация, так как применяемая модель горения допускает пренебрежение подробной химической кинетикой.

Уравнения для жидкой фазы. Поток капель воды разбивается на дискретный набор траекторий, вдоль каждой из которых течение отдельной капли можно описать системой обыкновенных дифференциальных уравнений. Капля рассматривается как деформируемая сфера переменной массы m_k с равномерным распределением температуры по объему. Пренебрегается уменьшением объема газа из-за наличия капель, силами взаимодействия капель между собой, силами Магнуса и другими эффектами, связанными с вращением капель. Не учитываются также коагуля-

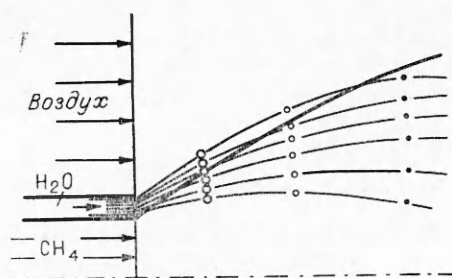


Рис. 1. Схема анализируемого течения.

ция и дробление капель в газовом потоке. В начальном сечении жидкая фаза считалась монодисперсной, хотя в общем случае данная модель позволяет отождествлять каждую траекторию с каплями своего размера.

Вдоль траектории капли, уравнение которой

$$\frac{dr}{dx} = \frac{V_r}{V_x}, \quad (2)$$

система уравнений сохранения массы, импульса и энергии капли в координатах x, r имеет вид:

$$\frac{dm_k}{dx} = -\frac{\dot{m}}{V_x}, \quad (3)$$

$$\frac{dV_x}{dx} = \frac{\Phi_x}{m_k V_x}, \quad (4)$$

$$\frac{dV_r}{dx} = \frac{\Phi_r}{m_k V_x}, \quad (5)$$

$$\frac{dT_k}{dx} = \frac{Q - \dot{m}L + Q_E^i}{c_k m_k V_x}, \quad (6)$$

где V_x, V_r — продольная и поперечная скорости капли; T_k и c_k — температура и теплоемкость капли; \dot{m} — скорость испарения капли; L — теплота испарения; $\Phi = \frac{1}{2} \rho_{\text{ср}} c_x r U^2 |U - V| (U - V)$ — сила сопротивления со стороны газа на каплю; $U = \{u, v\}$ — вектор скорости газовой фазы.

В (6) результирующий тепловой поток к капле состоит из потоков Q и Q_k^i , подводимых к капле от газовой среды за счет конвективной теплоотдачи и излучения, а также из затрат теплоты на испарение ($-\dot{m}L$). Переход от одной капли к дискретной среде осуществляется с помощью новой переменной — счетной плотности капель n :

$$n = \frac{1}{r V_x} \frac{\partial N_0}{\partial r} \quad (7)$$

(N_0 — количество капель, пролетающих в поперечном сечении данного контрольного объема струи за единицу времени).

Величина Φ зависит от коэффициента сопротивления деформируемой капли c_x . Увеличение сопротивления капли вследствие ее деформации учитывается с помощью введения поправочной функции к коэффициенту сопротивления шара в соответствии с рекомендациями [4, 5]. Коэффициент сопротивления сферической капли рассчитывается по формуле Хендерсона [5], учитывающей влияние на c_x процесса горения, а также сжимаемости и инерционности набегающего потока.

Тепловой поток, подводимый к капле за счет теплоотдачи от газовой фазы, определяется по выражению [6]

$$Q = 2\pi r_k \text{Nu} \mu_{\text{ср}} c_{\text{ср}} (T - T_k).$$

Величина Φ и Q — функции средних по пограничному слою капли физических параметров газовой среды; $\rho_{\text{ср}}, \mu_{\text{ср}}, c_{\text{ср}}$ — плотности, вязкости и теплоемкости. Согласно [4, 6], эти параметры определяются при средних по пограничному слою капли значениях состава и температуры, которые являются средними арифметическими соответствующих величин в газовой фазе и на поверхности капли. Массовая концентрация паров воды на поверхности капли вычисляется по формуле [6]

$$m_i = \left(\frac{\mu_{\Sigma}}{\mu_i} \left(\frac{p}{p_H} - 1 \right) + 1 \right)^{-1},$$

где μ_i и μ_g — молекулярная масса паров воды и газовой смеси; P_n — давление насыщенных паров капли. Параметры тепло- и массообмена испаряющейся капли — число Нуссельта Nu и скорость испарения \dot{m} — определяются из теории испарения капель в потоке газа [4, 6].

При моделировании лучистого теплового потока к капле возникают определенные трудности, поскольку излучение из ядра факела направлено против движения исследуемого потока, т. е. это пример обратного влияния параметров в течении. Поэтому предлагается следующий путь вычисления величины Q_k^{π} .

Из результатов расчета по методике [7] следует, что падающий лучистый тепловой поток из ядра факела в топке парового котла паропроизводительностью 1000 т/ч на закритические параметры пара типа ТГМП-314, который будет взят за основу для дальнейших расчетов, составляет около 630 кВт/м². Расчет поглотительной способности газовой среды в топке позволяет заключить, что в газовой фазе остается ~20 % падающего лучистого потока или ≈ 125 кВт/м². Это приводит к нагреву газовой среды не более чем на 10 К, поэтому в уравнении энергии для газа этой составляющей пренебрегается. Следовательно, до стенок доходит ~80 % падающего теплового потока или $q_n \approx 500$ кВт/м². При впрыске воды в потоке появляются капли, которые непрозрачны для излучения. Поэтому для вычисления поглощенной каплями теплоты Q_z надо определить общую занятую каплями площадь поперечника струи в сечении полного испарения. Тогда на одну среднюю каплю приходится $Q_k^{\pi} = Q_z/N_k$, где N_k — общее количество капель в потоке. Окончательно имеем

$$Q_k^{\pi} = q_n V_x^{cp} (r_{1k}^2 - r_{2k}^2) / (N_{\Sigma} x_{исп}),$$

где r_{1k} и r_{2k} — внешний и внутренний радиусы области, занятой каплями; N_{Σ} — количество капель в начальном сечении в единицу времени; $x_{исп}$ — интервал испарения капель; V_x^{cp} — средняя продольная скорость движения капель в потоке.

При численном решении системы (2) — (7) обнаружено, что интегрирование уравнений (3) и (6) следует вести с очень мелким шагом по x , поэтому вся указанная система решалась численным методом Гира для систем жестких дифференциальных уравнений с автоматическим выбором шага. Перед началом расчета значения N_x , r_{1k} , $x_{исп}$, V_x^{cp} неизвестны, при $x = 0$ задаются их начальные приближения. Полный расчет двухфазного течения проводится итерациями и заканчивается, когда предыдущее и вновь вычисленные значения Q_k^{π} отличаются не более чем на 10 %. Для удовлетворения такому требованию обычно хватает 2—3 итераций.

Уравнения для газовой фазы. Изменение математической модели горения газовой струи [3] сводится к включению в дифференциальные уравнения модели новых членов, учитывающих влияние капель воды на потоки массы, импульса, энергии и т. д. Для упрощения задачи из системы уравнений [3] исключено выражение для осредненного квадрата пульсаций концентрации.

При испарении капель воды за счет притока массы в газовую фазу уравнение неразрывности будет иметь вид

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho u) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v) = \dot{m} n. \quad (8)$$

Это приводит к включению в правые части остальных дифференциальных уравнений однотипного дополнительного члена — $\dot{m} n \Phi$ (Φ — определяющая переменная данной формулы). Уравнения движения и энергии претерпевают более значительные изменения, поэтому их следует рассмотреть подробно.

В выражении для движения газовой фазы следует учесть импульс испарившейся части жидкости $\dot{m} n V_x$, который она имела непосредственно перед испарением. Кроме того, общий поток количества движения

уменьшается за счет импульса силы взаимодействия между фазами $\Phi_x n$. Тогда для изобарической струи в отсутствие силы тяжести получаем

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu_{\text{эф}} \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \dot{m} n (V_x - u) - \Phi_x n. \quad (9)$$

Уравнение энергии газовой фазы может быть получено из закона сохранения полной энергии, равной сумме кинетической и внутренней составляющих. При выводе учитывается, что внутренняя энергия газовой фазы изменяется на величину внутренней энергии массы фазового превращения, которая при испарении капель, согласно [8], равна химическому потенциалу жидкой фазы $\phi_x = h_k - T_{\text{к}} s_{\text{к}}$. Помимо энергии, отданной или воспринятой газовой средой в результате фазовых переходов, в уравнении должны быть учтены удельная мощность сил взаимодействия фаз в единице объема $-n(\vec{\Phi} \vec{V})$ и количество теплоты Qn , определяемое теплообменом между фазами. Окончательно уравнение сохранения энергии газовой фазы, записанное для полной энтальпии $h_0 =$

$$= \frac{u^2}{2} + m_{\text{T}} H_{\text{T}} + \int_0^T \sum_{j=1}^N m_j c_{pj} dT, \text{ имеет вид}$$

$$\rho u \frac{\partial h_0}{\partial x} + \rho v \frac{\partial h_0}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\mu_{\text{эф}}}{\sigma_h} \frac{\partial h_0}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \mu_{\text{эф}} \left(1 - \frac{1}{\sigma_h} \right) \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{u^2}{2} \right) \right] - Q_{\text{изл}} + \dot{m} n \left(h_{\text{к}} + \frac{V^2}{2} - T_{\text{к}} s_{\text{к}} \right) - \dot{m} n h_0 - Qn - n(\vec{\Phi} \vec{V}). \quad (10)$$

К выражениям (8)–(10) добавляются уравнения сохранения пассивного скаляра f , концентраций горючего m_{T} и оксидов азота m_{NO} , а также уравнения k – ε -модели турбулентности:

$$\rho u \frac{\partial f}{\partial x} + \rho v \frac{\partial f}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\mu_{\text{эф}}}{\sigma_f} \frac{\partial f}{\partial r} \right) - \dot{m} n f, \quad (11)$$

$$\rho u \frac{\partial m_{\text{T}}}{\partial x} + \rho v \frac{\partial m_{\text{T}}}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\mu_{\text{эф}}}{\sigma_i} \frac{\partial m_{\text{T}}}{\partial r} \right) + R_{\text{T}} - \dot{m} n m_{\text{T}}, \quad (12)$$

$$\rho u \frac{\partial m_{\text{NO}}}{\partial x} + \rho v \frac{\partial m_{\text{NO}}}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\mu_{\text{эф}}}{\sigma_i} \frac{\partial m_{\text{NO}}}{\partial r} \right) + C \omega_{\text{NO}} - m_{\text{NO}} \left(u \frac{\partial \rho}{\partial x} + v \frac{\partial \rho}{\partial r} \right) - \dot{m} n m_{\text{NO}}, \quad (13)$$

$$\rho u \frac{\partial k}{\partial x} + \rho v \frac{\partial k}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\mu_{\text{эф}}}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial r} \right) + \mu_{\text{эф}} \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 - \rho \varepsilon - \dot{m} n k, \quad (14)$$

$$\rho u \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\mu_{\text{эф}}}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \right) + \frac{\varepsilon}{k} \left[C_{\varepsilon 1} \mu_{\text{эф}} \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 - C_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon \right] - \dot{m} n \varepsilon. \quad (15)$$

Здесь ρ – плотность газовой фазы, определяемая из уравнения состояния идеального газа; H_{T} – теплотворная способность горючего; N – количество компонентов в газовой фазе; $f = (s m_{\text{T}} - m_{\text{ок}} + 1) / (s + 1)$ – консервативная скалярная величина; s – стехиометрическое соотношение компонентов топлива; $m_{\text{ок}}$ – массовая концентрация окислителя; R_{T} – скорость выгорания горючего [9]; ω_{NO} – скорость генерации оксидов азота в соответствии с кинетической схемой реакций (1); $C = 0,03$; $Q_{\text{изл}}$ – отвод теплоты из пламени за счет его собственного излучения [3]. Для турбулентных чисел Прандтля и Шмидта принимаются постоянные значения $\sigma_k = 0,9$ и $\sigma_\varepsilon = 0,9$. Эффективная турбулентная вязкость задается согласно одной из разновидностей модели k – ε [10]:

$$\mu_{\text{эф}} = \mu + C_{\mu} \rho \frac{k^2}{\varepsilon}, \quad C_{\mu} = 0,09 - 0,04b,$$

$$B = \left| \frac{\Delta y}{2(u_{\text{max}} - u_{\text{min}})} \left(\frac{\partial u_c}{\partial x} - \left| \frac{\partial u_c}{\partial x} \right| \right) \right|^{0,2},$$

$C_{\varepsilon 1} = 1,43$, $C_{\varepsilon 2} = 1,92 - 0,0667 b$, $\sigma_k = 1,0$, $\sigma_\varepsilon = 1,3$, где u_c — скорость на оси струи; Δy — эффективная радиальная толщина зоны смешения.

Для получения системы (8) — (15) течения газовой фазы на оси симметрии задано равенство нулю производных искомых функций по радиусу. На внешней и внутренней границах слоя смешения параметры течения равны известным аналогичным величинам в невозмущенном внешнем воздушном потоке и в вязком потенциальном ядре соответственно. При этом величина кинетической энергии турбулентности на внешней границе близка к нулю, на внутренней свободной границе она составляет 3% от кинетической энергии в потенциальном ядре, а скорость ее диссипации удовлетворяет соотношению $\varepsilon = 0,164k^{1,5}/l$. В начальном сечении заданы профили всех искомых параметров потока.

Система уравнений для газовой фазы решается на ЭВМ численным методом Патанкара — Сполдинга. В основу программы расчета положена распространенная программа Сполдинга — GENMIX [9]. Следует отметить, что выражение (13) решается в два этапа методом расщепления. Это обусловлено наличием кинетического члена $C\omega_{NO}$, который вносит сильную жесткость в (13). После перехода от массовой к мольно-объемной концентрации r_{NO} можно записать кинетическое уравнение вдоль линии тока

$$\frac{\partial r_{NO}}{\partial x} = \frac{\omega_{NO}}{u},$$

которое решается на первом этапе методом Гира. На второй стадии по общей схеме решается дифференциальное уравнение (13) без источников членов, которое описывает диффузионный перенос концентрации NO поперек струи.

Численная реализация созданной математической модели двухфазного течения основана на применении принципа расщепления по физическим процессам. На каждом новом слое сначала решается система уравнений для газовой фазы, а затем в известном поле течения газа определяются значения искомых параметров капель.

В заключение описания модели приведем полученные аппроксимационные формулы для физических параметров капель воды:

$$\left. \begin{aligned} \rho_k &= 773,81 + 1,7256T_k - 0,003286T_k^2, \\ c_k &= 5938 + 11,01T_k - 0,01717T_k^2, \\ p_k &= 7,72 \cdot 10^9 \exp [3406/(70 - T_k)], \\ s_k &= 4184 \cdot \ln(T_k/273) + 3516, \\ L &= 3064110 (1 - T_k/647)^{0,358}, \end{aligned} \right\} \begin{aligned} 273 \leq T_k \leq 373 \text{ K}, \\ 273 \leq T_k \leq 413 \text{ K}, \\ 273 \leq T_k < 647 \text{ K}. \end{aligned}$$

Все физико-химические параметры газовой смеси и ее отдельных компонентов также представлены переменными зависимостями от температуры и состава газовой фазы.

Анализ результатов

Для проведения численного эксперимента по влиянию локального дозированного впрыска воды в факел на выход оксидов азота выбран вариант течения из [3], моделирующий процесс сжигания природного газа в топке парового котла ТГМП-314. Начальные температуры метана и воздуха 273 и 600 К соответственно, начальные скорости 120 и 40 м/с. Начальный диаметр струи $d = 0,017$ м выбран из требования соответствия профилей температуры в расчетном варианте и в реальном факеле, созданном газовой горелкой. Отметим, что многочисленные тестирования модели горения газовой струи, в том числе и в [3], показали, что эту модель можно с успехом применять при изучении процессов горения в топочных камерах, при исследовании режимных параметров, влияющих

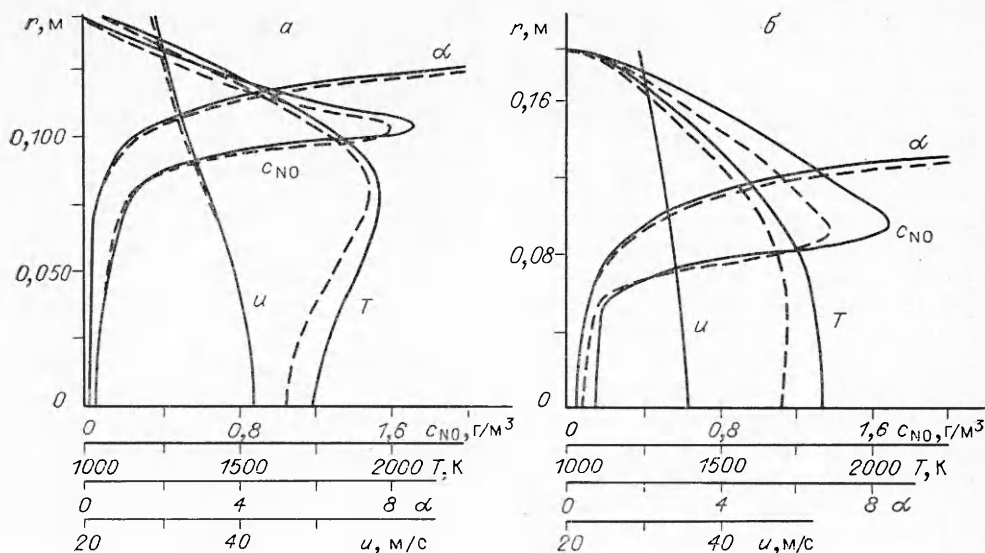


Рис. 2. Поперечные профили температуры T , скорости u , концентрации оксидов азота c_{NO} и коэффициента избытка окислителя α в газовой среде в режимах без ввода воды (сплошные линии) и с вводом воды (штриховые).

на эмиссию оксидов азота, а также при моделировании самих методов подавления образования NO_x .

Рассмотрим качественную картину изменения температурных и концентрационных профилей при впрыске воды, представленную на рис. 2. Здесь показаны результаты расчета одного из режимов впрыска с водотопливным отношением (расход воды к расходу горючего) $G_w/B = 8\%$ и $d_w^0 = 93$ мкм, $V^0 = 20$ м/с, $T_w^0 = 323$ К.

Температура во фронте пламени снижается из-за впрыска воды, затем постепенно возрастает по длине струи до $\sim 80-100$ К, после чего начинает уменьшаться вследствие выгорания топлива и падения абсолютных уровней температуры во всем поперечном сечении. Максимальное снижение температуры приходится не на зону фронта пламени, а на приосевую область, и на значительном протяжении струи ≤ 150 К. Анализ траекторий капель воды показывает, что подсос в струю внешнего воздушного потока сильно искривляет траектории движения капель, отклоняя их в направлении оси струи. Каждая траектория в неоднородном потоке имеет свои локальные условия тепло- и массообмена, а следовательно, и свою специфическую скорость испарения капель. При этом, собираясь в относительно узкий пучок, траектории капель переплетаются, меняются местами, что в целом продлевает их жизнь в потоке. Тем не менее, различие в интервалах испарения остается существенным: первые траектории в исследуемом варианте течения «испаряются» через $4,04$ м ($x/d = 238$), а последние — через $4,53$ м ($x/d = 266$) после начала движения.

Поскольку зона образования NO_x находится с внешней стороны от фронта пламени, а капли воды — с внутренней, то отмеченный выше значительный эффект в снижении температуры слабо влияет на подавление оксидов азот. Так, в зоне их образования в сечении $x/d = 165$ падение температуры за счет ввода воды составляет ~ 40 К (рис. 2, а), при этом средняя по сечению концентрация оксидов азота c_{NO}^* уменьшается с $0,411$ до $0,377$ г/м³. В сечении $x/d = 353$ указанное снижение температуры доходит до $60-70$ К (рис. 2, б), а c_{NO}^* падает с $0,694$ до $0,585$ г/м³. Чтобы направить капли через область с $\alpha \approx 1,0 \div 1,5$ и тем самым увеличить падение температуры в зоне наиболее интенсивного образования NO , делались попытки варьирования начальными скоростями капель V_x и V_r , но они не привели к успеху. Только большие вели-

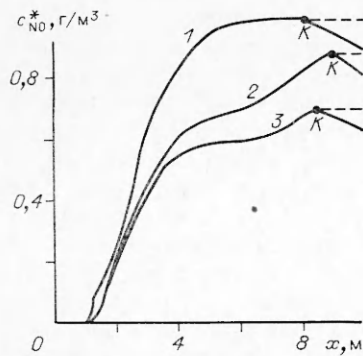


Рис. 3. Распределение средней по сечению концентрации NO по длине струи при различных режимах впрыска воды и для разных механизмов химических реакций.

1 — $G_B/B = 0$, схема (1а), (1б); 2 — $G_B/B = 0$, схема (1а) — (1в); 3 — $G_B/B = 8\%$, схема (1а) — (1в),

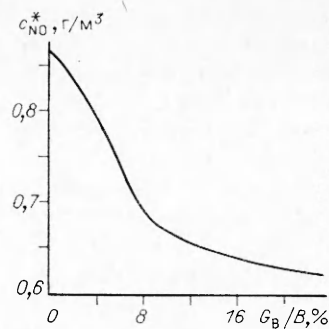


Рис. 4. Зависимость результирующей концентрации NO от массовой доли впрыска.

чины указанных скоростей могли противостоять смещению капель в приосевую зону, но тогда капли пролетали интересующий нас участок, не успевая испариться. Так как теплоотвод на испарение капли сравним по величине с теплоотводом на перегрев пара до температуры потока (это следует из оценочных расчетов), то в этих случаях эффект был значительно ниже.

Впрыск воды почти не изменяет кривую выгорания горючего, так как возможное затягивание процесса горения компенсируется интенсификацией смесеобразования и участием в окислительных процессах продуктов диссоциации воды. Такое же малое влияние ввод воды оказывает и на профили скорости газовой фазы (см. рис. 2). Наибольшее увеличение α при вводе влаги, также вызванное интенсификацией смешения компонентов топлива, приводит к незначительному смещению к оси расположения максимума на поперечном профиле концентрации NO (см. рис. 2, б).

Отмеченное в сечении $x/d = 353$ снижение средней по сечению концентрации c_{NO}^* порядка $0,1 \text{ г/м}^3$ не является окончательной величиной и далее по течению увеличивается в основном из-за того, что NO образуется в послепламенной зоне, и следовательно, влияние указанного понижения температуры скажется несколько позже. По мере охлаждения факела ниже $1400\text{--}1500 \text{ К}$ падение температуры из-за впрыска воды перестает играть роль, поскольку оксиды азота замораживаются. В таком случае c_{NO}^* начинает уменьшаться из-за разбавления струи, как показано на рис. 3. В каждом сечении вычислялся расход оксидов азота в струе G_{NO} , что позволяло определить момент замораживания NO в точке установления $G_{NO} = \text{const}$ (точка K на рис. 3). Следует отметить, что NO в исследуемых условиях ($T \leq 2000 \text{ К}$) не разлагаются во всем факеле [2]. Из рис. 3 видно, что точка замораживания NO при впрыске воды существенно не изменяется.

В предлагаемой модели за результирующую концентрацию NO, показанную на рис. 3 штриховой линией, принимается средняя по сечению концентрация в точке K. Она максимально возможна и, как правило, в реальных условиях бывает ниже за счет более раннего влияния элементарных газовых струек друг на друга. Однако, как показывает сравнение с экспериментами на действующих паровых котлах [3], замеренная результирующая концентрация NO в продуктах сгорания близка к расчетной и отличается от нее не более чем на $15\text{--}20\%$.

На рис. 3 представлены результаты расчетов концентрации, основанных как на простой, так и на уточненной схемах реакций Зельдовича. Сравнение этих результатов позволяет оценить различие между ними. Расчет по схеме из двух реакций (см. рис. 3, 1) приводит к завышен-

ным концентрациям NO в области их активного образования, но более позднее замораживание оксидов азота в уточненном механизме Зельдовича (кривая 2) существенно снижает разницу в результатах. В итоге расход NO в струе для кривой 2 составляет 100 мг/с против 108 мг/с для кривой 1. Различие между кривыми 2 и 3 объясняется влиянием впрыска воды в зону горения, при котором содержание NO в продуктах сгорания снижается с 0,87 до 0,69 г/м³, при этом расход NO в струе уменьшится до 81 мг/с.

Рис. 4 иллюстрирует зависимость результирующей концентрации NO в продуктах сгорания от различного количества воды, подаваемой в факел. С увеличением расхода воды наблюдается монотонное снижение выхода NO, хотя и с существенно меняющимся градиентом. Точка перегиба на графике, соответствующая водотопливному отношению 8—9 %, возможно, является показателем наиболее экономичного и эффективного ввода воды, но окончательные выводы можно делать только после детальных технико-экономических расчетов.

Таким образом, созданная и апробированная модель двухфазного течения горячей газовой струи в спутном потоке воздуха с подачей воды в факел может быть использована при исследованиях и оптимизации процессов сжигания газового топлива в топочных камерах энергетических установок для определения наиболее эффективных режимов подачи воды в зону горения с учетом экологических требований по снижению выбросов оксидов азота в атмосферу.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тачтон Д. Энергетические машины и установки, 1985, 107, 3, 118.
2. Авдеевский В. С., Пирумов У. Г., Волков Э. П. и др. // Охрана окружающей среды от выбросов энергетических установок: Межведомств. тематический сборник № 50.— М.: Моск. энерг. ин-т. 1984.
3. Кудрявцев Н. Ю., Волков Э. П. Теплоэнергетика, 1988, 4, 49.
4. Раушенбах Б. В., Белый С. А., Беспалов И. В. и др. Физические основы рабочего процесса в камерах сгорания воздушно-реактивных двигателей.— М.: Машиностроение, 1964.
5. Двухфазные моно- и полидисперсные течения газа с частицами/Под ред. Л. Е. Стернина.— М.: Машиностроение, 1980.
6. Прудников А. Г., Волинский М. С., Сагалович В. И. Процессы смесеобразования и горения в воздушно-реактивных двигателях.— М.: Машиностроение, 1971.
7. Резников М. И., Липов Ю. М. Паровые котлы тепловых электростанций.— М.: Энергоиздат, 1981.
8. Дейч М. Е., Филиппов Г. А. Газодинамика двухфазных сред.— М.: Энергоиздат, 1981.
9. Spalding D. B. GENMIX — a General Computer Program for Two-Dimensional Parabolic Phenomena.— Oxford: Pergamon Press, 1978.
10. Устименко Б. П., Джакупов К. В., Кроль В. О. Численное моделирование аэродинамики и горения в топочных и технологических устройствах.— Алма-Ата: Наука, 1986.

г. Москва

Поступила в редакцию 14/X 1988

УДК 614.841.12

Ю. Н. Шебеко, С. Г. Цариченко, О. Я. Еременко,
В. Д. Келлер, А. В. Трунев

ГОРЕНИЕ БЕДНЫХ ВОДОРОДНО-ВОЗДУШНЫХ СМЕСЕЙ В ПОТОКЕ РАСПЫЛЕННОЙ ВОДЫ

Внимание многих исследователей привлекают вопросы, связанные с распространением пламени по двухфазным средам, состоящим из газовой горючей смеси с распределенными равномерно в ней частицами твердого или жидкого негорючего вещества. В работе [1] изучено огнепреграждающее действие кипящего слоя твердых инертных частиц. В [2]

© 1990 Шебеко Ю. Н., Цариченко С. Г., Еременко О. Я., Келлер В. Д., Трунев А. В.