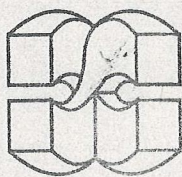


# ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ



НАУКА  
ТЕХНИКА  
ТЕХНОЛОГИЯ  
ОБРАЗОВАНИЕ  
ЗДОРОВЬЕ

## ЛАМИНАРНЫЙ ТЕПЛОБМЕН ДЛЯ НЕЧЕТНЫХ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ ПЕРВОГО РОДА ПРИ ДИФFUЗОРНОМ ТЕЧЕНИИ В КОНИЧЕСКОМ ЗАЗОРЕ

Л.М. Ульев, Харьков, Украина

The laminar convective heat transfer problem is considered for slow diffuser flows in coaxial ring conical channels. The solution for first kind of the boundary conditions is obtained by separation of variables methods for the equal on modulus and inverse on sign boundary temperatures. Distributions of the channel temperature and Nusselt numbers on the boundaries are represented here. The influence of the determining parameters on the solution is considered in the paper too. The obtained solution is used for definition of the optimum constructional and technological parameters of the extrusion processes.

Для выбора оптимальных конструктивных и технологических параметров экструзионных головок необходимо знать особенности течения и теплообмена расплава в проточных элементах формующего оборудования. При экструзионном способе производства стренг, гранул, труб, пленок и т.д. расплав полимера на распределительном участке формующего оборудования течет в коаксиальном коническом канале, образованном конусом головки и дорном [1,2], где расплав может охлаждаться или нагреваться. Современные технологии позволяют поддерживать различные режимы теплообмена на границах каналов, но экспериментальный подбор оптимальных характеристик процесса требует значительных средств. Построение численных моделей процессов переработки также не всегда оправдано, т.к. во многих случаях можно получить адекватные соотношения между параметрами процессов, используя аналитические решения. Эти же решения можно использовать как тестовые задачи при отладке численных кодов.

Автором в работах [3,4] решена задача изотермического течения в коаксиальных конических каналах с различным расположением граничных поверхностей. В [5,6] построена модель течения и теплообмена в конических зазорах при граничных условиях третьего рода. В данной работе исследуется теплообмен в коаксиальных конических каналах при равных по абсолютной величине и противоположных по знаку безразмерных температурах на границах канала для расплавов полимеров, которые в

пределах изменения параметров переработки ведут себя как ньютоновские жидкости [7]. В [5] показано, что для практически интересных расходов жидкости и размеров канала [3,4], числа Рейнольдса  $Re \ll 1$ , Нема-Гриффита  $Gn \ll 1$ , Пекле  $Pe \gg 100$ . Данные

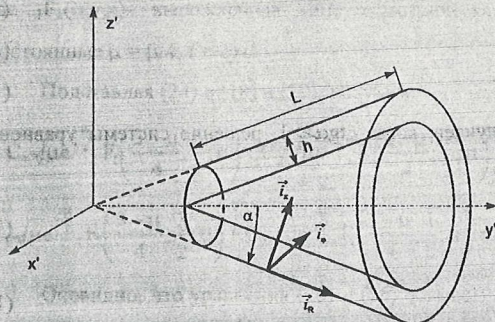


Рис. 1. Геометрия конического зазора постоянной ширины, L - длина конической части канала, m; h - ширина зазора, m;  $i_x, i_y, i_z$  - орты в биконической системе координат

оценки позволяют рассматривать течение расплава как ползущее течение [8], а в уравнении теплопереноса не учитывать теплоту диссипации и пренебречь

изменением кондуктивного теплового потока вдоль течения по сравнению с изменением конвективного теплового потока и, в итоге, записать систему уравнений аксиально-симметричного конвективного теплообмена в биконической системе координат (рис. 1), определяемых преобразованием [9]:

$$z = R \cos \alpha + X \sin \alpha, \quad (1)$$

$$y = (R \sin \alpha - X \cos \alpha) \sin \varphi, \quad (2)$$

$$x = (R \sin \alpha - X \cos \alpha) \cos \varphi, \quad (3)$$

в виде:

$$\frac{\partial \Pi}{\partial \xi} = \frac{1}{\sigma} \frac{\partial}{\partial \chi} \left( \sigma \frac{\partial v}{\partial \chi} \right), \quad (4)$$

$$\frac{\partial \Pi}{\partial \chi} = \frac{\cos(\alpha) \sin(\alpha)}{\sigma^2} v, \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial \xi} (\sigma v) = 0, \quad (6)$$

$$Pe \cdot v \cdot \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} = \frac{1}{\sigma} \frac{\partial}{\partial \chi} \left( \sigma \frac{\partial \Theta}{\partial \chi} \right); \quad (7)$$

где  $\xi = R/h$ ,  $\chi = X/h$ ,  $V_0 = Q/\pi h(2R_0 \sin \alpha - h \cos \alpha)$ ,  $v = V_R/V_0$ ,  $\Pi = (P - P_0)h/\mu V_0$ ,  $\sigma = \xi \sin \alpha - \chi \cos \alpha$ ,

$Pe_0 = V_0 h/a$ ,  $\Theta = (T - T_0)/(T_c - T_0)$ .

Граничные и краевые условия запишутся в виде:

$$v = 0, \quad \chi = 0, \quad \xi_0 < \xi \leq \xi_1, \quad (8)$$

$$v = 0, \quad \chi = 1, \quad \xi_0 < \xi \leq \xi_1, \quad (9)$$

$$\Pi = 0, \quad 0 \leq \chi \leq 1, \quad \xi = \xi_0, \quad (10)$$

$$\Theta = 0, \quad 0 \leq \chi \leq 1, \quad \xi = \xi_0, \quad (11)$$

$$\Theta = 1, \quad \chi = 0, \quad \xi_0 < \xi \leq \xi_1, \quad (12)$$

$$\Theta = -1, \quad \chi = 1, \quad \xi_0 < \xi \leq \xi_1. \quad (13)$$

Для практически важных случаев, когда  $\xi \text{tg} \alpha \gg 1$ , решение системы уравнений (4)-(6), (8)-(11) имеет вид [3]:

$$v = \frac{6(2\xi_0 \sin \alpha - \cos \alpha)}{\cos \alpha - 2\xi \sin \alpha} (\chi^2 - \chi), \quad (14)$$

$$\Pi = -\frac{6(\cos \alpha - 2\xi_0 \sin \alpha)}{\sin \alpha} \ln \frac{1 - 2\xi \text{tg} \alpha}{1 - 2\xi_0 \text{tg} \alpha}, \quad (15)$$

и тогда уравнение (7) примет вид:

$$\frac{6\text{Pe}(2\xi_0 \sin \alpha - \cos \alpha)}{\cos \alpha - 2\xi \sin \alpha} (\chi^2 - \chi) \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} = \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \chi^2}. \quad (16)$$

Для решения задачи (16), (11)-(13) методом разделения переменных заменим зависимую переменную  $\Theta$  на  $\Phi$ , определяемую преобразованием:

$$\Theta(\xi, \chi) = \Phi(\xi, \chi) + 1 - 2\chi. \quad (17)$$

Функция  $\Phi$  удовлетворяет уравнению (16) и преобразует неоднородные граничные условия (12), (13) в однородные:

$$\Phi = 0, \quad \chi = 0, \quad (18)$$

$$\Phi = 0, \quad \chi = 1, \quad (19)$$

а условие на входе в канал преобразуется к виду:

$$\Phi(\xi_0, \chi) = 2\chi - 1, \quad 0 \leq \chi \leq 1. \quad (20)$$

Далее, представляя функцию  $\Phi$  произведением  $\Phi(\xi, \chi) = Y(\xi) \cdot \Psi(\chi)$ , из (16) получим:

$$6\text{Pe} \frac{2\xi_0 \sin \alpha - \cos \alpha}{\cos \alpha - 2\xi \sin \alpha} \frac{dY}{Y} = \beta^2 d\xi, \quad (21)$$

$$\Psi'' - \beta^2 (\chi^2 - \chi) \Psi = 0, \quad (22)$$

и, следуя [5], получим решение (21) и (22):

$$Y = A \exp \left[ -\frac{\beta^2 (\cos \alpha - 2\xi \sin \alpha)^2}{24 \text{Pe} \sin \alpha (2\xi_0 \sin \alpha - \cos \alpha)} \right], \quad (23)$$

$$\Psi(t) = C_1 \sqrt{\mu} e^{-\frac{\mu^2}{2} t} {}_1F_1 \left( \frac{3-\mu}{4}, \frac{3}{2}; \mu t^2 \right) + C_2 e^{-\frac{\mu^2}{2} t} {}_1F_1 \left( \frac{1-\mu}{4}, \frac{1}{2}; \mu t^2 \right), \quad (24)$$

где  ${}_1F_1(\alpha, \gamma; \chi)$ - вырожденная гипергеометрическая функция;  $C_1, C_2$ - произвольные постоянные  $\mu = \beta/4$ ,  $t = 2\chi - 1$ .

Подставляя (24) в (18) и (19), получим:

$$-C_1 \sqrt{\mu} e^{-\frac{\mu}{2}} {}_1F_1\left(\frac{3-\mu}{4}, \frac{3}{2}; \mu\right) + C_2 \sqrt{\mu} e^{-\frac{\mu}{2}} {}_1F_1\left(\frac{1-\mu}{4}, \frac{1}{2}; \mu\right) = 0, \quad (25)$$

$$C_1 \sqrt{\mu} e^{\frac{\mu}{2}} {}_1F_1\left(\frac{3-\mu}{4}, \frac{3}{2}; \mu\right) + C_2 \sqrt{\mu} e^{\frac{\mu}{2}} {}_1F_1\left(\frac{1-\mu}{4}, \frac{1}{2}; \mu\right) = 0. \quad (26)$$

Очевидно, что уравнения (25) и (26) совместны только, когда  $C_1 = 0$  или  $C_2 = 0$ . В первом случае уравнение для определения собственных значений имеет вид:

$${}_1F_1\left(\frac{1-\mu}{4}, \frac{1}{2}; \mu\right) = 0, \quad (27)$$

и собственными функциями задачи являются функции:

$$\psi_n = C e^{-\frac{\mu_n t^2}{2}} {}_1F_1\left(\frac{1-\mu_n}{4}, \frac{1}{2}; \mu_n t^2\right). \quad (28)$$

При  $C_2 = 0$  собственные значения определяются из уравнения:

$${}_1F_1\left(\frac{3-\mu}{4}, \frac{3}{2}; \mu\right) = 0, \quad (29)$$

и тогда собственными функциями будут функции:

$$\psi'_n = C \sqrt{\mu'_n} e^{-\frac{\mu'_n t^2}{2}} t {}_1F_1\left(\frac{3-\mu'_n}{4}, \frac{3}{2}; \mu'_n t^2\right). \quad (30)$$

Используя (18), (19) и (22), легко показать, что системы функций, определяемые равенствами (28) и (30), являются ортогональными с весом  $(1-t^2)$  на отрезке  $[-1, 1]$ .

Решение задачи (16), (18), (19) будет являться суммой всех частных решений и, учитывая, что  $t = 2\chi - 1$ , запишем его в виде:

$$\Phi(\xi, t) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \exp\left[-\frac{2\mu_n^2 (\cos \alpha - 2\xi \sin \alpha)^2}{3Pe_0 \sin \alpha (2\xi_0 \sin \alpha - \cos \alpha)}\right] \psi_n. \quad (31)$$

Полагая  $\xi = \xi_0$ , получим:

$$\Phi_0(t) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \exp\left[-\frac{2\mu_n^2 (\cos \alpha - 2\xi_0 \sin \alpha)^2}{3Pe_0 \sin \alpha (2\xi_0 \sin \alpha - \cos \alpha)}\right] \psi_n. \quad (32)$$

Значения коэффициентов  $A_n$  определим, используя свойство ортогональности собственных функций и условие (20):

$$A_n = \exp \left[ \frac{2\mu_n^2 (\cos \alpha - 2\xi_0 \sin \alpha)^2}{3\text{Pe}_0 \sin \alpha (2\xi_0 \sin \alpha - \cos \alpha)} \right] \frac{\int_{-1}^1 \Phi_0(t) \cdot (1-t^2) \cdot \Psi_n(t) \cdot dt}{\|\Psi_n\|} = \exp \left[ \frac{2\mu_n^2 (\cos \alpha - 2\xi_0 \sin \alpha)^2}{3\text{Pe}_0 \sin \alpha (2\xi_0 \sin \alpha - \cos \alpha)} \right] A'_n, \quad (33)$$

где  $\|\Psi_n\| = \int_{-1}^1 (1-t^2) \Psi_n^2 dt$  - норма собственных функций.

Функция  $1-t^2$  является четной на отрезке  $[-1, 1]$ , а функция  $\Phi_0(t)$  - нечетной, т.е. их произведение также является нечетной функцией. В то же время собственные функции, определяемые соотношениями (27), (28) - четные на этом отрезке, т.е., если выбрать эти функции в качестве базиса, то все значения  $A_n = 0$ , и мы приходим к тривиальному решению уравнения (16).

Поэтому в качестве ортогонального базиса выберем систему функций, определяемых соотношениями (29) и (30).

Переходя к переменным  $(\xi, \chi)$ , запишем решение задачи (16), (11)-(13):

$$\Theta(\xi, \chi) = 1 - 2\chi + \sum_{n=0}^{\infty} A'_n \exp \left\{ \frac{8\mu_n^2 (\xi - \xi_0) [\cos \alpha - (\xi + \xi_0) \sin \alpha]}{3\text{Pe}} - \frac{\mu_n (2\chi - 1)^2}{2} \right\} \times \quad (34)$$

$$\times \sqrt{\mu_n} (2\chi - 1) {}_1F_1 \left( \frac{3 - \mu_n}{4}, \frac{3}{2}; \mu_n (2\chi - 1)^2 \right),$$

где введено обозначение  $\text{Pe} = \frac{Q}{\pi a h}$ , и тогда  $\text{Pe}_0 = \frac{\text{Pe}}{2\xi_0 \sin \alpha - \cos \alpha}$ . Заметим, что (34)

описывает как охлаждение, так и нагрев потока.

Среднемассовая температура потока определится выражением

$$\bar{\Theta} = \frac{2\pi \int_0^1 v \Theta(\xi, \chi) (\xi \sin \alpha - \chi \cos \alpha) d\chi}{\bar{v} \pi (2\xi \sin \alpha - \cos \alpha)} = \frac{12}{\cos \alpha - 2\xi \sin \alpha} \int_0^1 (\chi^2 - \chi) \Theta(\xi \sin \alpha - \chi \cos \alpha) d\chi, \quad (35)$$

где  $\bar{v} = \frac{2\xi_0 \sin \alpha - \cos \alpha}{2\xi \sin \alpha - \cos \alpha}$ . (36)

Определим местные безразмерные коэффициенты теплоотдачи  $Nu$ , относя коэффициенты теплоотдачи к разности между средней массовой температурой жидкости и температурой стенки. Учитывая, что  $\Theta_1 = 1$ , а  $\Theta_2 = -1$  получим:

$$Nu_1 = \frac{\alpha_1 h}{\lambda} = \frac{\partial \Theta}{\partial \chi} \Big|_{\chi=0}, \quad Nu_2 = \frac{\alpha_2 h}{\lambda} = - \frac{\partial \Theta}{\partial \chi} \Big|_{\chi=1}, \quad (37)$$

Выполняя дифференцирование в (38), получим:

$$\left. \frac{\partial \Theta}{\partial \chi} \right|_{\chi=0} = \left. \frac{\partial \Theta}{\partial \chi} \right|_{\chi=1} = 2 \left\{ -1 + \sum_{n=0}^{\infty} A'_n \sqrt{\mu_n} \exp \left\{ \frac{8\mu_n^2 (\xi - \xi_0) [\cos \alpha - (\xi + \xi_0) \sin \alpha]}{3Pe} - \frac{\mu_n}{2} \right\} \times \right. \\ \left. \left[ (2\mu_n + 1) {}_1F_1 \left( \frac{3 - \mu_n}{4}, \frac{3}{2}; \mu_n \right) - \frac{\mu_n (3 - \mu_n)}{3} {}_1F_1 \left( \frac{7 - \mu_n}{4}, \frac{5}{2}; \mu_n \right) \right] \right\}, \quad (38)$$

Зная распределения чисел Nu вдоль канала, можно вычислить средние по поверхности числа Nu:

$$\overline{Nu}_1 = \frac{2\pi \sin \alpha \int_{\xi_0}^{\xi_1} Nu \xi d\xi}{\pi \sin \alpha (\xi_1^2 - \xi_0^2)} = \frac{2}{\xi_1^2 - \xi_0^2} \int_{\xi_0}^{\xi_1} Nu \xi d\xi, \quad (39)$$

$$\overline{Nu}_2 = \frac{2}{(\xi_1^2 - \xi_0^2) \sin \alpha - 2(\xi_1 - \xi_0) \cos \alpha} \int_{\xi_0}^{\xi_1} (\xi \sin \alpha - \cos \alpha) Nu d\xi. \quad (40)$$

Полученные результаты позволяют исследовать теплообмен при медленных течениях в коаксиальных каналах постоянной ширины в зависимости от определяющих параметров задачи.

Рассмотрим сначала особенности распределения температуры в канале в зависимости от числа Pe для значений  $\xi_0 = 40$ , половины угла раствора канала  $\alpha = 15^\circ$  и безразмерной длины образующей канала  $\Delta \xi = \xi_1 - \xi_0 = 60$ .

При значениях числа Pe  $\leq 2 \cdot 10^3$  на незначительном расстоянии от входа в канал устанавливается практически линейное, поперек канала, распределение температуры, изменяющейся от температуры стенки  $\chi = 0$  и до температуры стенки  $\chi = 1$  (рис. 2). Но вследствие различия радиусов кривизны внешней и внутренней стенок, средняя температура жидкости отлична от 0 и имеет немонотонный характер изменения вдоль течения (рис. 3). Это связано с тем, что вблизи входа в канал радиусы кривизны граничных поверхностей имеют наибольшее отличие и жидкости, нагретой вблизи внешней поверхности, протекает несколько больше, чем охлажденной вблизи внутренней поверхности. Далее вдоль канала различие в кривизне поверхностей уменьшается, и среднемассовая температура жидкости будет асимптотически стремиться к нулю.

Вблизи входа на интервале развития поля температуры наблюдаются наибольшие абсолютные значения чисел Нуссельта, но, по мере установления распределения температуры, числа  $Nu_1$  и  $Nu_2$  асимптотически стремятся к своим предельным значениям  $Nu_{1\infty} = -2$  и  $Nu_{2\infty} = 2$  (рис. 3).

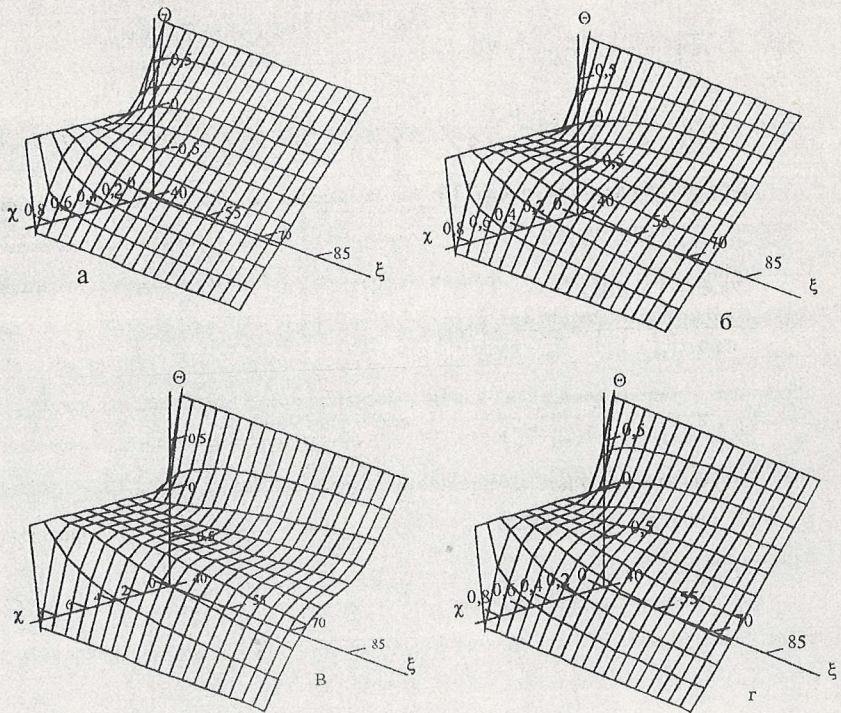


Рис. 2. Распределение безразмерной температуры в канале с размерами:  $\xi_0 = 40$ ,  $\xi_1 = 100$ , а – для  $\alpha = 15^\circ$ ,  $Re = 2 \cdot 10^3$ ; б –  $\alpha = 15^\circ$ ,  $Re = 2 \cdot 10^4$ ; в –  $\alpha = 15^\circ$ ,  $Re = 7 \cdot 10^4$ ; г –  $\alpha = 90^\circ$ ,  $Re = 7 \cdot 10^4$

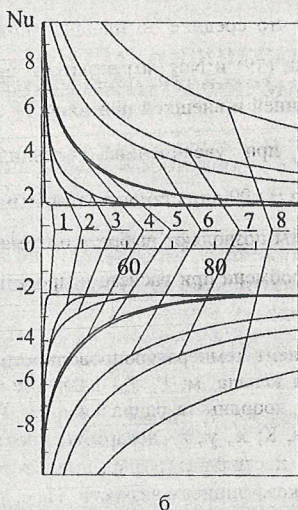
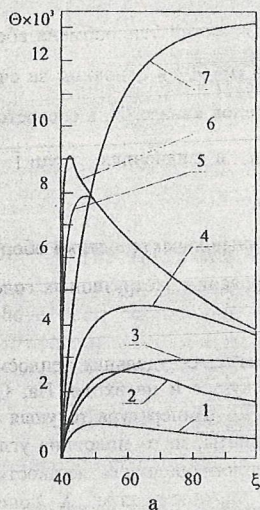
Увеличение числа  $Re$  характеризует увеличивающееся влияние конвективного теплопереноса, что приводит к увеличению длины начального теплового участка. В этом случае числа Нуссельта на большей части канала отличаются от своих предельных значений (рис. 3).

При дальнейшем увеличении числа  $Re$  изменение температуры жидкости происходит во все более локализованном у стенок канала слое, т.е. там, где скорость жидкости незначительна, что ведет к уменьшению среднемассовой температуры в пределах канала (рис. 3). Числа  $Nu$  вследствие увеличения градиента температуры у стенок остаются значительными в пределах всего канала.

Увеличение угла раскрытия канала –  $\alpha$  при постоянном  $Re$  приводит к увеличению площади поперечного сечения канала, т.е. к уменьшению средней скорости (36), что ведет к более быстрому установлению поля температуры (рис. 2), а числа Нуссельта достигают своих предельных значений на меньших расстояниях от входа.



Среднемассовая температура снижается вследствие уменьшения различия в радиусах



кривизны, а при  $\alpha = 90^\circ$  (радиальное течение между параллельными пластинами) становится равной 0.

Проанализируем зависимость средней температуры жидкости, выходящей из распределительного устройства экструзионной головки от угла раскрытия коаксиального конического

Рис. 3. а – распределение среднемассовой температуры 1 – для  $Re = 2 \cdot 10^4$  канала, в случае, когда  $\alpha = 60^\circ$ ; 2 – для  $Re = 2 \cdot 10^4$  и  $\alpha = 30^\circ$ ; 3 – для  $Re = 7 \cdot 10^4$  и  $\alpha = 15^\circ$ ; 4 – для  $Re = 2 \cdot 10^4$ ,  $\alpha = 15^\circ$ ; 5) – для  $Re = 2 \cdot 10^3$ , и  $\alpha = 15^\circ$ ; 6) – для  $Re = 2 \cdot 10^2$ , и  $\alpha = 15^\circ$ ; 7) – для  $Re = 2 \cdot 10^4$ , и  $\alpha = 3^\circ$  б) – распределение локальных чисел  $Nu_1$  – положительные значения и  $Nu_2$  – отрицательные значения. 1 – для  $Re = 2 \cdot 10^2$  и  $\alpha = 15^\circ$ ; 2 – для  $Re = 2 \cdot 10^3$  и  $\alpha = 15^\circ$ ; 3 – для  $Re = 2 \cdot 10^4$  и  $\alpha = 60^\circ$ ; 4 – для  $Re = 7 \cdot 10^4$ ,  $\alpha = 90^\circ$ ; 5) – для  $Re = 2 \cdot 10^4$ , и  $\alpha = 15^\circ$ ; 6) – для  $Re = 7 \cdot 10^4$ , и  $\alpha = 15^\circ$ ; 7) – для  $Re = 2 \cdot 10^4$ , и  $\alpha = 3^\circ$ ; 8) – для  $Re = 7 \cdot 10^4$ , и  $\alpha = 3^\circ$

изменения  $\alpha$  происходит при вращении образующих канала вокруг точки А (рис. 4а) для параметров  $Re \approx 1326$ ,  $\rho = 3,33(3)$ ,  $\Delta\xi = \xi_1 - \xi_0 = 20$ . В данном случае координата входа определяется выражением  $\xi_0 = \rho / \sin\alpha$ . Увеличение  $\alpha$  приводит к уменьшению средней температуры

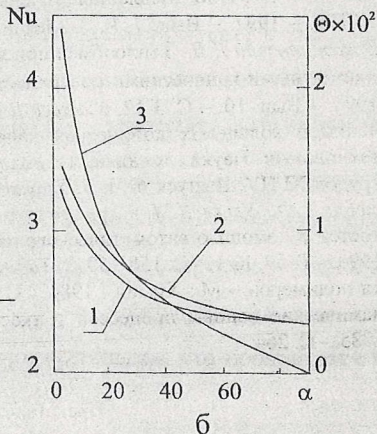
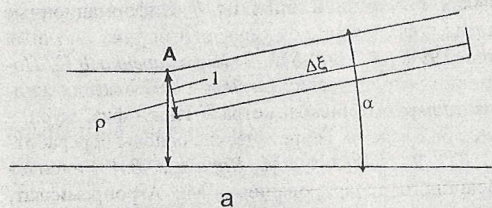


Рис. 4. а) – разрез канала; б) – число  $Nu_2$  -1 и  $(-Nu_1)$  – 2 и зависимость безразмерной среднемассовой температуры от угла раскрытия  $\alpha$  - 3

жидкости, выходящей из канала (рис. 46), вследствие выравнивания радиусов кривизны границ канала.

Интересно отметить, что средние по площади поверхностей теплообмена абсолютные значения чисел  $Nu_1$  (39) и  $Nu_2$  (40) различны при  $\alpha < 90^\circ$  в основном за счет различия площадей внутренней и внешней поверхности стенок канала. И, в соответствии с ранее сказанным, при увеличении  $\alpha$  различие в значениях  $|\overline{Nu}_1|$  и  $|\overline{Nu}_2|$  уменьшаются. А при  $\alpha = 90$  они становятся равными.

Полученные результаты позволяют выбрать оптимальные характеристики оборудования и параметры теплообмена при расчете и проектировании экструзионных головок.

**Обозначения:** а - коэффициент температуропроводности,  $m^2/c$ ; с - удельная теплоёмкость, Дж/кг К; h - ширина канала, м; P,  $P_0$  - давление текущее и на входе, Па; Q - объёмный расход,  $m^3/c$ ; R - координата радиальная, м; T,  $T_c$  - температура текущая и стенки внешнего конфузора, К;  $x', y, z$  - декартовы координаты, м;  $\alpha$  - половина угла раскрытия конуса, рад;  $\beta$  - постоянная разделения;  $\lambda$  - теплопроводность жидкости, Вт/(м·К);  $\mu$  - динамический коэффициент вязкости, Па·с;  $\rho$  - плотность,  $kg/m^3$ ; X - поперечная биконическая координата, м;  $Gn = \frac{\mu V_0^2}{\lambda \Delta T_{\text{теол}}}$  - число Нема-Гриффита [4],

$$Re_0 = \frac{V_0 h \rho}{\lambda} - \text{число Пекле} \quad Re = \frac{h V_0 \rho}{\mu} - \text{число Рейнольдса.}$$

**Список литературы:** 1. *Joshi M. V.* Dies for plastics extrusion. – Delhi.: Macmillan, India Limited, 1984. – P. 176. 2. *Sors L., Bardocz L., Radnoti I.* Plastic molds and dies. – Budapest.: Akademiai Kiado, 1980. – P. 495. 3. *Ульев Л.М.* Медленные течения между соосными коническими поверхностями // Инж. – физ. журн. – 1998. – Т. 71, №. 6. – С. 1092-1098. 4. *Ульев Л.М.* Медленные течения в коаксиальных конических каналах // Вестник ХГПУ. – 1997. – Вып. 7. Ч. 2. Механика. Машиностроение. – С. 22-31. 5. *Ульев Л.М., Говажнянский Л.Л.* Теплообмен при ламинарном течении между коаксиальными эквидистантными коническими поверхностями. Диффузорное течение // Вестник ХГПУ. – 1998. – Вып. 10. – С. 3-12. 6. *Ульев Л.М.* Теплообмен при медленном диффузорном течении в кольцевых конических каналах переменной ширины // Информационные технологии: Наука, техника, технология, образование, здоровье. Сборник научных трудов ХГПУ. Выпуск 6. Ч. 3. Харьков. 1998. – С. 509-513. 7. *Пономаренко В.Г., Потёбня Г.Ф., Ульев Л.М.* и др. Определение реологических свойств высоковязких жидкостей с помощью автоматического капиллярного вискозиметра // Инж.- физ. журн. – 1990. – Т. 59, № 1. – С. 158-159. 8. *Тадмор З., Гогос К.* Теоретические основы переработки полимеров. – М.: Химия - 1984. – С. 632. 9. *Гольдин А.М., Карамзин В.А.* Гидродинамические основы процессов тонкослойного сепарирования. – М.: Агропромиздат, 1985. – С. 264.

Представлен докт. техн. наук, проф. Говажнянским Л.Л.