

к малым случайным отклонениям его формы от симметричной. При $Re = 6$ форма ячеистого фронта устойчива.

Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы. Поле скоростей возмущенного потока таково, что участки фронта, выдвинутые в сторону свежей смеси, сносятся с большей скоростью, чем угловые точки, что является стабилизирующим фактором, препятствующим дальнейшему росту амплитуды возмущения. Однако возрастание температуры на этих участках приводит к более значительному изменению скорости их перемещения в направлении свежей смеси. В результате при $Le > 1$ плоский фронт неустойчив. Таким образом, подтверждается диффузионно-тепловая теория Я. Б. Зельдовича.

В дальнейшем размеры ячеек выравниваются в результате действия нелинейных эффектов. При этом малые ячейки поглощаются более крупными, в результате чего две соседние ячейки сливаются в одну, а большие распадаются на две вдвое меньшие. В итоге образуется устойчивая ячеистая структура фронта пламени с ячейками примерно одинакового размера, соответствующего критическому значению $Re_{кр} = 4 \div 5,5$. Отметим, что ширина ячейки, соответствующая указанному значению $Re_{кр}$, имеет порядок ~ 1 см, что согласуется с данными экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Маркштейн Г. ВРТ, 1951, 4.
2. Кокочавили В. П. ЖФХ, 1951, 25, 4, 445
3. Карпов В. П. ФГВ, 1965, 1, 3, 68.
4. Зельдович Я. Б. Теория горения и детонации газов.— М.: Изд-во АН СССР, 1944.
5. Баренблатт Г. И., Зельдович Я. Б., Истратов А. Г. ПМТФ, 1962, 4, 21.
6. Петухов Ю. И., Фурсенко А. А. ФГВ, 1984, 20, 6, 40.
7. Зельдович Я. Б. и др. Математическая теория горения и взрыва.— М.: Наука, 1980.

Поступила в редакцию 20/XI 1987

УДК 536.46 : 536.6

ДВУХПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ДВУХФАЗНОЙ ТУРБУЛЕНТНОЙ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ СТРУИ С ЧАСТИЦАМИ, ГОРЯЩИМИ В ПАРОФАЗНОМ РЕЖИМЕ

Л. Б. Гавил, С. В. Медведев

(Тюмень)

Моделирование двухфазных струйных турбулентных течений с горящими дисперсными частицами в настоящее время актуально. Оно требует объединения в единое целое достижений, по крайней мере, трех различных областей знаний: теории турбулентности, гидродинамики многофазных сред и химической кинетики.

В [1] предложена однопараметрическая модель турбулентной струи на основе уравнения переноса пульсационной энергии с частицами, горящими в гетерогенном режиме, а в [2] численно исследовано такого рода течение и выявлено влияние горения на поля скоростей и температур составляющих фаз, концентрации окислителя и счетной концентрации частиц. Для расчета струйных турбулентных течений газозвеси разработана двухпараметрическая модель турбулентности с применением уравнений переноса пульсационной энергии и скорости ее диссипации [1]. Сопоставление результатов расчетов по данной модели с имеющими-

ся экспериментальными данными указывает на достаточно высокую эффективность этой модели применительно к расчету изотермических [3, 4] и неизотермических [5] струй.

Отсутствие экспериментальных данных по неизотермическим турбулентным струям с горящими дисперсными частицами сдерживает построение соответствующей теории. Однако потребность в моделях и методах расчета таких течений в связи со все возрастающими запросами практики достаточно велика.

В настоящей работе предложена двухпараметрическая модель двухфазной турбулентной неизотермической струи, истекающей из круглой трубы в затопленное пространство с давлением $p = 1$ атм, с учетом парофазного горения частиц магния. Несущая фаза состоит из окислителя, инертного газа и продукта реакции $2\text{Mg} + \text{O}_2 = 2\text{MgO}$, который может присутствовать как в конденсированном, так и в газообразном состоянии $\rho_s = \rho_{sk} + \rho_{sf}$. Распределенная плотность несущей фазы $\rho_g = \rho_k + \rho_N + \rho_s$, где индексы k, N, s относятся к окислителю, инертному газу и окислу соответственно.

В [6] отмечается, что при $p = 20$ атм и выше конденсированные продукты горения магния состоят в основном из субмикронных частиц. Это свидетельствует о протекании реакции в паровой фазе. Однако при низких давлениях частицы MgO представляют собой бесформенные образования (осколки полных сфер, чешуйки, агломераты), что указывает на отличие режима горения от парофазного. Тем не менее считаем, что частицы Mg , воспламенившиеся в канале, догорают в истекающей струе в парофазном режиме. Температура частиц постоянна и равна температуре кипения металла ($T_p = T_{\text{кин}}$). За счет реакции горения частица получает в единицу времени столько тепла, сколько необходимо для испарения вещества, покидающего частицу, остальное тепло, выделяющееся в процессе реакции, передается в несущую фазу.

В рамках континуального подхода [7] с использованием методов пространственного и временного осреднений [1] в приближении теории пограничного слоя получена система уравнений двухфазной турбулентной неизотермической изобарической осесимметричной струи с учетом парофазного горения частиц в предположении малой объемной доли дисперсной фазы и отсутствия вращения частиц, для замыкания которой используется модель $k - \epsilon$:

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho_g u_g) + \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} [y (\rho_g v_g + \langle \rho'_g v'_g \rangle)] = J_p, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho_p u_p) + \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} [y (\rho_p v_p + \langle \rho'_p v'_p \rangle)] = -J_p, \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} (n_p u_p) + \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} [y (n_p v_p + \langle n'_p v'_p \rangle)] = 0, \quad (3)$$

$$\rho_g u_g \frac{\partial b_k}{\partial x} + \rho_g v_g \frac{\partial b_k}{\partial y} = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} (-y \rho_g \langle b'_k v'_g \rangle) - (b_k + f_*) J_p, \quad (4)$$

$$\rho_g u_g \frac{\partial b_s}{\partial x} + \rho_g v_g \frac{\partial b_s}{\partial y} = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} (-y \rho_g \langle b'_s v'_g \rangle) + (1 + f_* - b_s) J_p, \quad (5)$$

$$\rho_g u_g \frac{\partial u_g}{\partial x} + \rho_g v_g \frac{\partial u_g}{\partial y} = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} (-y \rho_g \langle u'_g v'_g \rangle) - F_x + J_p (u_p - u_g), \quad (6)$$

$$\rho_p u_p \frac{\partial u_p}{\partial x} + (\rho_p v_p + \langle \rho'_p v'_p \rangle) \frac{\partial u_p}{\partial y} = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} (-y \rho_p \langle u'_p v'_p \rangle) + F_x, \quad (7)$$

$$\rho_p u_p \frac{\partial v_p}{\partial x} + (\rho_p v_p + \langle \rho'_p v'_p \rangle) \frac{\partial v_p}{\partial y} = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} [-y (\rho_p \langle v_p'^2 \rangle + v_p \langle \rho'_p v'_p \rangle)] + F_y, \quad (8)$$

$$\rho_g u_g \frac{\partial h_g}{\partial x} + (\rho_g v_g + \langle \rho'_g v'_g \rangle) \frac{\partial h_g}{\partial y} = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} (-y \rho_g \langle h'_g v'_g \rangle) -$$

$$- \rho_g \langle u'_g v'_g \rangle \frac{\partial u_g}{\partial y} + F_x (u_g - u_p) + F_y (v_g - v_p) + Q_g + \frac{(u_g - u_p)^2}{2} J_p, \quad (9)$$

$$p = \rho_g R T_g \left(\frac{b_k}{g_k} + \frac{b_N}{g_N} + \kappa_s \frac{b_s}{g_s} \right), \quad (10)$$

$$\rho_g u_g \frac{\partial k}{\partial x} + (\rho_g \bar{u}_g + \langle \rho'_g \bar{u}'_g \rangle) \frac{\partial k}{\partial y} = \frac{1}{y} \frac{\sigma}{\partial y} \left[y \left(\frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial y} + \langle \rho'_g \bar{u}'_g \rangle k \right) \right] + \mu_t \left(\frac{\partial u_g}{\partial y} \right)^2 - \rho_g (\varepsilon + \varepsilon_p + \varepsilon_J), \quad (11)$$

$$\rho_g u_g \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + (\rho_g \bar{u}_g + \langle \rho'_g \bar{u}'_g \rangle) \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left(y \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right) + \rho_g \left[C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \nu_t \left(\frac{\partial u_g}{\partial y} \right)^2 - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} + C_{\varepsilon 3} \frac{\varepsilon^2}{k} \chi - \Phi_r \right]. \quad (12)$$

Здесь x, y — продольная и поперечная координаты в струе; u, v — продольная и поперечная скорости; ρ — плотность; n — счетная концентрация; $b_i = \rho_i / \rho_g$ — массовая концентрация i -компоненты несущей фазы; $\kappa_s = \rho_{sr} / \rho_s$ — степень испарения окисла, определяемая из условия равенства парциального давления газообразного окисла давлению насыщенного пара; $h_g = \sum_i b_i h_i$ — энтальпия несущей фазы; R — универсальная газовая постоянная; T — температура; J_p — массовая скорость выгорания дисперсной фазы; F_i — проекция силы межфазного взаимодействия на i -ю ось; Q_g — интенсивность выделения тепла в несущей фазе за счет реакции; j_* — отношение стехиометрических коэффициентов кислород/топливо, равное $2/3$ для рассматриваемой реакции окисления магния; $\mu_t = \rho_g \nu_t$ — коэффициент динамической турбулентной вязкости несущей фазы; $\sigma_k, \sigma_\varepsilon, C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}, C_{\varepsilon 3}$ — эмпирические константы; индекс g относится к параметрам несущей фазы, p — дисперсной.

В системе уравнений (1)–(12) опущены корреляции, связанные с пульсациями скорости реакции. Корреляции пульсационных параметров газа, а также пульсаций распределенной плотности и скорости дисперсной фазы представляются в градиентном виде

$$\begin{aligned} \langle u'_g v'_g \rangle &= -\nu_t \frac{\partial u_g}{\partial y}, & \rho_g \langle \bar{u}'_g \bar{v}'_g \rangle &= -\lambda_t \frac{\partial T_g}{\partial y}, \\ \langle \rho'_g v'_g \rangle &= -\frac{\nu_t}{Pr_t} \frac{\partial \rho_g}{\partial y}, & \langle \rho'_p v'_p \rangle &= -D_p \frac{\partial \rho_p}{\partial y}, \end{aligned} \quad (13)$$

где коэффициенты кинематической турбулентной вязкости и турбулентной теплопроводности несущей фазы определяются известными соотношениями теории турбулентности

$$\nu_t = C_\mu k^2 / \varepsilon, \quad \lambda_t = C_g \rho_g \nu_t / Pr_t, \quad (14)$$

а коэффициент турбулентной поперечной диффузии частиц определяется из теории [4]

$$D_p = \frac{2}{3} \frac{k^{5/2}}{\varepsilon} C_t \frac{\left[\left(\frac{2}{3} k \right)^{1/2} + 0,5 V_r \right]}{\left[\left(\frac{2}{3} k \right)^{1/2} + V_r \right]^2}. \quad (15)$$

Здесь C_μ, C_t — эмпирические константы; C_g — теплоемкость несущей фазы при постоянном давлении; V_r — величина относительной скорости фаз в осредненном движении; Pr_t — турбулентное число Прандтля.

Динамическое взаимодействие фаз определяется силой сопротивления

$$\vec{F} = \frac{1}{2} C_R \frac{\pi \delta^2}{2} \rho_g^0 |\vec{V}_r| \vec{V}_r n_p, \quad (16)$$

где C_R — коэффициент аэродинамического сопротивления одиночной частицы; ρ_g^0 — истинная плотность несущей фазы; $\vec{V}_r = \vec{V}_g - \vec{V}_p$ — относительная скорость фаз в актуальном движении.

Диаметр частиц δ в данной точке потока принимается одинаковым:

$$\delta = \left(\frac{6\rho_p}{\pi\rho_p^0 n_p} \right)^{1/3}, \quad (17)$$

где ρ_p^0 — истинная плотность материала частицы; ρ_p и n_p определяются из решения уравнений сохранения массы дисперсной примеси (2) и счетной концентрации частиц (3) соответственно.

Следует заметить, что в литературе существуют противоречивые данные о влиянии степени неизотермичности и горения на коэффициент аэродинамического сопротивления частицы. Так, в [8] на основе данных [9] предлагается следующее выражение для C_R в диапазоне изменения $0 \leq \text{Re}_p^* \leq 50$:

$$C_R = \frac{52}{\text{Re}_p^*}, \quad \text{Re}_p^* = \frac{|\vec{V}_r| \delta}{\nu_g(T_p)} \quad (18)$$

($\nu_g(T_p)$ — коэффициент кинематической молекулярной вязкости газа при температуре частицы T_p).

В [10] теоретически и экспериментально анализируется влияние горения на C_R . Показано, что горение уменьшает сопротивление частицы. Однако при снижении потока массы вещества с поверхности частицы за счет горения начинают доминировать другие факторы, влияющие на C_R , такие как интенсивность турбулентности, вращение частицы, шероховатость ее поверхности и другие. В [11], наоборот, отмечается, что горение частицы может приводить к значительному увеличению C_R .

В связи с отсутствием надежных экспериментальных данных по коэффициенту аэродинамического сопротивления горячей частицы с учетом взаимного влияния всех определяющих факторов в качестве первого шага к определению C_R в данной работе использовалось известное выражение [1] с учетом нелинейной части, справедливое в широком диапазоне изменения относительного числа Рейнольдса и подтвержденное многочисленными опытами по движению частиц в изотермических условиях:

$$C_R = \frac{24}{\text{Re}_p} + \frac{4,3}{\sqrt{\text{Re}_p}} + 0,32, \quad \text{Re}_p = |\vec{V}_r| \delta / \nu_g. \quad (19)$$

Скорость притока тепла в несущую фазу за счет горения $Q_g = q^* J_p$, где

$$q^* = h_p(T_{\text{кип}}) + f_* h_h(T_g) - (1 + f_*) h_s(T_g) \quad (20)$$

— тепловой эффект реакции, рассчитанный на единицу массы металла. При этом энтальпия окиси магния определяется как эффективная энтальпия смеси газообразного и конденсированного окисла:

$$h_s = \kappa_s h_{s\Gamma} + (1 - \kappa_s) h_{sk}. \quad (21)$$

Скорость выгорания одиночной частицы металла при парофазном горении определяется по теории диффузионного горения капли жидкого топлива [12, 13], из которой в [14] получено

$$I_p = \frac{dm_r}{dt} = \frac{\pi}{8} k^* \text{Nu} \delta \rho_p^0 \ln \left[1 + \frac{c_p(T_g - T_{\text{кип}})}{l_\mu} + \left(\frac{Q^*}{l_\mu} + f^* \right) b_k \right], \quad (22)$$

где число Нуссельта $\text{Nu} = 2 + 0,6 \text{Re}_p^{1/2} \text{Pr}^{1/3}$; Q^* — тепловой эффект реакции до образования конденсированного окисла; l_μ — удельная теплота испарения металла; коэффициент $k^* = 0,75 \text{ мм}^2/\text{с}$ подобран из сопоставления времени горения частицы магния с экспериментальными данными. Тогда $J_p = n_p I_p$.

Эйлеровы корреляции $\langle u_p' v_p' \rangle$, $\langle v_p'^2 \rangle$, $\langle T_p' v_p' \rangle$, а также дополнитель-

ные диссипативные члены

$$\varepsilon_p = \frac{1}{\rho_g} \sum_i \langle F'_i V'_{gi} \rangle, \quad \Phi_p = \frac{2\nu}{\rho_s} \sum_{i,j} \left\langle \frac{\partial F'_i}{\partial x_j} \frac{\partial V'_{gi}}{\partial x_j} \right\rangle,$$

$$\varepsilon_j = \frac{J_p}{\rho_g} \left[2k - \sum_i \langle V'_{gi} V'_{pi} \rangle \right],$$

характеризующие непосредственное влияние дисперсной примеси на пульсационные характеристики несущей фазы, и ε_j , обусловленный влиянием горения на пульсационную энергию несущей фазы, моделируются в соответствии с методикой [1] и выражаются через эйлеровы временные корреляции несущей фазы в данной точке неоднородного турбулентного потока:

$$\langle V'_g{}^i(r, t) V'_{gj}(r, t - \tau) \rangle = \langle V'_{gi}(r, t) V'_{gj}(r, t) \rangle R_{Eij}(\tau)$$

($R_{Eij}(t)$ — коэффициент эйлеровой временной корреляции).

Для аппроксимации корреляций продольных пульсационных скоростей газа используется выражение

$$R_{Ex}(t) = \begin{cases} 1 - t^2/\tau_E^2, & t \leq \alpha\tau_E, \\ A \exp(-|t|/T_E), & t > \alpha\tau_E, \end{cases} \quad (23)$$

где τ_E , T_E — эйлеровы временные микро- и макромасштабы турбулентности. С использованием соотношения Кармана и гипотезы Тейлора [1] получено для коэффициента поперечной корреляции

$$R_{Ey}(t) = \begin{cases} 1 - 2t^2/\tau_E^2, & t \leq \alpha\tau_E, \\ A [1 - |t|/(2T_E)] \exp(-|t|/T_E), & t > \alpha\tau_E. \end{cases} \quad (24)$$

Значения параметров α и A выбираются из условия непрерывности и гладкости корреляционной кривой $R_{Ex}(t)$ при $t = \alpha\tau_E$:

$$\alpha = \frac{\sqrt{1+a^2}-1}{a}, \quad A = \frac{2\alpha}{a} \exp(\alpha a), \quad a = \frac{\tau_E}{T_E}.$$

Используя известные выражения для пространственных поперечных микро- $\lambda_{Ey} = (15\nu_q \langle u_g'^2 \rangle / \varepsilon)^{1/2}$ и макромасштаба $\Lambda_{Ey} = C_i k^{3/2} / \varepsilon$, получим

$$a = \sqrt{5} C_i \cdot (\nu_g \varepsilon)^{1/2} / k, \quad (25)$$

где C_i — эмпирическая константа.

Граничные условия для системы (1) — (12) имеют вид

$$y = 0: \frac{\partial b_k}{\partial y} = \frac{\partial b_s}{\partial y} = \frac{\partial \rho_p}{\partial y} = \frac{\partial n_p}{\partial y} = \frac{\partial u_g}{\partial y} = \frac{\partial u_p}{\partial y} = \frac{\partial h_g}{\partial y} = \frac{\partial k}{\partial y} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = v_g = v_p = 0. \quad (26)$$

$$y = \infty: u_g = u_p = \rho_p = n_p = b_s = k = \varepsilon = 0, \quad T_g = T_\infty, \quad b_k = b_{k\infty},$$

$$\frac{\partial v_p}{\partial y} = 0, \quad (27)$$

$$x = 0: b_k = b_{k0}(y), \quad b_s = b_{s0}(y), \quad \rho_p = \rho_{p0}(y), \quad n_p = n_{p0}(y),$$

$$u_g = u_{g0}(y), \quad u_p = u_{p0}(y), \quad v_g = v_{g0}(y), \quad v_p = v_{p0}(y),$$

$$T_g = T_{g0}(y), \quad k = k_0(y), \quad \varepsilon = \varepsilon_0(y). \quad (28)$$

Система уравнений (1) — (12) с граничными условиями (26) — (28) решалась численно конечно-разностным методом с применением неявной шеститочечной схемы [15].

На основании предложенной выше модели был проведен расчет истечения в затопленное пространство двухфазной турбулентной неизотермической струи с парофазным горением частиц магния для различных относительных расходов дисперсной фазы $\kappa_0 = \int_0^{r_0} y \rho_p u_p dy / \int_0^{r_0} y \rho_g u_g dy$

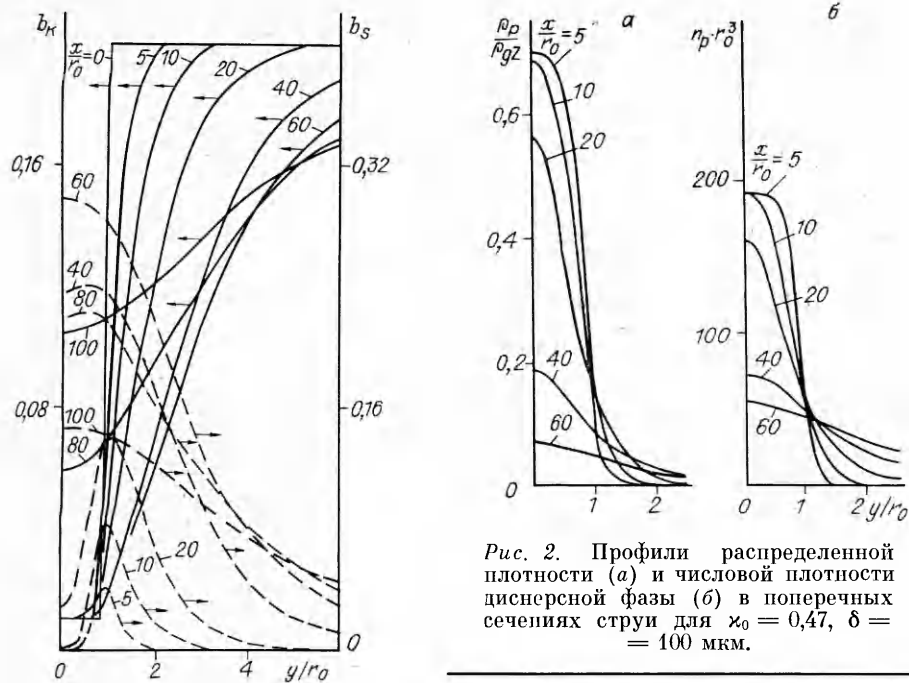


Рис. 2. Профили распределенной плотности (а) и числовой плотности дисперсной фазы (б) в поперечных сечениях струи для $\kappa_0 = 0,47$, $\delta = 100$ мкм.

← Рис. 1. Профили концентраций кислорода и окисла в поперечных сечениях струи для $\kappa_0 = 0,47$, $\delta = 100$ мкм.

и различных начальных диаметров δ_z . Обсуждаются четыре варианта, которым соответствуют следующие значения κ_0 и δ_z : 1) $\kappa_0 = 0,48$, $\delta_z = 100$ мкм; 2) $\kappa_0 = 0,17$, $\delta_z = 100$ мкм; 3) $\kappa_0 = 0,48$, $\delta_z = 50$ мкм; 4) $\kappa_0 = 0,17$, $\delta_z = 50$ мкм.

При проведении расчетов в начальном сечении задавались равномерные профили переменных, а профили пульсационной энергии и продольной скорости газа — характерные для трубного течения. Скорость частиц на срезе трубы полагается равной скорости газа. Температура в окружающем пространстве $T = 300$, а на срезе трубы 1400 К. Скорости обеих фаз на оси на срезе трубы полагались равными 50 м/с, радиус трубы 1 см, массовое содержание кислорода в окружающем воздухе 20% .

Использовался общепринятый набор эмпирических констант [13]: $C_\mu = 0,09$, $\sigma_k = 1$, $\sigma_\varepsilon = 1,3$, $C_{\varepsilon 1} = 1,45$, $C_{\varepsilon 2} = 1,90$, $C_{\varepsilon 3} = 0,79$. Эмпирическая константа $C_t = 0,2$, $Sc_t = Pr_t = 0,86$. Погрешность вычислений контролировалась по выполнению интегральных законов сохранения масс окислителя, продукта реакции, дисперсной фазы и числа частиц, а также суммарного избыточного импульса и избыточного потока тепла.

На рис. 1 представлены профили концентраций окисла и кислорода в поперечных сечениях струи. На расстояниях от среза трубы $0 \leq x/r_0 \leq 60$ отчетливо видна область вблизи оси, где нет горения вследствие малого содержания окислителя. Это происходит потому, что кислород, диффундирующий из окружающего пространства, полностью расходуется на горение на периферии струи и не проникает в приосевую область. При $x/r_0 > 80$ горение прекращается и концентрация кислорода выравнивается до соответствующего значения в окружающем воздухе. Зона образования окисла в начальных сечениях ($x/r_0 = 5, 10, 20$) находится на периферии, где идет горение. Рост концентрации окисла на оси на этом участке происходит за счет турбулентной диффузии из области с высоким содержанием окисла. Ниже по потоку ($x/r_0 = 40, 60$) продолжается рост концентрации окисла с одновременным смещением максимума к оси. В дальнейшем вследствие прекращения горения профиль b_s ($x/r_0 = 80, 100$) размывается.

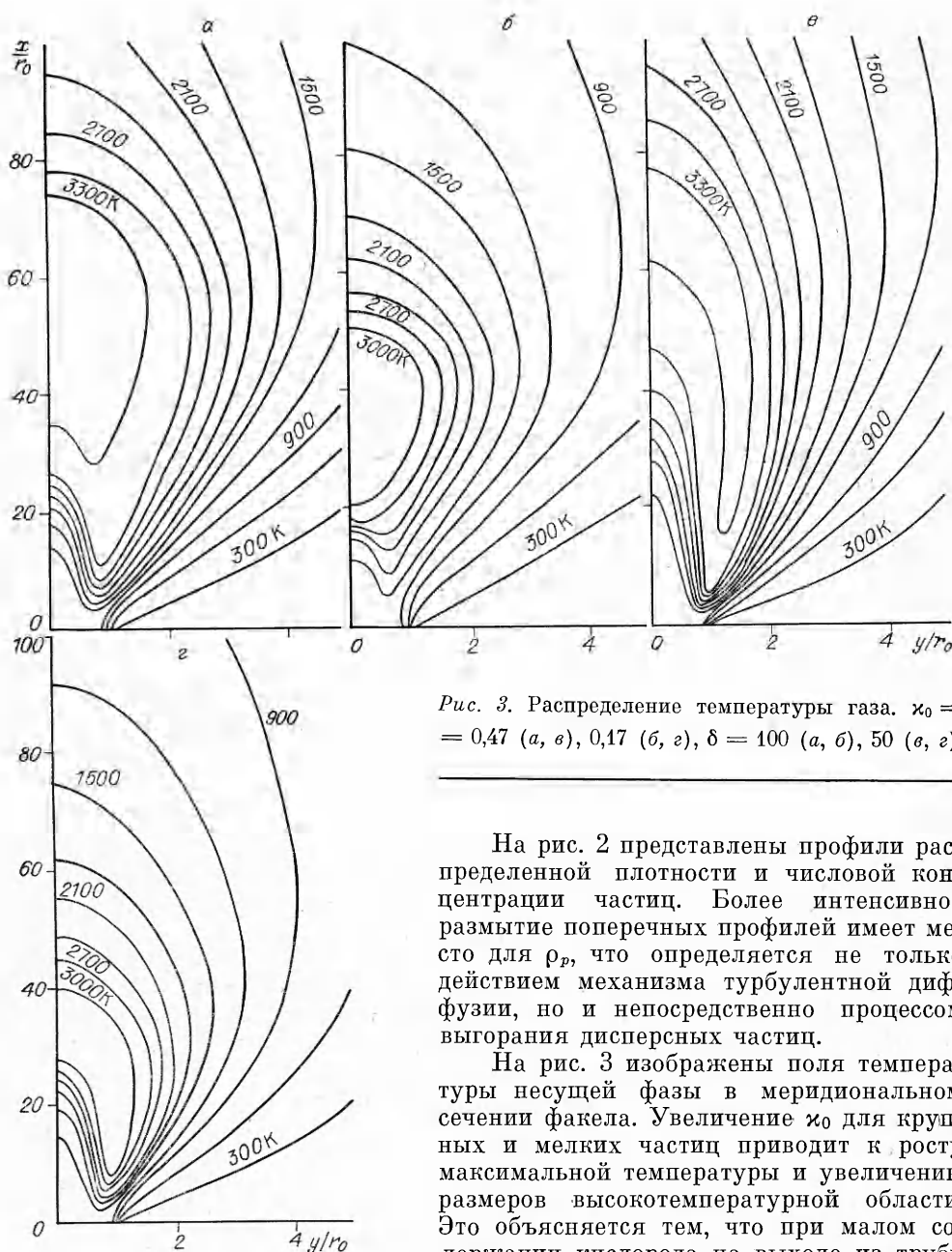


Рис. 3. Распределение температуры газа. $x_0 = 0,47$ (а, в), $0,17$ (б, г), $\delta = 100$ (а, б), 50 (в, г).

На рис. 2 представлены профили распределенной плотности и числовой концентрации частиц. Более интенсивное размытие поперечных профилей имеет место для ρ_p , что определяется не только действием механизма турбулентной диффузии, но и непосредственно процессом выгорания дисперсных частиц.

На рис. 3 изображены поля температуры несущей фазы в меридиональном сечении факела. Увеличение x_0 для крупных и мелких частиц приводит к росту максимальной температуры и увеличению размеров высокотемпературной области. Это объясняется тем, что при малом содержании кислорода на выходе из трубы в сечениях струи горят не все частицы

одновременно, а только часть их. Кроме того, при росте x_0 зона горения смещается к периферии. Все это и объясняет увеличение длины факела и его поперечных размеров. При уменьшении начального размера частиц область максимальных температур сужается и изгибается. Кроме того, растут градиенты температуры, особенно в начальных сечениях вблизи стенки трубы. Это объясняется тем, что уменьшение начального размера приводит к возрастанию межфазной поверхности, вследствие чего зона горения становится тоньше, и соответственно тоньше становится и зона тепловыделения.

Предложенная модель двухфазного турбулентного факела с парофазно горящими частицами позволяет получать поля осредненных термогазодинамических параметров течения, а также поля пульсационной энергии, скорости ее вязкой диссипации и ряда корреляций. Предло-

женная модель дает возможность анализировать влияние условий течения на геометрию факела и распределение термогазодинамических параметров. Для дальнейшего развития модели необходимо проведение соответствующих экспериментальных исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шрайбер А. А., Гавин Л. Б., Наумов В. А. и др. Турбулентные течения газозвеси.— Киев: Наук. думка, 1987.
2. Медведев В. А. Промышленная теплотехника, 1987, 9, 4, 50.
3. Гавин Л. Б., Наумов В. А., Шор В. В. // Физико-химические процессы в энергетических установках.— Минск: ИТМО АН БССР, 1983.
4. Гавин Л. Б., Наумов В. А. Докл. АН СССР, 1985, 283, 2, 336.
5. Гавин Л. Б., Мульги А. С., Шор В. В. ИФЖ, 1986, 50, 5, 735.
6. Шевцов В. И., Фурсов В. П., Стесик Л. И. ФГВ, 1976, 12, 6, 859.
7. Нигматулин Р. И. Основы механики гетерогенных сред.— М.: Наука, 1978.
8. Устименко Б. П., Алияров Б. К., Абубакиров Е. К. Огневое моделирование пылеугольных топок.— Алма-Ата: Наука, 1982.
9. Резняков А. Б. Горение пылеугольного факела.— Алма-Ата, 1958.
10. Grow C. T., Nicholis J. A., Morrison R. B. // Ninth Symp. on Comb.— N. Y.; London: Acad. Press, 1963.
11. Гишинский М. М., Стасенко А. Л., Толстов В. Н. // Струйные и отрывные течения.— М.: Наука, 1981.
12. Основы практической теории горения/Под ред. В. В. Померанцева.— Л.: Энергоатомиздат, 1986.
13. Зверев И. Н., Смирнов Н. Н. Газодинамика горения.— М.: Изд-во Моск. ун-та, 1987.
14. Андреев М. А., Степанов А. М. ФГВ, 1986, 22, 1, 103.
15. Гавин Л. Б., Наумов В. А. // Численные методы механики сплошной среды.— Новосибирск, 1986.— Т. 17, № 1.

Поступила в редакцию 24/II 1988

УДК 536.46 : 621.762

К ТЕОРИИ ГОРЕНИЯ БЕЗГАЗОВЫХ СИСТЕМ В УСЛОВИЯХ ДЕЙСТВИЯ ПОСТОЯННОЙ НАГРУЗКИ

В. К. Смоляков
(Тюмень)

Наряду с традиционными методами исследования закономерностей безгазового горения и синтеза продуктов интересным представляется дополнительное воздействие на горящий образец различных физических факторов. Одним из приемов, позволяющих менять характеристики горения и регулировать структуру конечного продукта, является действие постоянной нагрузки P_0 на горящую в прессформе безгазовую смесь.

Стационарное горение безгазовой системы при одновременном прессовании в достаточно длинной абсолютно гладкой прессформе можно представить следующим образом. Предварительно равномерно спрессованный в холодном состоянии образец зажигается с одного из торцов. Изменение структуры горящего образца происходит в некоторой достаточно разогретой области, перемещающейся со скоростью горения. Исходная смесь и остывшие продукты реакции полагаются абсолютно жесткими. Для области структурных изменений в качестве модели среды используется широко распространенная в теории горячего прессования модель вязкой сжимаемой жидкости [1—4].

Такое разбиение прессовки на характерные участки можно провести в силу сильной (экспоненциальной [1, 5]) зависимости вязкости от температуры. Поэтому структурные изменения, определяемые вязким течением вещества, в низкотемпературных участках волны горения не существенны по сравнению с изменениями в области высоких темпера-