

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОХЛАЖДЕНИЯ ПОТОКА ГАЗА КАПЛЯМИ ЖИДКОСТИ ПРИ ПРОТИВОТОЧНОМ ДВИЖЕНИИ ФАЗ

А.Г. Муравьев, А.С. Жданов, В.Н. Дунин

Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого

In this work, a model is constructed for cooling of gas flow by drops of a liquid in a hollow apparatus. The drops of a liquid distributed in volume of the apparatus in regular intervals, move in the opposite direction, as gas flow. At the input of the apparatus temperature of a liquid, humidity and gas temperature are known. Time dependence of an average over the drop volume temperature is assumed to be known for the case when the temperature on the drop surface is constant. This dependence can be obtained both at the analytical or numeral solution of an internal heat or mass transfer problem in a drop and experimentally. Heat and mass transfer in the gas phase is described by means of time-independent heat and mass transfer coefficients averaged over the drop surface. It is assumed that partial pressure of steam and the temperature on an interphase surface are linearly related to each other.

В энергетике и химической технологии при проведении тепло- и массообменных процессов широкое распространение получили полые контактные аппараты, в которых капли жидкости движутся в потоке газа. Основные преимущества этих аппаратов заключаются в простоте конструкции, малом гидравлическом сопротивлении и большой величине межфазной поверхности. Однако для проектирования данного устройства необходимо иметь надёжные методы расчёта процессов тепломассопереноса как на единичном включении дисперсной фазы, так и в газожидкостном слое в целом.

При математическом моделировании охлаждения газа каплями жидкости необходимо учитывать протекание процесса теплопереноса в обеих фазах с выделением или поглощением тепла на межфазной поверхности при конденсации или испарении. Кроме этого нужно принимать во внимание изменение температуры и влажности газа по высоте аппарата.

Совместное протекание тепло – и массопереноса с выделением или поглощением тепла в результате фазовых переходов на поверхности капель исследовалось аналитическими и численными методами.

Данная задача, когда массо – и теплоперенос учитывался только внутри капли, решалась аналитически для неподвижной среды [1] и в приближении пограничного слоя [2], а также численно при развитом циркуляционном движении [3].

Для случая, когда тепло – и массоперенос в сплошной фазе учитывается с помощью коэффициентов теплоотдачи и массоотдачи, задача совместного протекания тепло – и массопереноса решалась численно для процесса ректификации на пузырьке пара [4]. Аналитическое решение аналогичной задачи сначала было предложено при отсутствии массопереноса внутри капли [5], а затем при его наличии для процесса абсорбции [6] и в общем случае [7].

В указанных выше моделях температура или концентрация целевого компонента в глубине сплошной фазы считались постоянными, что справедливо только для случая полного перемешивания в сплошной фазе. Изменение концентрации целевого компонента по высоте аппарата в процессе экстракции на капле было учтено с помощью однопараметрической диффузионной модели в работе [8]. Данная задача решалась численными методами. В работе [9] получено аналитическое решение задачи массопереноса на частице при соизмеримых фазовых сопротивлениях для случая прямоточного и противоточного движения фаз в монодисперсном слое в режиме идеального вытеснения. Однако, в обеих работах не рассматривался случай совместного протекания процессов тепло- и массообмена. В работе [10] была построена модель совместного протекания тепло- и массообмена при охлаждении потока газа каплями жидкости при прямоточном движении фаз. При этом учитывалось изменение влажности и температуры газа по высоте аппарата. В данной работе аналогичная задача решается для случая противоточного движения фаз.

Постановка задачи и построение математической модели

Жидкость представляет собой равномерно распределенные по объему аппарата капли одинаковых размеров радиуса R . Рассматривается случай соизмеримых фазовых сопротивлений при теплопереносе. Решение внутренней задачи массопереноса и теплопереноса считается известным. Влияние соседних капель не учитывается. Стефанов поток считается малым. Тепло- и массоперенос в газовой фазе описываются с помощью осредненных по поверхности капли коэффициентов теплоотдачи α и массоотдачи β , не зависящих от времени. Движение газа и жидкости противоточное. Температура газа и концентрация пара в поперечном сечении аппарата считаются постоянными. Необходимо определить, как меняются по высоте аппарата средняя по объему капли температура T_d , температура газа T_∞ и мольная концентрация пара в газе c_∞ .

Мольная концентрация пара в газе $c_{\infty H}$, температура газа $T_{\infty H}$ и температура жидкости T_{dH} на входе в аппарат считаются заданными. Кроме этого считаются известными и постоянными объемные расходы газа W_c и жидкости W_d в аппарате. Жидкость может

испаряться, а ее пар конденсироваться на поверхности капли. Предполагается, что температура T_f и мольная концентрация пара в газе c_f на поверхности капель зависят только от времени и связаны между собой линейной равномерной зависимостью

$$c_f = \eta T_f + \mathcal{G} \quad (1)$$

где $\eta = (c_{\infty H}^* - c_{dH}^*) / (T_{\infty H} - T_{dH})$; $\mathcal{G} = (T_{\infty H} c_{dH}^* - T_{dH} c_{\infty H}^*) / (T_{\infty H} - T_{dH})$; $c_{\infty H}^*$ и c_{dH}^* - мольные концентрации насыщенного пара в газе при температурах $T_{\infty H}$ и T_{dH} .

Пусть капли движутся относительно аппарата с постоянной скоростью U , тогда они достигают конца аппарата за время $t_K = U / H$, где H - высота аппарата. В дальнейшем в качестве аргумента вместо текущей высоты аппарата h будем рассматривать время t . Они связаны зависимостью $t = U / h$.

Далее перейдем к формулировке задачи в безразмерном виде. Введем безразмерный временной аргумент $\tau = a_d t / R^2$, где a_d - коэффициент температуропроводности жидкости. Обозначим символом M совокупность координат любой точки внутри капли или на ее поверхности, а значение температуры в капле в размерном и безразмерном виде определим как $T_{dx} = (M, \tau)$ и $\Theta_{dx}(M, \tau) = (T_{dx}(M, \tau) - T_{dH}) / (T_{\infty H} - T_{dH})$. Тогда значение безразмерной температуры в капле в начальный момент времени равно нулю. Определим безразмерные температуру и мольную концентрацию пара в газовом потоке как $\Theta_{\infty} = (T_{\infty} - T_{dH}) / (T_{\infty H} - T_{dH})$ и $\Phi_{\infty} = (c_{\infty} - c_{dH}^*) / (c_{\infty H}^* - c_{dH}^*)$. Обозначим безразмерное время прохождения частицами аппарата высотой H через τ_K , тогда в этот момент времени $\Theta_{\infty}(\tau_K) = \Theta_{\infty H} = 1$, а $\Phi_{\infty}(\tau_K) = \Phi_{\infty H} = (c_{\infty H} - c_{dH}^*) / (c_{\infty H}^* - c_{dH}^*)$. У поверхности капли безразмерные мольная концентрация пара и температура будут определяться выражениями $\Phi_f = (c_f - c_{dH}^*) / (c_{\infty H}^* - c_{dH}^*)$ и $\Theta_f = (T_f - T_{dH}) / (T_{\infty H} - T_{dH})$.

Чтобы найти связь между величинами $\Theta_{dx}, \Theta_f, \Theta_{\infty}, \Phi_{\infty}$ воспользуемся балансовыми соотношениями потоков массы и тепла на межфазной поверхности. Выберем за положительной направление потоков тепла и массы из сплошной фазы в дисперсную. Тогда плотности мольных и тепловых потоков в газовой фазе можно представить с следующим виде $J_V = \beta(c_{\infty} - c_f)$, $q_V = \alpha(T_{\infty} - T_f)$. На основе теплового баланса плотность потока тепла в жидкой фазе у поверхности капли можно представить в виде $q_L = \lambda_d \partial T_{dx} / \partial \rho = q_V + J_V r_m$, где ρ - полярный радиус; r_m - удельная мольная теплота конденсации пара; λ_d - коэффициент теплопроводности в дисперсной фазе. В безразмерном виде с учетом формулы (1) это выражение можно представить как

$$\gamma \frac{\partial \Theta_{dx}}{\partial r} + \Theta_f = \frac{\Theta_\infty}{1+\delta} + \frac{\delta \Phi}{1+\delta}, \quad (2)$$

где $r = \rho / R$; $\gamma = \lambda_d / R\alpha(1+\delta)$; $\delta = \eta\beta r_m / \alpha$.

Воспользуемся формулой Дюамеля [11]. Если Θ_{dx0} - решение внутренней задачи теплопереноса при граничном условии третьего рода на поверхности капли, т.е. для случая, когда правая часть выражения (2) равна 1, то решение задачи с граничным условием (2) на поверхности капли дается выражением $\Theta_{dx} = \frac{1}{1+\delta} \int_0^\tau [\Theta_\infty(\lambda) + \delta \Phi_\infty(\lambda)] \frac{\partial \Theta_{dx0}}{\partial \tau}(\tau - \lambda) d\lambda$. Если

усреднить левую и правую части этого выражения по объему капли, то оно приобретет вид

$$\Theta_d = \frac{1}{1+\delta} \int_0^\tau [\Theta_\infty(\lambda) + \delta \Phi_\infty(\lambda)] \frac{\partial \Theta_{d0}}{\partial \tau}(\tau - \lambda) d\lambda, \quad (3)$$

где Θ_d и Θ_{d0} - средние по объему капли значения функций Θ_{dx} и Θ_{dx0} .

Составим уравнение теплового баланса в слое. Изменение средней по объему капель температуры dT_d , температуры потока газа dT_∞ и мольной концентрации пара в газе dc_∞ по высоте аппарата, которую капли пролетают за время $d\tau$, связаны соотношением $W_d C_{pd} \rho_d dT_d = W_c C_{pc} \rho_c dT_\infty + W_c r_m dc_\infty$, где $C_{pd}, C_{pc}, \rho_d, \rho_c$ - массовые теплоемкости и плотности в дисперсной и сплошной фазах соответственно. Если данное выражение разделить на $d\tau$ и привести к безразмерному виду, то получится уравнение

$$\chi d\Theta_d / d\tau = d\Theta_\infty / d\tau + \omega d\Phi_\infty / d\tau, \quad (4)$$

где $\chi = \frac{W_d C_{pd} \rho_d}{W_c C_{pc} \rho_c}$; $\omega = \frac{r_m \eta}{C_{pc} \rho_c}$.

Определим, как меняются по высоте слоя температура и мольная концентрация пара в газе. Межфазная поверхность в дисперсном слое бесконечно малой высоты, который капля пролетает за время $d\tau$, равна $dA = (3W_d R / a_d) d\tau$. Тепловой поток из глубины газовой фазы к межфазной поверхности dA приводит к уменьшению температуры газа в данном участке слоя на величину dT_∞ , которую можно определить из уравнения $W_c C_{pc} dT_\infty = \alpha (T_\infty - T_f) dA$, которое в безразмерном виде можно представить следующим образом

$$d\Theta_\infty / d\tau = \gamma_T (\Theta_\infty - \Theta_f), \quad (5)$$

где $\gamma_T = 3R\alpha W_d / C_{pc} a_d \rho_c W_c$.

Аналогично находится уравнение, позволяющее определить изменение мольной концентрации пара в газе по высоте аппарата

$$d\Phi_\infty / d\tau = \gamma_\Phi (\Phi_\infty - \Phi_f), \quad (6)$$

где $\gamma_\phi = 3R\beta W_d / a_d W_c$.

Таким образом, система уравнений (3) – (6) с соответствующими начальными условиями определяет изменение температуры капель, температуры и мольной концентрации пара в газе по высоте аппарата. Решение зависит от шести параметров $\gamma_T, \gamma_\phi, \chi, \omega, \delta, \tau_K$.

Решение уравнений математической модели

Для решения системы уравнений (3) - (6) воспользуемся преобразованием Лапласа. С учетом начальных условий $\Theta_d(0) = 0$, $\Theta_\infty(0) = \Theta_{\infty K}$, $\Phi_\infty(0) = \Phi_{\infty K}$ эта система примет вид

$$(1 + \delta)F_d = (F_\infty + \delta G_\infty)F_0 \quad (7)$$

$$\chi\sigma F_d = (\sigma F_\infty - \Theta_{\infty K}) + \omega(\sigma G_\infty - \Phi_{\infty K}) \quad (8)$$

$$\sigma G_\infty - \Phi_{\infty K} = \gamma_\phi(G_\infty - F_f) \quad (9)$$

$$\sigma F_\infty - \Theta_{\infty K} = \gamma_T(F_\infty - F_f), \quad (10)$$

где σ - комплексная переменная в пространстве Лапласа; $F_d, F_\infty, F_f, G_\infty, F_0$ - образы в пространстве Лапласа соответственно функций $\Theta_d, \Theta_\infty, \Theta_f, \Phi_\infty, d\Theta_{d0} / d\tau$.

Воспользовавшись уравнениями (9) и (10) получим выражение

$$G_\infty = \frac{F_\infty \gamma_\phi (\gamma_T - \sigma) - \gamma_T \Phi_{\infty K} + \gamma_\phi \Theta_{\infty K}}{\gamma_T (\gamma_\phi - \sigma)} \quad (11)$$

Далее, используя уравнения (7) и (8) можно получить следующее выражение для F_∞

$$F_\infty = \frac{1}{\sigma - \gamma_T (\gamma_\phi - \sigma) - \omega \gamma_\phi (\gamma_T - \sigma) + \chi F_0 [\gamma_T (\gamma_\phi - \sigma) + \delta \gamma_\phi (\gamma_T - \sigma)] / (1 + \delta)} \cdot \frac{\gamma_T (-\omega \Phi_{\infty K} - \Theta_{\infty K}) (\gamma_\phi - \sigma) + \sigma (\gamma_\phi \Theta_{\infty K} - \gamma_T \Phi_{\infty K}) [\omega - \chi \delta F_0 / (1 + \delta)]}{\sigma - \gamma_T (\gamma_\phi - \sigma) - \omega \gamma_\phi (\gamma_T - \sigma) + \chi F_0 [\gamma_T (\gamma_\phi - \sigma) + \delta \gamma_\phi (\gamma_T - \sigma)] / (1 + \delta)} \quad (12)$$

Если дифференциальные уравнения тепломассопереноса внутри капли решаются методом Фурье, то функцию Θ_{d0} можно представить в следующем виде

$$\Theta_{d0} = 1 - \sum_{i=1}^{\infty} B_i \exp(-\nu_i \tau),$$

где постоянные коэффициенты B_i и ν_i определяются в рамках

конкретной модели массопереноса внутри капли, например [12-14] с учетом граничного

условия на межфазной поверхности [15-16]. Тогда $F_0 = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{B_i \nu_i}{\sigma + \nu_i}$. Если это выражение

подставить в уравнение (12), то F_∞ будет дробно-рациональной функцией. Пусть корни

знаменателя выражения (12) действительны и равны 0 и $-s_k$, $k = 1, 2, 3, \dots$. Тогда F_∞ можно

представить в виде

$$F_{\infty} = \frac{-\omega\Phi_{\infty K} - \Theta_{\infty K}}{\chi - \omega - 1} \left(\frac{1}{\sigma} - \sum_{k=1}^{\infty} \frac{D_k}{\sigma + s_k} \right). \quad (13)$$

Коэффициенты D_k находятся при разложении функции F_{∞} (12) на простейшие дроби.

$$D_k = \frac{1}{\gamma_{\phi}\gamma_T} \left[\gamma_T(\gamma_{\phi} + s_k) - \frac{s_k(\gamma_{\phi}\Theta_{\infty K} - \gamma_T\Phi_{\infty K})}{-\omega\Phi_{\infty K} - \Theta_{\infty K}} \left(\omega - \frac{\chi\delta}{1 + \delta} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{B_i v_i}{v_i - s_k} \right) \right] \frac{\prod_{j=1}^{\infty} \left(1 - \frac{s_k}{v_j} \right)}{\prod_{j=1}^{k-1} \left(1 - \frac{s_k}{s_j} \right) \prod_{j=k+1}^{\infty} \left(1 - \frac{s_k}{s_j} \right)} \quad (14)$$

После применения к выражению (13) обратного преобразования Лапласа получаем формулу для безразмерной температуры газа в аппарате

$$\Theta_{\infty} = \frac{-\omega\Phi_{\infty K} - \Theta_{\infty K}}{\chi - \omega - 1} \left[1 - \sum_{k=1}^{\infty} D_k \exp(-s_k \tau) \right] \quad (15)$$

Если подставить выражение (13) в формулу (11), то функция G_{∞} будет дробно-линейной.

Кроме уже известных корней 0 и $-s_k$ ее знаменатель содержит дополнительный корень γ_{ϕ} .

Тогда, представляя G_{∞} в виде суммы простейших дробно-рациональных функций, получим

$$G_{\infty} = \frac{-\omega\Phi_{\infty K} - \Theta_{\infty K}}{\chi - \omega - 1} \left(\frac{1}{\sigma} - \sum_{k=1}^{\infty} \frac{E_k}{\sigma + s_k} - \frac{N}{\gamma_{\phi} - \sigma} \right) \quad (16)$$

$$\text{где } E_k = D_k \frac{\gamma_{\phi}(\gamma_T + s_k)}{\gamma_T(\gamma_{\phi} + s_k)}; \quad N = \left(\frac{\gamma_{\phi} - \gamma_T}{\gamma_T} \right) \left(1 - \sum_{k=1}^{\infty} \frac{D_k \gamma_{\phi}}{\gamma_{\phi} + s_k} \right) + \frac{(\gamma_T \Phi_{\infty K} - \gamma_{\phi} \Theta_{\infty K})}{\gamma_T} \cdot \frac{(\chi - \omega - 1)}{(-\omega\Phi_{\infty K} - \Theta_{\infty K})}.$$

После обратного преобразования Лапласа выражение (16) приобретает вид

$$\Phi_{\infty} = \frac{-\omega\Phi_{\infty K} - \Theta_{\infty K}}{\chi - \omega - 1} \left[1 - \sum_{k=1}^{\infty} E_k \exp(-s_k \tau) + N \exp(\gamma_{\phi} \tau) \right] \quad (17)$$

Далее подставим в уравнение (8) выражения (13) и (16), а затем после обратного преобразования Лапласа получим зависимость безразмерной температуры капли от τ

$$\Theta_d = \frac{-\omega\Phi_{\infty K} - \Theta_{\infty K}}{\chi - \omega - 1} \left[1 - \frac{1}{\chi} \sum_{k=1}^{\infty} (D_k + \omega E_k) \exp(-s_k \tau) + \frac{\omega}{\chi} N \exp(-\gamma_{\phi} \tau) \right] \quad (18)$$

Значения безразмерной температуры газа $\Theta_{\infty K}$ и безразмерной мольной концентрации пара в газе $\Phi_{\infty K}$ на выходе из теплообменного аппарата определяются при решении системы уравнений, получаемой из выражений (15), (17) в момент времени τ_K . При этом следует учитывать, что $\Theta_{\infty}(\tau_K) = \Theta_{\infty H} = 1$, $\Phi_{\infty}(\tau_K) = \Phi_{\infty H}$. Таким образом, система уравнений для нахождения $\Theta_{\infty K}$, $\Phi_{\infty K}$ имеет вид

$$1 = \frac{-\omega\Phi_{\infty K} - \Theta_{\infty K}}{\chi - \omega - 1} \left[1 - \sum_{k=1}^{\infty} D_k \exp(-s_k \tau_K) \right], \quad (19)$$

$$\Phi_{\infty H} = \frac{-\omega\Phi_{\infty K} - \Theta_{\infty K}}{\chi - \omega - 1} \left[1 - \sum_{k=1}^{\infty} E_k \exp(-s_k \tau_K) + N \exp(\gamma_{\phi} \tau_K) \right] \quad (20)$$

Анализ полученного решения

Проанализируем полученное решение на примере процесса охлаждения дымовых газов каплями воды.

Пусть, для определенности, $T_H = 10^\circ C$, $T_{\infty H} = 150^\circ C$. Для физических параметров процесса выбираем следующие значения: $C_{pd} = 4,19 \cdot 10^3 \frac{Дж}{кг \cdot K}$, $C_{pc} = 1,37 \cdot 10^3 \frac{Дж}{кг \cdot K}$,

$$\rho_d = 1000 \frac{кг}{м^3}, \rho_c = 0,968 \frac{кг}{м^3}, \lambda_d = 0,381 \frac{Вт}{м \cdot K}, r_m = 43670 \frac{Дж}{моль}, a_d = 1,52 \cdot 10^{-7} \frac{м^2}{с}.$$

Возьмем каплю диаметром $d = 1$ мм. Форму каплей такого размера, движущихся в газе можно считать сферической, а внутренней циркуляцией пренебречь [17], поэтому для них при описании внутреннего тепло- и массопереноса можно использовать модель [12]. Для расчетов ограничимся во всех бесконечных рядах пятью первыми членами.

Для расчета коэффициентов массоотдачи и теплоотдачи в газовой фазе воспользуемся выражениями, приведенными в [17]. В нашем случае $\alpha = 285 \frac{Вт}{м^2 \cdot K}$, $\beta = 0,243 \frac{м}{с}$.

Как было сказано выше, протекание процессов тепломассопереноса в слое зависит от шести параметров $\gamma_T, \gamma_{\phi}, \chi, \omega, \delta, \tau_K$. Рассмотрим, как меняются безразмерные средняя температура капли, температура газа и мольная концентрация водяного пара в газе от безразмерного времени τ в случаях, если изменяется соотношение потоков жидкости и газа в аппарате и при различных значениях τ_K . Предположим, что объемный расход дымовых газов $W_c = 43,9 \frac{м^3}{с}$. Для анализа возьмем три значения объемного расхода воды

$W_d = 6,95 \cdot 10^{-3} \frac{м^3}{с}$, $W_d = 0,014 \frac{м^3}{с}$, $W_d = 0,021 \frac{м^3}{с}$ и три значения безразмерного времени движения частиц в слое $\tau_K = 1$, $\tau_K = 2$, $\tau_K = 3$. Полученные зависимости приведены на рисунках 1 и 2.

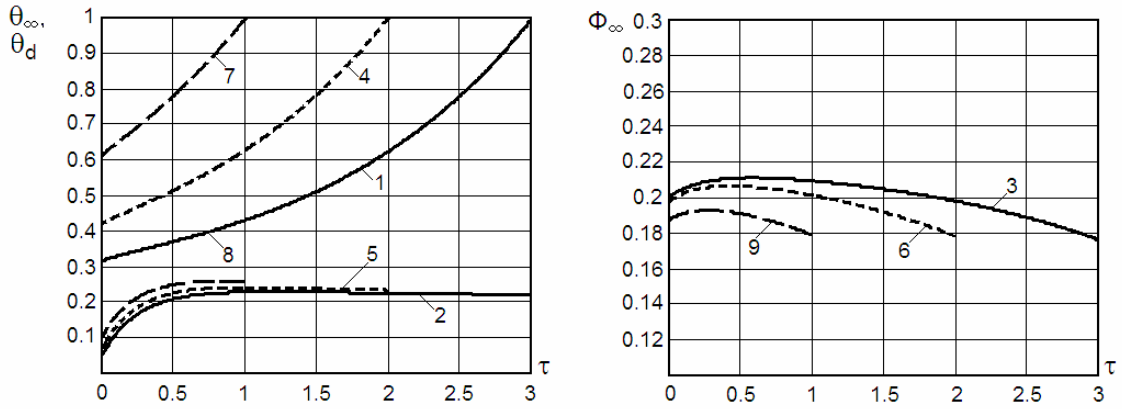


Рисунок 1 Зависимость безразмерных средней температуры капли Θ_d , температуры газа Θ_∞ , мольной концентрации водяного пара в газе Φ_∞ от безразмерного времени τ при различных значениях τ_K . $\gamma_T = 0,65$, $\gamma_\phi = 0,759$, $\chi = 1$, $\omega = 11,742$, $\delta = 13,259$.

- 1,2,3 – зависимости соответственно $\Theta_\infty(\tau)$, $\Theta_d(\tau)$, $\Phi_\infty(\tau)$ при $\tau_K = 3$;
- 4,5,6 – зависимости соответственно $\Theta_\infty(\tau)$, $\Theta_d(\tau)$, $\Phi_\infty(\tau)$ при $\tau_K = 2$;
- 7,8,9 – зависимости соответственно $\Theta_\infty(\tau)$, $\Theta_d(\tau)$, $\Phi_\infty(\tau)$ при $\tau_K = 1$.

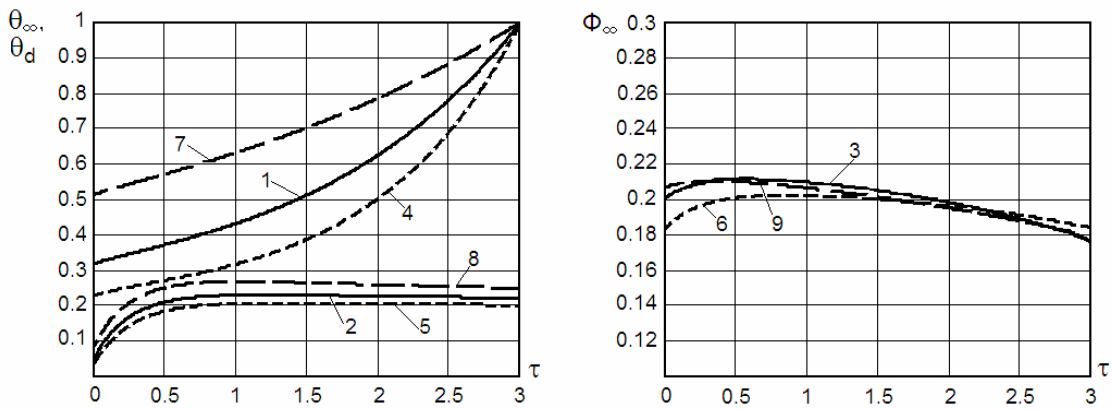


Рисунок 2 Зависимость безразмерных средней температуры капли θ_d , температуры газа θ_∞ , мольной концентрации водяного пара в газе Φ_∞ от безразмерного времени τ при различных значениях χ . $\omega = 11,742$, $\delta = 13,259$, $\tau_K = 3$.

- 1,2,3 – зависимости соответственно $\theta_\infty(\tau)$, $\theta_d(\tau)$, $\Phi_\infty(\tau)$ при $\chi = 1$, $\gamma_T = 0,65$, $\gamma_\phi = 0,759$;
- 4,5,6 – зависимости соответственно $\theta_\infty(\tau)$, $\theta_d(\tau)$, $\Phi_\infty(\tau)$ при $\chi = 1,5$, $\gamma_T = 0,976$, $\gamma_\phi = 1,138$;
- 7,8,9 – зависимости соответственно $\theta_\infty(\tau)$, $\theta_d(\tau)$, $\Phi_\infty(\tau)$ при $\chi = 0,5$, $\gamma_T = 0,325$, $\gamma_\phi = 0,379$

Выводы

В данной работе строится математическая модель охлаждения газа жидкостью в полом аппарате. Капли жидкости, движутся в противоположном направлении по отношению к газу. Предполагается известной временная зависимость средней по объёму капли температуры для случая, когда на поверхности капли поддерживается постоянная температура. Теплоперенос и массоперенос к капле в газовой фазе описываются с помощью осреднённых по площади поверхности капли коэффициентов теплоотдачи и массоотдачи соответственно. Для безразмерных температур капель и газовой фазы, а также безразмерной мольной концентрации пара в газовой фазе получены аналитические зависимости от безразмерного времени (или высоты аппарата), которые зависят от шести параметров $\gamma_T, \gamma_\phi, \chi, \omega, \delta, \tau_K$.

Полученная модель позволяет рассчитать протекание процессов тепломассопереноса в монодисперсном газожидкостном слое аппарата глубокого охлаждения дымовых газов для случая противоточного движения фаз.

Л и т е р а т у р а

1. Накоряков В.Е., Григорьева Н.И. О совместном тепломассопереносе при абсорбции на каплях и плёнках // ИФЖ. 1977. т.32. №3. С. 399-405.
2. Холпанов Л. П., Малюсов В. А., Жаворонков Н. М. Совместный тепломассообмен в системах, состоящих из совокупности капель или пузырьков // ДАН СССР. 1984. т.274. №4. С. 890-893.
3. Venegas M., Izquierdo M., Rodriguez P., Lecuona A. Heat and mass transfer during absorption of ammonia vapour by $\text{LiNO}_3\text{-NH}_3$ solution droplets // Int. J. Heat Mass Transfer. 2004. V.47. P. 2653-2667.
4. Математическая модель массообмена пузырька пара с жидкостью при ректификации / А.Л. Коротков, Л.П. Размолодин, С.В. Федосов и др. // Математические методы в химии и химической технологии : Тез. докл. // Междунар. конф. - Тверь, 1995. - С.152
5. Муравьёв А.Г. Математическая модель охлаждения капли однокомпонентной жидкости потоком газа // Вестник НовГУ. 1999. №13. С.21-24.
6. Муравьёв А.Г. Математическое моделирование тепломассопереноса при абсорбции газа на капле летучего поглотителя // Теоретические основы химической технологии. 2005. Т.39. №4. С.401-406.
7. Муравьёв А.Г. Математическое моделирование тепломассопереноса при соизмеримых фазовых сопротивлениях на частице дисперсной фазы. // Вестник НовГУ. 2005. №34. С.26-32.
8. Абдуллаев Р.Х., Исмаилов Р.Ш., Мамедов Г.А., Сыщиков Ю.В. Жидкостная экстракция при электродиспергировании растворителя // Теоретические основы химической технологии. 1992. т.26. №5. С. 649-654.
9. Муравьёв А.Г. Модель массопереноса в монодисперсном слое при движении фаз в режиме идеального вытеснения// Вестник НовГУ. 2004. №28. С.36-43.
10. Murav'ev A.G., Doonin V.N. Mathematical modeling of cooling of gas flow by drops of a liquid at co-current movement of phases. Advances in Heat Transfer. Proceedings of the Baltic Heat Transfer Conference September 19–21, 2007. Volume 2. - St.Petersburg: Publishing house of Polytechnical University, 2007. P. 462 - 471.
11. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. – М.: Наука, 1974.-832 с.
12. Лыков А.В. Теория теплопроводности. М.: Высш. школа, 1967. 600 с.

13. Kronig R., Brink J.C. On the theory of extraction from falling droplets // Appl. Sci. Res. 1950. V.A2. N 2. P.142-148.
14. Handlos A., Baron T. Mass and heat transfer from drops in liquid-liquid extraction // AIChE Journ. 1957. V.3. N 1. P.127-136.
15. Муравьев А.Г., Протодяконов И.О., Размолодин Л.П., Коротков А.Л. Аналитическое решение задачи тепломассообмена между движущимся пузырьком пара (каплей) и сплошной средой // ЖПХ. 195. т.58. №8. С. 1799-1803.
16. Муравьев А.Г. Метод расчета тепломассообмена между единичной частицей дисперсной фазы и сплошной средой при соизмеримых фазовых сопротивлениях // Деп. в ВИНТИ от 07.05.90. №2409-В90. 14 с.
17. Clift R., Grace J.R., Weber M.E. Bubbles, Drops and Particles. N.Y.: Academic Press, 1978. 380 p.