Теплофизика и аэромеханика, 2011, том 18, № 1

УДК 536.22:697.932.3

Гидродинамика и тепломассообмен в форсуночных камерах орошения

М.И. Шиляев, Е.М. Хромова, А.В. Григорьев, А.В. Тумашова

Томский государственный архитектурно-строительный университет

E-mail: shmi@mail.tomsknet.ru

На основе представлений о взаимопроникающих разноскоростных и разнотемпературных континуальных средах сформулирована двумерная физико-математическая модель движения и тепломассообмена парогазовой смеси с каплями жидкости переменной массы в оросительных форсуночных камерах при высоких влагосодержаниях, а также проведен анализ этой модели.

Ключевые слова: капли жидкости, тепло- и массообмен, влагосодержание, парогазовый поток, оросительные форсуночные камеры.

В работе [1] представлена одномерная физико-математическая модель тепломассообмена парогазового потока с каплями жидкости в оросительных форсуночных камерах. В модели учтено влияние повышенной концентрации паров жидкости на тепломассообменные процессы с помощью поправки Стефана. Параметры парогазового потока: температура, парциальные плотности пара и газа, входящие в уравнения сохранения по теплу и массе — отображают фазовые переходы испарение–конденсация на поверхности капель. Переменность массы капель жидкости учитывается в уравнении движения. Вязкость и теплопроводность парогазового потока определялись с помощью парциального давления пара и газа. Уравнения движения капель жидкости представлены в лагранжевой системе координат. Одномерная постановка задачи неудобна для анализа процессов, происходящих в горизонтальных камерах, когда значительная часть капель под действием силы тяжести может выпадать из потока в поддон, не доходя до выхода из камеры. Поэтому в настоящей работе рассматривается двумерная постановка этой задачи в эйлеровых координатах в континуальном представлении компонентов системы парогазовая смесь–капли жидкости [2], при котором некоторая плотность капель (локальная массовая концентрация жидкости) будет меняться по всему пространству форсуночных камер в зависимости от динамики их движения и выпадения из потока под действием силы тяжести. Вязкость и теплопроводность парогазовой среды предложено вычислять на основе молекулярно-кинетической теории газов для бинарных смесей [3].

Цель настоящей работы заключалась в формулировании модели тепломассообмена капель жидкости в форсуночных камерах орошения различного назначения с парогазовым потоком при высоком влагосодержании, проверке работоспособности и анализе модели по влиянию основных определяющих параметров на динамические и теплофизические характеристики компонентов потока. Такие устройства используются как камеры орошения в кондиционерах воздуха [4], в установках воздушного душирования местной приточной системы вентиляции [5] для тепловлажностной обработки воздуха, в прямоточных, противоточных форсуночных скрубберах, предназначенных для конденсационного улавливания тонкодисперсной пыли [6], в которых возможна высокоэффективная очистка газов только при высоких влагосодержаниях, достигающих величин более 1 кг пара на 1 кг сухой части парогазовой смеси. Последнее обстоятельство оказывает определенное влияние на закономерности массообмена капель с парогазовым потоком, которое, как известно, можно учесть и которое учитывается в настоящей работе с помощью поправки на стефановский поток [6, 7]. При повышенном влагосодержании, высоких потоках массы между каплями и парогазовой смесью за счет процессов испарения и конденсации размеры капель жидкости могут сильно меняться, что необходимо принимать во внимание, и уравнения движения капель жидкости в форсуночных камерах орошения в общем случае надо рассматривать с учетом изменений размеров капель как уравнения движения тел с переменной массой. В большинстве работ по моделированию горения диспергированных твердых [8, 9] и жидких [10] топлив этот эффект не учитывается. В настоящей работе сделана попытка установить влияние переменности массы капель на параметры гетерогенного потока в целом.

Камеры орошения могут быть ориентированы к горизонту различным образом, за счет чего силы тяжести, действующие на капли, могут нарушать одномерность картины распределения их масс и, соответственно, всех теплофизических характеристик компонентов потока. Выяснение возможностей и пределов использования одномерной модели также является целью работы.

Известно, что капли, подаваемые в камеры орошения, имеют полидисперсный по их размерам, состав, однако, как правило, для расчетов пользуются некоторым средним размером например, среднемассовым, и этот размер определяется известными методами расчета форсунок различного типа — центробежных, пневматических [6]. Будем полагать, и небезосновательно, что является типичным приемом [12], что среднемассовый размер капель, определяемый по расчету форсунок, в среднем адекватно отражает всю картину течения и тепломассообмена в оросительной камере.

На входе в камеру, ориентированной к горизонту под произвольным углом β, будем задавать параметры парогазовой смеси капель равномерно распределенными по поперечному сечению (рис. 1). Входные параметры парогазового потока (см. рис. 1, *a*): T_{00} — абсолютная температура, U_0 — скорость, d_0 — влагосодержание, определяющееся как масса паров жидкости, приходящаяся на 1 кг сухой нереагирующей части парогазовой смеси; входные параметры диспергируемой жидкости (см. рис. 1, *b*): Θ_0 — абсолютная среднеобъемная температура капель, $V_{к0}$ — скорость капель, q — коэффициент орошения, равный отношению объемного расхода жидкости $Q_ж$ к объемному расходу парогазовой смеси $Q_{пг}$ ($q = Q_ж / Q_{пг}$). На рис. 1 показано направление движения парогазового потока вдоль оси камеры.

При формулировании модели для уравнения теплообмена капель жидкости с парогазовым потоком в конвективной составляющей баланса тепла температуру поверхности капель жидкости $\Theta_п$ примем равной ее среднеобъемной температуре Θ, что, как показано в работе [1], является допустимым до размера капель $\delta_к = 600–800$ мкм, генерируемых форсунками грубого распыла.

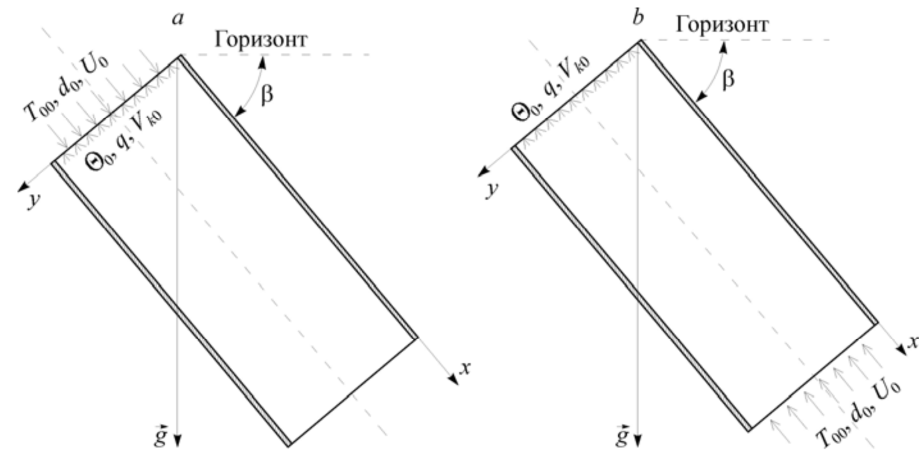

Рис. 1. Схемы оросительных камер при прямотоке (*a*) и противотоке (*b*).

В настоящей работе учтем влияние повышенной концентрации капель жидкости на эффективную вязкость парогазового потока, проявляющуюся в их аэродинамическом сопротивлении, что важно для течений с противотоком. Также введем поправки на влияние концентрации капель жидкости на их тепло- и массообмен с помощью известных в литературе зависимостей.

Уравнения модели имеют следующий вид:

– уравнение движения капли жидкости среднемассового размера диаметра $\delta_к$ с учетом переменности ее массы за счет процессов испарения–конденсации

$$d\vec{V}_к/d\tau = \vec{g} + \vec{R} - \left(\vec{V}_к/m_к\right)\left(dm_к/d\tau\right), \tag{1}$$

где τ — время, $\vec{V}_к$ — вектор скорости капли, $\vec{g}$ — вектор ускорения силы тяжести, $\vec{R}$ — вектор силы сопротивления капли, приходящейся на единицу ее массы, $m_к$ — масса капли,

– уравнение неразрывности для жидкости

$$\partial\rho_к/\partial\tau \; + \; \nabla\left(\rho_к\vec{V}_к\right) = \left(\rho_к/m_к\right)\left(dm_к/d\tau\right), \tag{2}$$

где $\rho_к$ — некоторая по объему плотность капель (массовая концентрация жидкости),

– уравнение массообмена капли жидкости с потоком парогазовой смеси за счет испарения–конденсации

$$dm_к/d\tau = -\beta\pi\delta_к^2\left(\rho_{1к} - \rho_1\right), \tag{3}$$

где β — коэффициент массообмена капли с потоком по концентрационному напору пара, $\rho_{1к}$ и ρ_1 — парциальные плотности пара на поверхности капли и в потоке,

– уравнение для влагосодержания

$$dd/d\tau = -\left(\rho_к/m_к\right)\left(dm_к/d\tau\right)\left(1/(1-\varepsilon_к)\rho_2\right), \quad \varepsilon_к = \rho_к/\rho_ж\,, \tag{4}$$

где d — влагосодержание, $\varepsilon_к$ — объемная концентрации капель жидкости, ρ_2 — парциальная плотность сухого газа, $\rho_ж$ — плотность жидкости, $\rho_к/m_к = n_к$ — текущая счетная концентрация капель в потоке,

– уравнение теплообмена капли с потоком парогазовой смеси

$$c_{ж} m_{к} \left(d\Theta / d\tau \right) = -\alpha_{к} \pi \delta_{к}^{2} \left(\Theta - T \right) + r_{ж} \left(dm_{к} / d\tau \right), \tag{5}$$

где $c_{ж}$ — удельная теплоемкость жидкости капель, $\alpha_{к}$ — коэффициент теплоотдачи капли, Θ и T — текущие абсолютные температуры капли и потока, $r_{ж}$ — удельная теплота испарения–конденсации,

– уравнение для температуры парогазовой смеси

$$\rho \left(dcT / d\tau \right) = \alpha_{к} \pi \delta_{к}^{2} \left(\Theta - T \right) \left(\rho_{к} / m_{к} \right), \tag{6}$$

где c и ρ — удельная теплоемкость и плотность парогазовой смеси,

– уравнение для скорости парогазовой смеси вдоль оси форсуночной камеры для невысоких концентраций капель жидкости в потоке примем в форме [1]

$$U = U_{0} \frac{T}{T_{00}} \frac{K + d}{K + d_{0}}, \tag{7}$$

где $K = M_{1} / M_{2}$, M_{1} и M_{2} — молекулярные массы пара и сухого газа, для высоких концентраций капель в потоке

$$U = U_{0} \frac{T}{T_{00}} \frac{K + d}{K + d_{0}} \frac{1 - q \left(U_{0} / V_{к0} \right)}{1 - q \left(U_{0} / V_{кx} \right)}, \tag{8}$$

где $V_{кx}$ — текущая составляющая скорости капель вдоль оси камеры.

В уравнении (1) $\vec{R}$ — сила аэродинамического сопротивления, действующая на каплю со стороны парогазового потока и приходящаяся на единицу ее массы, определяется формулой

$$\vec{R} = -\tilde{\xi} \left(\left(\vec{V}_{к} - \vec{U} \right) / \tau_{к} \right), \tag{9}$$

где $\tilde{\xi} = \xi / \xi_{c}$ — относительный коэффициент сопротивления капли, ξ — действительный коэффициент сопротивления капли, ξ_{c} — стоксовский коэффициент сопротивления капли в виде

$$\xi_{c} = 24 / \mathrm{Re}_{к}, \tag{10}$$

где $\mathrm{Re}_{к}$ — число Рейнольдса обтекания капли

$$\mathrm{Re}_{к} = \left(\left| \vec{V}_{к} - \vec{U} \right| \delta_{к} \rho \right) / \mu, \tag{11}$$

где $\vec{U}$ — вектор скорости парогазового потока, $\tau_{к}$ — время динамической релаксации капли

$$\tau_{к} = \rho_{ж} \delta_{к}^{2} / 18 \mu, \tag{12}$$

$\delta_{к}$ — диаметр капли, μ — динамическая вязкость парогазовой смеси, ρ — плотность парогазовой смеси. Величины $\rho_{1к}$ и ρ_{1} вычисляются по уравнениям состояния:

$$\rho_{1к} = M_{1} P_{1к} / R\Theta, \tag{13}$$

$$\rho_{1} = M_{1} P_{1} / RT, \tag{14}$$

где $P_{1к}$ и P_1 — парциальные давления насыщенных паров жидкости при температуре Θ и ненасыщенных паров жидкости вдали от капли при температуре T, R = 8,314·10^3 кДж/ кмоль K — универсальная газовая постоянная, ρ_2 — плотность сухого газа в смеси

$$\rho_2 = \left(B - P_1\right) M_2 / RT, \tag{15}$$

где B — барометрическое давление для парогазовой смеси

$$B = P_1 + P_2, \tag{16}$$

здесь P_2 — парциальное давление сухого газа в смеси, $c \approx c_2 + c_1 d$ — теплоемкость парогазовой смеси при малых значениях влагосодержания d, в общем случае $c\rho = c_1\rho_1 + c_2\rho_2$, откуда

$$c = (c_1 d + c_2)/(1 + d),$$

где c_1 — теплоемкость пара, c_2 — теплоемкость сухого газа, ρ — плотность парогазовой смеси

$$\rho = \rho_1 + \rho_2. \tag{17}$$

Индекс 0 соответствует параметрам на входе в оросительную камеру ($V_{к0}$, U_0, $T_{00,}$ d_0), $T_{00} = t_0 + T_0$, t_0 — температура парогазовой смеси на входе в камеру, °C, T_0 = 273 K.

В уравнении (3) коэффициент массообмена β определяется из полуэмпирической зависимости для массообменного числа Нуссельта

$$\mathrm{Nu}' = \frac{\beta\delta_к}{D} = 2K_с\Phi. \tag{18}$$

Здесь $K_с$ — поправка на стефановский поток при высоких концентрациях пара в смеси — высоких влагосодержаниях d,

$$K_с = 1 + \left(\left(P_{1к} + P_1\right)/2B\right), \tag{19}$$

Φ — поправка Фросслинга на инерционность обтекания капли жидкости [11, 13]

$$\Phi = 1 + 0{,}276\mathrm{Re}_к^{0,5}\mathrm{Sc}^{0,33}, \tag{20}$$

D — коэффициент диффузии паров, Sc — число Шмидта

$$\mathrm{Sc} = \mu / \rho D. \tag{21}$$

Коэффициент теплоотдачи $\alpha_к$ определяется из формулы Дрейка для теплообменного числа Нуссельта:

$$\mathrm{Nu} = 2 + \mathrm{Re}_к^{0,55}\,\mathrm{Pr}^{0,33}, \tag{22}$$

где Pr — теплообменное число Прандтля

$$\mathrm{Pr} = \mu c / \lambda, \tag{23}$$

где λ — коэффициент теплопроводности парогазовой смеси.

Коэффициент сопротивления капель будем определять по формулам:
по рекомендациям [4] для деформированных капель

$$\tilde{\xi} = 0{,}0152\mathrm{Re}_к + 1{,}08\mathrm{Re}_к^{0,2}, \tag{24}$$

и по обобщающей Геттингенской опытной кривой для сферической твердой частицы в широком диапазоне чисел $\mathrm{Re}_к < 3 \cdot 10^5$ [12]

$$\tilde{\xi} = 1 + 0,197 \quad \mathrm{Re}_к^{0,63} + 2,6 \cdot 10^{-4} \, \mathrm{Re}_к^{1,38}. \tag{25}$$

В уравнении (2) правое слагаемое представляет собой убывание массы жидкости в локальной точке пространства за счет испарения капель $\left(dm_к \middle/ d\tau < 0 \right)$ на величину $n_к(dm_к/d\tau)$, либо прибавление ее массы за счет конденсации паров на такую же величину $\left(dm_к \middle/ d\tau > 0 \right)$. Эти процессы в свою очередь определяют изменение влагосодержания в парогазовой смеси в той же точке, но с противоположным знаком, что описывается уравнением (4).

Уравнение (5) выражает изменение энтальпии капли в единицу времени — левое слагаемое равенства, за счет конвективного теплообмена с парогазовым потоком — первое слагаемое справа, и притока при конденсации или оттока при испарении тепла к капле жидкости вследствие фазовых переходов на ее поверхности — второе слагаемое справа.

Уравнение (6) определяет изменение энтальпии парогазового потока в единицу времени за счет конвективного теплообмена с каплями жидкости количеством $n_к$ в единице объема.

Уравнение для скорости парогазового потока вдоль оси камеры (7) правомерно принять в одномерной постановке. Оно легко получается из уравнений неразрывности для компонентов парогазовой смеси и их уравнений состояний. Так, для чистого газа в стационарном случае в одномерной постановке при $\varepsilon_к << 1$

$$\nabla\left(\rho_2 U\right) = d\left(\rho_2 U\right) / dx, \tag{26}$$

откуда следует $\rho_2 U = \mathrm{const} = \rho_2(T_{00})U_0$. Так что

$$U/U_0 = \rho_2\left(T_{00}\right) / \rho_2\left(T\right). \tag{27}$$

Используя уравнение состояния для газа (15), получим

$$\frac{\rho_2\left(T_{00}\right)}{\rho_2\left(T\right)} = \frac{P_2\left(T_{00}\right) M_2 / RT_{00}}{P_2\left(T\right) M_2 / RT} = \frac{T}{T_{00}} \frac{P_2\left(T_{00}\right)}{P_2\left(T\right)} = \frac{T}{T_{00}} \frac{B - P_1\left(T_{00}\right)}{B - P_1\left(T\right)} =$$

$$= \frac{T}{T_{00}} \frac{K\left(P_1\left(T_{00}\right)/d_0\right)}{K\left(P\left(T\right)/d\right)} = \frac{T}{T_{00}} \frac{d}{d_0} \frac{B\left(d_0/\left(K+d_0\right)\right)}{B\left(d/\left(K+d\right)\right)} = \frac{T}{T_{00}} \frac{K+d}{K+d_0}, \tag{28}$$

что представлено формулой (7).

Для одномерного стационарного случая уравнение неразрывности для жидкости также превращается в простую аналитическую формулу. Действительно, из (2) имеем

$$\frac{d\left(\rho_к V_{кx}\right)}{dx} = \frac{\rho_к}{m_к} \frac{dm_к}{dx} V_{кx}, \quad \frac{d\left(\ln \rho_к V_{кx}\right)}{dx} = \frac{d \ln m_к}{dx},$$

или

$$\rho_к V_{кx} = C_0 m_к. \tag{29}$$

Постоянная C_0 определяется из граничного условия на входе в оросительную камеру при $x = 0$, $\rho_к = \rho_{к0}$, $V_{кх} = V_{к0}$, $m_к = m_{к0}$. Так что $C_0 = \rho_{к0}\left(V_{к0}/m_{к0}\right)$ и, следовательно,

$$\rho_к = \rho_{к0}\frac{V_{к0}}{V_{кх}}\frac{m_к}{m_{к0}} = \rho_{к0}\frac{V_{к0}}{V_{кх}}\bar{\delta}_к^3, \quad \bar{\delta}_к = \left(\frac{\delta_к}{\delta_{к0}}\right). \tag{30}$$

Учитывая, что $n_к = \rho_к/m_к$, перепишем соотношение (30) через счетные концентрации капель

$$n_к = n_{к0}\left(V_{к0}/V_{кх}\right). \tag{31}$$

Концентрация $n_к$ определяется как

$$n_к = \frac{Q_ж}{V_{кх}\left(\pi\delta_к^3/6\right)S} = \frac{Q_ж}{Q_{пг}}\frac{Q_{пг}}{V_{кх}\left(\pi\delta_к^3/6\right)S} = 6q\frac{U_0}{V_{кх}}\frac{1}{\pi\delta_к^3}, \tag{32}$$

где S — поперечное сечение по направлению к потоку оросительной камеры.

Из уравнения (32) следует граничное условие для некоторой плотности жидкости на входе в камеру:

$$\rho_{к0} = n_{к0}m_{к0} = 6q\left(U_0/V_{к0}\right)\left(m_{к0}/\pi\delta_{к0}^3\right) = q\rho_ж\left(U_0/V_{к0}\right). \tag{33}$$

Таким образом, для одномерного стационарного случая

$$\rho_к = \rho_{к0}\left(V_{к0}/V_{кх}\right)\bar{\delta}_к^3. \tag{34}$$

В работе [1] для расчета парциальных давлений насыщенных водяных паров применялась формула, которую будем использовать и в настоящей работе,

$$P_{1к} = P_{кр}\exp\left(A\ln\left(\Theta_n/T_{кр}\right) + A_0 f_1\right), \ Па, \tag{35}$$

где $P_{кр} = 221{,}29\cdot10^5$ Па, $t_{кр} = 374{,}1$ °C, $A = 7{,}5480$, $A_0 = 2{,}7870$,

$$f_1 = \frac{4\left(\left(\Theta_n/T_{кр}\right)-1\right)}{\Theta_n/T_{кр}} + f - 5{,}3\ln\frac{\Theta_n}{T_{кр}}, \quad f = \left(\left(\Theta_n/T_{кр}\right)-1\right)\left[\frac{\left(\left(\Theta_n/T_{кр}\right)+1\right)^2}{5} + 0{,}5\right].$$

Эта формула описывает опытные данные [1] с точностью не ниже 1 % в широком диапазоне температур [14].

Коэффициенты динамической вязкости и теплопроводности для парогазового потока вычисляются на основе аппроксимаций Уилки (A. Wilkie) [3]:

$$\mu = \frac{\rho_1\mu_1}{\rho_1 + \rho_2\Phi_{\mathbf{12}}} + \frac{\rho_2\mu_2}{\rho_2 + \rho_1\Phi_{\mathbf{21}}}, \quad \lambda = \frac{\rho_1\lambda_1}{\rho_1 + \rho_2 \mathrm{A}_{\mathbf{12}}} + \frac{\rho_2\lambda_2}{\rho_2 + \rho_1 \mathrm{A}_{\mathbf{21}}}, \tag{36}$$

где

$$\Phi_{12} = \frac{\left[1+\sqrt{\mu_1/\mu_2}\left(M_2/M_1\right)^{1/4}\right]^2}{\left[8\left(1+\left(M_1/M_2\right)\right)\right]^{1/2}}, \quad \Phi_{21} = \frac{\mu_2}{\mu_1}\frac{M_1}{M_2}\Phi_{12},$$

$$A_{12} = \frac{\left[1+\sqrt{\mu_1/\mu_2}\left(M_1/M_2\right)^{3/4}\right]^2}{\left[8\left(1+\left(M_1/M_2\right)\right)\right]^{1/2}}, \quad A_{21} = \frac{\left[1+\sqrt{\mu_2/\mu_1}\left(M_2/M_1\right)^{3/4}\right]^2}{\left[8\left(1+\left(M_2/M_1\right)\right)\right]^{1/2}}.$$

В соотношениях (36) μ_1 и μ_2, λ_1 и λ_2 — динамические вязкости компонентов смеси, которые могут быть определены по формуле Сатерленда (Sutherland W.)

$$\frac{\mu_i}{\mu_{i0}} = \frac{\lambda_i}{\lambda_{i0}} = \frac{T_0 + c_i}{T + c_i}\left(\frac{T}{T_0}\right)^{3/2}, \qquad i = 1, 2, \tag{37}$$

где при T = 273 K, B = 101325 Па для водяного пара: c_1 = 961, $\mu_{01} = 10,0\cdot 10^{-6}$ Па·с, $\lambda_{01} = 1,805\cdot 10^{-2}$ Вт/м·K, $M_1 = 18$ кг/кмоль; для воздуха: c_2 = 124, $\mu_{02} = 17,3\cdot 10^{-6}$ Па·с, $\lambda_{02} = 2,44\cdot 10^{-2}$ Вт/м·K, $M_2 = 29$ кг/кмоль.

Решение поставленной задачи целесообразно выполнять в стационарной постановке

$$\frac{d_i(...)}{d\tau} = \frac{\partial(...)}{\partial\tau} + \vec{V}_i\nabla(...) = \vec{V}_i\nabla(...), \tag{38}$$

где индекс i определяет субстанциональную производную.

Так, при численной реализации модели будем иметь в виду:

$$\frac{dV_{\text{к}x}}{dt} = V_{\text{к}x}\frac{\partial V_{\text{к}x}}{\partial x} + V_{\text{к}y}\frac{\partial V_{\text{к}x}}{\partial y}, \quad \frac{dV_{\text{к}y}}{dt} = V_{\text{к}x}\frac{\partial V_{\text{к}y}}{\partial x} + V_{\text{к}y}\frac{\partial V_{\text{к}y}}{\partial y}, \quad \frac{dd}{dt} = U\frac{\partial d}{\partial x},$$

$$\frac{d\Theta}{dt} = V_{\text{к}x}\frac{\partial\Theta}{\partial x} + V_{\text{к}y}\frac{\partial\Theta}{\partial y}, \quad \frac{dT}{dt} = U\frac{\partial T}{\partial x}, \quad \nabla\left(\rho_{\text{к}}\vec{V}_{\text{к}}\right) = \frac{\partial\rho_{\text{к}}V_{\text{к}x}}{\partial x} + \frac{\partial\rho_{\text{к}}V_{\text{к}y}}{\partial y},$$

$$\frac{d\delta_{\text{к}}^2}{dt} = V_{\text{к}x}\frac{\partial\delta_{\text{к}}^2}{\partial x} + V_{\text{к}y}\frac{\partial\delta_{\text{к}}^2}{\partial y}.$$

Последнее соотношение необходимо для расчета размеров капель из уравнения (3):

$$\frac{dm_{\text{к}}}{d\tau} = \frac{d\left(\left(\pi\delta_{\text{к}}^3/6\right)\rho_{\text{ж}}\right)}{d\tau} = -\beta\pi\delta_{\text{к}}^2\left(\rho_{1\text{к}} - \rho_1\right). \tag{39}$$

После преобразований уравнения (39) получим

$$\frac{d\delta_{\text{к}}^2}{d\tau} = -\frac{2}{3}\frac{\mathrm{Nu}'D}{\rho_{\text{ж}}}\left(\rho_{1\text{к}} - \rho_1\right), \tag{40}$$

где коэффициент диффузии для паров воды в воздухе вычисляется по следующей формуле:

$$D = D_0\left(B_0/B\right)\left(\left(T/T_0\right)\right)^{1,8}, \quad D_0 = 21,6\cdot 10^{-6}\ \text{м}^2/\text{с} \tag{41}$$

при $B = B_0 = 101325$ Па, $T_0 = 273$ K.

В стационарной постановке дифференциальные уравнения модели должны решаться при следующих граничных условиях:

для прямотока (схема рис. 1, *a*) при $x = 0$

$$V_{\text{к}x} = V_{\text{к}0},\quad V_{\text{к}y} = 0,\quad U = U_0,\quad \delta_{\text{к}} = \delta_{\text{к}0},\quad m_{\text{к}} = m_{\text{к}0},$$

$$d = d_0,\quad \Theta = \Theta_0,\quad T = T_{00},\quad \rho_{\text{к}} = \rho_{\text{к}0}, \tag{42}$$

для противотока (схема рис. 1, *b*)

при $x = 0$ $\quad V_{\text{к}x} = V_{\text{к}0},\ V_{\text{к}y} = 0,\ \delta_{\text{к}} = \delta_{\text{к}0},\ \Theta = \Theta_0,\ \rho_{\text{к}} = \rho_{\text{к}0},$

при $x = 1$ $\quad U = U_0,\quad d = d_0,\quad T = T_{00}. \qquad (43)$

Для учета стесненности движения капель при их повышенной концентрации введем поправку на эффективную вязкость μ_ε, предложенную в работе [15]:

$$\mu_\varepsilon/\mu = \left(1 - \left(\varepsilon_{\text{к}}/\varepsilon_{\max}\right)\right)^{-2,5\varepsilon_{\max}\frac{\mu_{ж}+0,4\mu}{\mu_{ж}+\mu}}, \tag{44}$$

где $\varepsilon_{\max}$ — максимально возможная объемная концентрация капель без учета их слияния, равная примерно 0,62. Поскольку $\mu_{ж} >> \mu$, то из уравнения (44) получим следующее соотношение:

$$\mu_\varepsilon/\mu = \left(1 - 1,613\varepsilon_{\text{к}}\right)^{-1,55}. \tag{45}$$

При этом в коэффициент сопротивления капель вводится поправка по тем же зависимостям (24), (25) через число $\mathrm{Re}_{\text{к}\varepsilon}$:

$$\tilde{\xi}_\varepsilon = f\left(\mathrm{Re}_{\text{к}\varepsilon}\right),\quad \mathrm{Re}_{\text{к}\varepsilon} = \frac{\left|\vec{V}_к - \vec{U}\right|\delta_{\text{к}}\rho}{\mu_\varepsilon}, \tag{46}$$

а в число Нуссельта теплообмена Nu множитель $(1-10\,\varepsilon_{\text{к}}^{0,5})$ из работы [16], для $\varepsilon_{\text{к}} < 3\cdot10^{-3}$. Для числа Нуссельта массообмена Nu′ можно ввести такую же поправку, учитывая аналогию процессов теплообмена и массообмена.

Для высоких концентраций капель жидкости надо исходить из уравнения неразрывности вида

$$\nabla\left(\left(1 - \varepsilon_{\text{к}}\right)\rho_2\vec{U}\right) = d\varepsilon\rho_2 U/dx = 0, \tag{47}$$

где $\varepsilon_{\text{к}} + \varepsilon = 1$. Так что из уравнения (47) следует

$$\varepsilon\rho_2 U = \text{const} = \varepsilon_0\rho_2\left(T_{00}\right)U_0. \tag{48}$$

Учитывая, что $1 - \varepsilon = n_{\text{к}}\pi\delta_{\text{к}}^3/6$, можем записать

$$\frac{U_0}{U_0} = \frac{\varepsilon_0\rho_2\left(T_{00}\right)}{\varepsilon\rho_2\left(T\right)} = \frac{1 - n_{\text{к}0}\left(\pi\delta_{\text{к}0}^3/6\right)}{1 - n_{\text{к}}\left(\pi\delta_{\text{к}}^3/6\right)}\frac{\rho_2\left(T_{00}\right)}{\rho_2\left(T\right)} = \frac{1 - q\left(U_0/V_{\text{к}0}\right)}{1 - q\left(U_0/V_{\text{к}x}\right)}\frac{\rho_2\left(T_{00}\right)}{\rho_2\left(T\right)}. \tag{49}$$

Для прямотока, поскольку $U_0 < V_{к0}$, $q \leq 10$ л/м$^3 = 10^{-2}$ м^3/м^3, для большинства практических случаев можно принять

$$\frac{U}{U_0} \approx \frac{\rho_2(T_{00})}{\rho_2(T)} = \frac{T}{T_{00}} \frac{K+d}{K+d_0}. \tag{50}$$

Для противотока скорости капель жидкости могут сильно притормаживаться, и тогда будем иметь $U_0/V_{кх} >> 1$. В этом случае скорость парогазового потока будет резко возрастать. Критическое сечение определяется равенством нулю знаменателя выражения (49), откуда $V_{кх,кр} = qU_0$. Так, для $q = 10^{-2}$м^3/м^3, $U_0 = 1$ м/с – $V_{кх,кр} = 10^{-2}$ м/с.

Для плотности жидкости $\rho_к$ в области критического сечения в соответствии с уравнением (34) будем иметь ее резкое возрастание и, следовательно, возрастание счетной концентрации капель.

На рис. 2 представлено распределение параметров потока в камере орошения по ее высоте в трех сечениях: на входе (сплошная линия), в середине (пунктирная кривая) и на выходе (штрих-пунктирная кривая). Из рис. 2, *a* видно, что значительная часть капель отходит от верхней плоскости камеры, формируя тем самым выраженную двумерность. На рис. 2, *b* видно, что на кривой температуры капель, соответствующей выходу, теория и опыт удовлетворительно согласуются между собой. Опытное значение температуры капель на выходе $\Theta_{оп} = 281{,}7$ K [4]. На рис. 2, *c* на выходе имеется большее различие между расчетом и экспериментом ($T_{оп} = 290{,}2$ K), что объясняется тем, что точка измерения температуры парогазового потока располагалась далеко за сепараторами и даже за вентилятором, в то время

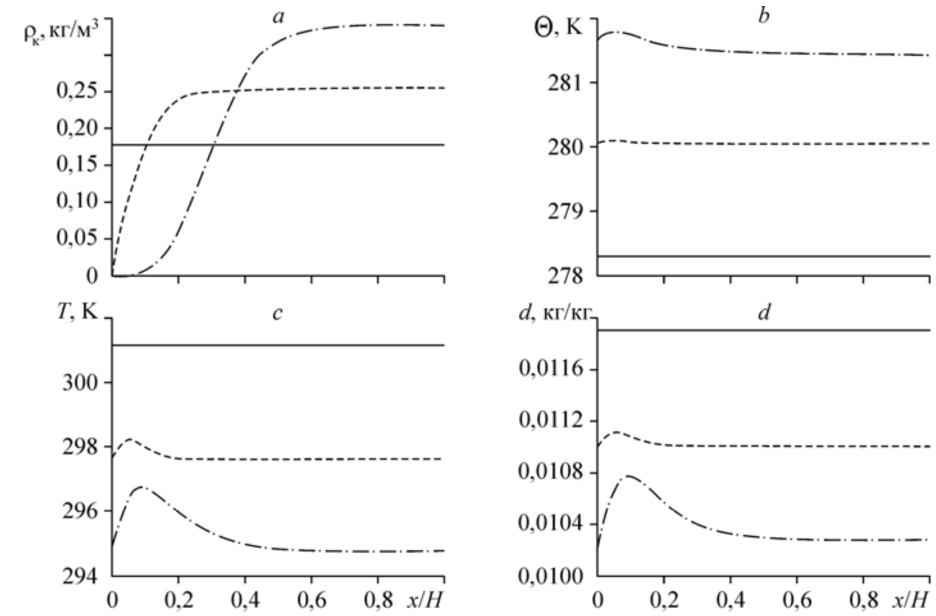

Рис. 2. Распределение параметров потока в камере орошения.

a — массовая концентрация капель жидкости, *b* — температура капель, *c* — температура парогазовой смеси, *d* — влагосодержание. Расчет проводился при следующих исходных данных для прямотока [4]: $l = 1{,}39$ м, $h = 0{,}3$ м, $V_{к0} = 12{,}5$ м/с, $\delta_{к0} = 600$ мкм, $d_0 = 0{,}01193$ кг/кг сух. возд., $q = 0{,}75 \cdot 10^{-3}$ м^3/м^3, $\Theta_0 = 278{,}2$ K, $T_{00} = 301{,}2$ K, $U_0 = 3$ м/с.

как температура капель определялась по температуре воды в поддоне. Тем не менее различие расчетной и экспериментальной температур парогазового потока лежит в пределах погрешности опыта, определенной авторами работы [4], в 7 процентов. Из рис. 2, *d* следует, что на выходе из камеры орошения влагосодержание имеет заметное распределение по высоте, и тем не менее близко к экспериментальному значению $d = 0{,}00982$ кг/кг сух. возд. [4], что свидетельствует о работоспособности модели.

Поскольку невозможно представить полную иллюстрацию двумерной физико-математической модели движения и тепломассообмена парогазовой смеси с каплями жидкости переменной массы в оросительных форсуночных камерах при высоких влагосодержаниях, которая была бы чрезвычайно объемна, приведем основные результаты ее анализа в виде следующих выводов:

1. При невысоких влагосодержаниях, характерных для вентиляционных режимов оросительных камер кондиционеров воздуха, при типичных начальных скоростях капель 12–20 м/с вполне допустимо пользоваться одномерной моделью;

2. Учет переменности массы капель жидкости в уравнениях их движения влияния на теплофизические параметры потока практически не оказывает;

3. Учет влияния деформированности капель жидкости на закон сопротивления приводит к изменению их скоростей, но теплофизические параметры потока практически не меняются;

4. Для системы капли воды–воздух учет реальных коэффициентов переноса динамической вязкости и теплопроводности для парогазового потока дает практически тот же результат, что и расчет с этими коэффициентами для сухого воздуха. То же самое имеет место и для других систем, например, капли воды–крекинг-газы. При этом поведение термодинамических параметров для разных систем существенно различаются как количественно, так и качественно;

5. При повышенных влагосодержаниях и невысоких начальных скоростях капель жидкости одномерная и двумерная модели для горизонтальных камер дают существенно различные результаты;

6. Предложенная модель тепломассообмена оправдывает себя не только удовлетворительным согласованием результатов расчетов с экспериментальными данными для камер орошения кондиционеров воздуха, но и использованием ее в модели конденсационного пылеулавливания, дающей хорошее согласование с экспериментом [17].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Шиляев М.И., Хромова Е.М.** Моделирование процесса тепломассообмена в оросительных камерах // Теоретические основы химической технологии. 2008. Т. 42. № 4. С. 419–428.
2. **Нигматулин Р.И.** Динамика многофазных сред. Ч. I. М.: Наука, 1987. 464 с.
3. **Рид Р., Праусниц Дж., Шервуд Т.** Свойства газов и жидкостей / Пер. с англ. Л.: Химия, 1982. 592 с.
4. **Тарабанов М.Г., Видин Ю.В., Бойков Г.П.** Тепломассоперенос в камерах орошения кондиционеров с форсунками распыления. Красноярск: Крас. ПИ, 1974. 210 с.
5. **Богословский В.Н., Поз М.Я.** Теплофизика аппаратов утилизации тепла систем отопления, вентиляции и кондиционирования воздуха. М.: Стройиздат, 1983. 320 с.
6. **Амелин А.Г.** Теоретические основы образования тумана при конденсации пара. М.: Химия, 1966. 294 с.
7. **Ужов В.Н., Вальдберг А.Ю.** Очистка газов мокрыми фильтрами. М.: Химия, 1972. 247 с.

8. **Бубенчиков А.М., Старченко А.В.** Численные модели динамики и горения аэродисперсных смесей в каналах. Томск: Изд-во ТГУ, 1988. 236 с.
9. **Устименко Б.П., Джакупов К.Б., Кроль В.О.** Численное моделирование аэродинамики и горения в топочных и технологических устройствах. Алма-Ата: Наука, 1986. 224 с.
10. **Раушенбах Б.В., Белый С.А, Беспалов И.В., Бородачев В.Я., Волынский М.С., Прудников А.Г.** Физические основы рабочего процесса в камерах сгорания воздушно-реактивных двигателей. М.: Машиностроение, 1964. 524 с.
11. **Пажи Д.Г., Галустов В.С.** Основы техники распыливания жидкостей. М.: Химия, 1984. 254 с.
12. **Шиляев М.И., Шиляев А.М.** Аэродинамика и тепломассообмен газодисперсных потоков. Томск: ТГАСУ, 2003. 272 с.
13. **Защита** атмосферы от промышленных загрязнений. Справочное издание. Ч. 1: Пер. с англ./ Под. ред. С. Калверта, П.М. Инглунда М.: Металлургия, 1988. 760 с.
14. **Тумашова А.В.** К расчету коэффициентов переноса и парциальных давлений насыщенных паров парогазовых смесей // Вестник ТГАСУ. 2009. № 1. С. 147–152.
15. **Броунштейн Б.И., Щеголев В.В.** Гидродинамика, массо- и теплообмен в колонных аппаратах. Л.: Химия, 1988. 336 с.
16. **Шваб В.А.** Течение сжимаемой пылегазовой среды в трубах при некоторых тепловых и структурных режимах // ИФЖ. 1986. Т. 16. № 5. С. 826–834.
17. **Шиляев М.И., Хромова Е.М., Панов Д.Е.** Конденсационный механизм улавливания субмикронных частиц в форсуночном скруббере // Материалы VII Межд. конф. «Качество внутреннего воздуха и окружающей среды» 13-17 мая 2009, Волгоград: ВолгГАСУ, 2009. С. 290–295.

Статья поступила в редакцию 22 июня 2009 г.,
после переработки 15 марта 2010 г.