ТЕПЛОМАССООБМЕН
ММФ-96

ТОМ IV

ЧАСТЬ 2

MIF-96
HEAT/MASS TRANSFER

Академия наук Беларуси
АНК "Институт тепло-
и массообмена им. А.В. Лыкова"

ТЕПЛОМАССООБМЕН-ММФ-96

HEAT / MASS TRANSFER-MIF-96

III Минский международный форум
(20-24 мая 1996 г.)

Том IV

ТЕПЛОМАССООБМЕН В ДВУХФАЗНЫХ СИСТЕМАХ

Часть 2

Минск 1996

ДК. 536 : 532.5

Л.М. Ульев, В.А. Коровко

ТЕПЛООБМЕН И ИСПАРЕНИЕ ПРИ ПЛЕНОЧНОМ ТЕЧЕНИИ В КОНФУЗОРЕ

Целью настоящей работы является создание методов расчета конусных испарителей. Для этого разработана математическая модель процесса, которая корректировалась с помощью экспериментов, проведенных на конусных элементах с углами раствора $2\alpha = 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$. Радиус входного отверстия $R_{вх}$ и длина образующей L (рис. 1) были одинаковы и равны 0,54 и 0,474 м соответственно. Конусные элементы изготавливались из шлифованных стальных листов толщиной $1{,}5\times10^{-3}$ м. Над конусом располагалось переливное распределительное устройство высотой d=0,05 м, на которое подавалась вода, предварительно нагретая до температуры насыщения.

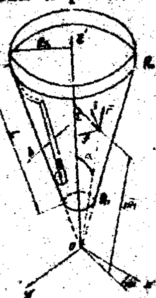

Рис. 1

Эксперименты проводились при изменении расхода жидкости в пределах $Q= 7\times10^{-5}\ldots2{,}5\times10^{-4}$ $м^3/с$ (ламинарное течение) и полезной разности температур $\Delta T = T_a-T_v=5\ldots25^\circ$ К, где T_a, T_v - температура греющего пара и насыщения в конфузоре.

Для исследования течения и испарения запишем уравнения движения и теплообмена в биконических координатах [1], вершина которых совпадает с вершиной конуса (рис. 1), где $z'=r\cos\alpha + x\sin\alpha$, $y'=(r\sin\alpha - x\cos\alpha)\sin\phi$, $z'=(r\sin\alpha - x\cos\alpha)\cos\phi$, и после сравнительной оценки членов в уравнениях они в безразмерных величинах

$\xi=r/d_s$, $\chi=x/d_s$, $v=V_r/V_0$, $\delta=h/d_s$, $\theta=(T-T_a)/\Delta T$, $\sigma = \xi\sin\alpha-\chi\cos\alpha$

примут вид

$$\frac{1}{\sigma}\frac{\partial}{\partial\chi}\left(\sigma\frac{\partial v}{\partial\chi}\right) + 48 = 0, \qquad \frac{\partial}{\partial\chi}\left(\sigma\frac{\partial\theta}{\partial\chi}\right) = 0, \tag{1}$$

при граничных условиях

$$v = 0, \qquad \partial\theta/\partial\chi = Bi\,\theta, \qquad \chi = 0, \tag{2}$$

$$\partial\theta/\partial\chi = 0, \qquad \theta = 1, \qquad \chi = \delta, \tag{3}$$

где T- температура в пленке, r, x- радиальная и поперечная координаты, R_0-величина образующей (рис. 1), h- толщина пленки, $d_s=4h_0$,

$V_0 = \frac{Q}{2\pi R_0 h_0 \sin\alpha}$, $h_0 = \left[\frac{3\mu Q}{\pi\rho g R_0 \sin 2\alpha}\right]^{1/3}$, Bi – число Био, μ – динамический коэффициент вязкости, ρ – плотность, V_r – радиальная скорость.

Отметим, что зависимость (1) от ξ не является характеристикой развивающегося конвективного теплообмена, а характеризует влияние кривизны поверхности теплообмена на распределение скорости и температуры в пленке для каждого сечения по ξ.

Уравнения баланса жидкости можно записать, учитывая условие Стефана на границе раздела фаз, но, т. к. $\frac{\partial\theta}{\partial\chi} \gg \frac{\partial\theta}{\partial\xi}$ и считая, что в газовой фазе $\nabla\theta=0$, мы можем условие для теплового потока перенести на твердую границу и получить

$$\frac{d}{d\xi}\left[\xi\int_0^\delta v\, d\chi\right] = -\xi\frac{Ste}{Pe}\left[\frac{d\theta}{d\chi}\right]_{\chi=0}, \tag{4}$$

где $Ste = c\,\Delta T/H$, $Pe = V_0 d_*/a$, c – теплоемкость, a – температуропроводность, H – удельная теплота парообразования.

Получим решения (1)-(4) и, учитывая, что $\chi/\xi \ll 1$, а ctgα в пределах пленки изменяется незначительно, запишем их в виде

$$v = 24\,\delta^2\left[1 - \left(\frac{\chi}{\delta} - 1\right)^2\right], \quad \theta = \frac{1 + Bi\chi}{1 + Bi\delta}.$$

И тогда из (5) получим

$$\frac{d\delta}{dl} = \frac{1}{48\delta^2}\frac{Ste}{Pe}Nu + \frac{\delta}{3(\xi_0 - 1)} \tag{5}$$

с начальным условием $\delta=\delta_0= 0,25$ при $l=0$, где $l=\xi_0-\xi$, $\xi_0=R_0/d_*$,

$$Nu = Bi\,\theta\Big|_{\chi=0} = \frac{Bi}{1+\delta Bi}. \tag{6}$$

Влияние поверхностных волн на теплообмен можно учесть поправкой Зозули [2]

$$Nu_в = Nu\times 0,8(Re/4)^{0,11}, \tag{7}$$

где число $Re = 4\rho\bar V d_*\delta/\mu = Re_0\delta\bar V/\delta_0$, $Re_0=4\rho\bar V h_0/\mu$, $\bar V = \frac{1}{\delta}\int_0^\delta d\chi = 16\delta^2$ и тогда $Re = 64\,Re_0\delta^3$.

Влияние волнообразования изучалось сопоставлением величины уде-

...ьного паросъема $w = \rho V_0(1-64\varepsilon_0\delta_1^3)/2\xi_1(1-\varepsilon_0)^2$ (где $\varepsilon_0=\xi_1/\xi_0=R_1/R_0$ рис. 1), δ_1–толщина пленки на выходе из конфузора), полученной с помощью численного интегрирования (5) при Nu, вычисляемым по (6) и (7) с экспериментальными данными. Число Bi оценивалось с учетом термического сопротивления стенки и пленки конденсата греющего пара.

Сравнение экспериментальных и теоретических результатов приведено на рис. 2 для зависимости w от расхода. Здесь а) 1 и Δ – для случая с $\Delta T=-15$ К и $2\alpha=60°$, 2 и × – для $\Delta T=-20$ К и $2\alpha=60°$, 3 и □ – для $\Delta T=-15$ К и $2\alpha=45°$, 4 и о – для $\Delta T=-20$ К и $2\alpha=45°$, б) для $\Delta T=-5$ К и $2\alpha=30°$. Δ, ×, □, о, + – экспериментальные данные с 95% доверительной областью. Пунктирные линии – для расчета по (6), сплошные–по (7).

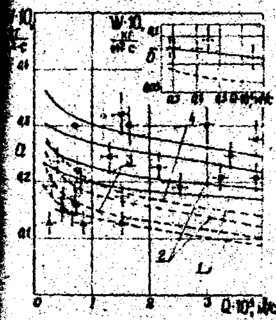

Рис. 2

Наблюдаем хорошее согласие результатов эксперимента для $2\alpha=30°$ и $45°$ и Nu, вычисленном по (7) при переменном Q, а ΔT=const. Для $2\alpha=60°$ хорошее совпадение наблюдается при Nu, расчитанном по (6). При Q=const и изменяющемся ΔT получаем аналогичное соотношение между экспериментом и расчетом. Для плоского течения подобные эффекты наблюдались в [3]. Подобное влияние на волнообразование может оказывать и изменение кривизны поверхности [4], и увеличение толщины пленки. Далее будем предполагать, что влияние волн на теплообмен при $\alpha < 25°$ существенно и его необходимо учитывать, а при $\alpha > 25°$ несущественно.

В качестве примера рассмотрим испарение пленки в конфузоре при $2\alpha=60°$, Pe=209, Bi=6.1, ξ_0=1405 и различных Ste. Результаты расчета показаны на рис. 3 в виде зависимостей от безразмерной длины l: а) числа Нуссельта– сплошные линии, безразмерной толщины пленки δ– пунктирные, б) безразмерного расхода $\tilde{Q}=Q/Q_0=16\varepsilon\delta^3/\delta_0$– сплошные $\varepsilon=\xi/\xi_0$), средней скорости $\bar{V}$–пунктирные, где 1–Ste=0; 2– Ste=-0,911×10^{-2}; 3–Ste=-0,273×10^{-1}; 4–Ste=-0,287× 10^{-1}; 5–Ste=-0,365×10^{-1}.

В случае Ste=0 толщина пленки вдоль конфузора только возрастает, что, очевидно, приводит к уменьшению Nu, а средняя скорость растет как δ^2. Уменьшение Ste приводит к увеличению скорости фазового перехода, и рост δ вдоль l замедляется. При Ste=-0,273×10^{-1} наблюдается экстремум в зависимости δ от l, это связано с тем, что на некотором расстоянии от входа в конфузор увеличение толщины пленки за

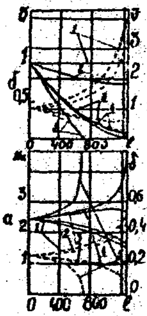

Рис. 3

счет уменьшения смачиваемого периметра начинает преобладать над испарением. В этом случае зависимости Nu(l) и V(l) также экстремальны. А $\tilde{Q}$ во всех случаях при Ste< 0, очевидно, только уменьшается с l. Заметим, что начиная с некоторой величины Ste, пленка в конфузоре должна полностью испариться (случай 5), и, хотя рассматриваемая модель не отражает всей глубины процессов разрыва сплошности и высыхания текущей пленки жидкости [5], как правило, в тех случаях, когда длина пути испарения находилась в пределах конуса, в эксперименте наблюдалось появление сухих пятен или полное высыхание пленки.

Чтобы получить расчетную зависимость для $\overline{Nu}=2\int_{\xi_1}^{\xi_0} Nu\ \xi d\xi/(\xi_0^2-\xi_1^2)$, перепишем (6) в виде

$$\frac{d\delta}{d\varepsilon}=-\frac{1}{48\delta^2}\xi_0\frac{Ste}{Pe}Nu+\frac{\delta}{3\xi}. \qquad (8)$$

Легко видеть, что $\overline{Nu}$ будет зависеть от параметров $Sc=\left[\xi_0\frac{Ste}{Pe}\right]$, Bi, а также, как ранее выяснили, от α. Далее, проводя численные эксперименты и обрабатывая их результаты, получаем зависимость

$$\overline{Nu}=2,51\left[\varepsilon-0,056+3\left[1-\varepsilon\right]^2-2,41\left[1-\varepsilon\right]^3\right]Sc^{0,024}Bi^{0,224}(\cos\alpha)^{0,383}$$

с среднеквадратичным относительным отклонением от эксперимента 15%. Относительную длину пути испарения можно оценить по зависимости

$$\varepsilon_v=1-1,35\left[0,48-Sc+0,8\,Sc^2-0,23\,Sc^3+0,02\,Sc^4\right]Bi^{-0,0432}$$

с точностью до 25%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гольдин А.М., Карамзин В.А. Гидродинамические основы процессов тонкослойного сепарирования.- М.: Агропромиздат, 1985.

2. Баттеруорт Д. Справочник по теплообменникам. — М.: Энергоатомиздат, 1987.- Т. 1.- С. 340- 350.

3. Bankoff S.G. // Int. J. Heat Mass Transfer.- 1971.-Vol. 14, N. 2.- P. 377- 385.

4. Капица П.Л., Капица С.П.//ЖЭТФ.- 1949.-Т. 19. Вып. 2.- С. 107-120.

5. Банкоф //Современное машиностроение. Сер. А.-1991.-№1.-С. 26-38.