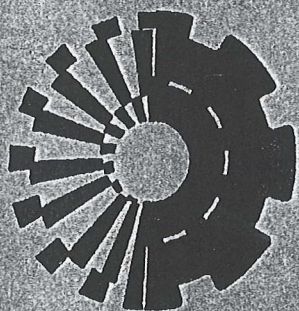


МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ
УКРАИНЫ

ISSN 0453-7998

ISSN 0234-5110

ВЕСТНИК



**Харьковского
Государственного
Политехнического
Университета**

Выпуск 89

ХГПУ 2000

Л.М. Ульянов, канд. техн. наук

РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ЛАМИНАРНОГО ТЕПЛООБМЕНА ДЛЯ ДИФFUЗОРНОГО ТЕЧЕНИЯ В СООСНЫХ КОНИЧЕСКИХ КАНАЛАХ ПРИ ПРОИЗВОЛЬНОМ НЕПРЕРЫВНОМ ИЗМЕНЕНИИ ТЕМПЕРАТУРЫ СТЕНОК ВДОЛЬ ТЕЧЕНИЯ

У даній роботі вивчається теплообмін при течії розплавів полімерів на розподільній ділянці екструзійної головки, яка являє собою кільцевий зазор постійної ширини. Рішення одержано для теплових межових умов першого роду з довільною зміною температур меж каналу за допомогою методу розкладання за власними функціями в біконічних координатах. Рішення цікаве тим, що є суперпозицією двох рішень, кожне з яких має свої власні функції і власні значення. Також у роботі одержані вирази для визначення безрозмірних теплових течій на межах каналу.

Изучение конвективного теплообмена при вынужденном установившемся ламинарном течении в каналах различной геометрии является одной из фундаментальных и важных задач теплопередачи, так как на основе такого изучения проводится исследование ряда других проблем, возникающих при создании устройств и аппаратов в различных отраслях промышленности. Например, при проектировании оборудования для синтеза и переработки полимеров появляется необходимость расчета течения и теплообмена расплавов полимеров в коаксиальных конических каналах [1,2].

В работах [3,4] решена задача изотермического течения в коаксиальных конических каналах с различным расположением граничных поверхностей. В [5] исследован ламинарный теплообмен в конических зазорах при диффузорном течении для граничных условий третьего рода, в работе [6] – для граничных условий первого рода с постоянными температурами границ вдоль течения, а в [7] исследован теплообмен с линейно изменяющейся температурой внутренней границы канала вдоль течения. Но во многих процессах течение происходит в условиях явного изменения температуры обеих стенок канала вдоль течения, например, при подводном гранулировании в случае необогреваемого дорна температура внутренней стенки (границы, образованной внутренней конической поверхностью) распределительного участка изменяется от температуры расплава полимера на входе в головку практически до температуры воды, уносящей гра

нулы. В случае обогреваемого дорна температура внутренней стенки на входе в канал

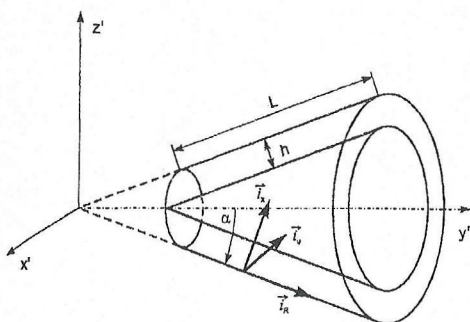


Рис. 1. Геометрия конического зазора постоянной ширины

L - длина конической части канала, м;

h - ширина зазора, м;

i_r, i_ϕ, i_z - орты в биконической системе координат

вдоль течения может иметь самый разнообразный характер. Поэтому, в данной работе с целью определения влияния распределения температуры вдоль границ канала на поле температуры в потоке полимерной жидкости решается задача конвективного ламинарного теплообмена в коаксиальных конических каналах с граничными условиями первого рода при любом заданном изменении температуры поверхностей канала для течения расплавов полимеров, которые в пределах изменения параметров переработки ведут себя, как ньютоновские жидкости [9].

может превышать температуру расплава, а в случае обогреваемой фильерной доски [8] температура внутренней стенки канала может повышаться вдоль течения.

Аналогично в процессах экструзионно - выдувного формования характер изменения температуры внутренней стенки коаксиального конического канала будет определяться температурой воздуха, подаваемого в формирующую головку. Изменение температуры границ канала

В [5] показано, что для практически интересных расходов жидкости и размеров канала числа Рейнольдса $Re \ll 1$, Нема- Гриффита $Gn \ll 1$, Пекле $Pe \gg 100$. Данные оценки позволяют рассматривать течение расплава как ползущее течение [10], 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]:

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

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

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

в виде:

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

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

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

$$Pe_0 v \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} = \frac{1}{\sigma} \frac{\partial}{\partial \chi} \left(\sigma \frac{\partial \Theta}{\partial \chi} \right); \quad (7)$$

где $\xi = R/h$, $\chi = X/h$, $V_0 = Q/\pi h(2R_0 \sin \alpha - h \cos \alpha)$, $v = V_R/V_0$, $\Pi = (P - P_0)h/\gamma V_0$, $\sigma = \xi \sin \alpha - \chi \cos \alpha$,
 $Pe_0 = V_0 h/a$, $\Theta = (T - T_0)/(T_1 - T_0)$.

Граничные и краевые условия запишутся в виде:

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

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

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

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

$$\Theta = 1 + f_1(\xi), \quad \chi = 0, \quad \xi_0 < \xi \leq \xi_1, \quad (12)$$

$$\Theta = \Theta_2 + f_2(\xi), \quad \chi = 1, \quad \xi_0 < \xi \leq \xi_1, \quad (13)$$

где $f_1(\xi)$ и $f_2(\xi)$ – произвольные дифференцируемые функции, удовлетворяющие условию $f_1(\xi_0) = f_2(\xi_0) = 0$.

Для практически важных случаев, когда $\xi \tan \alpha \gg 1$, решение системы уравнений (4)-(6), (8)-(10) в принятых обозначениях имеет вид [3]:

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

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

и тогда уравнение (7) примет вид:

$$\frac{6Pe_0(2\xi_0 \sin \alpha - \cos \alpha)}{\cos \alpha - 2\xi \sin \alpha} (\chi^2 - \chi) \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} = \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \chi^2}. \quad (16)$$

Для получения решения задачи (16), (11) – (13) представим его в виде суперпозиции двух решений

$$\Theta(\xi, t) = \Xi_1(\xi, t) + \Xi_2(\xi, t), \quad (17)$$

где $t = 2\chi - 1$.

С помощью (17) и граничных условий (12), (13) для функций $\Xi_1(\xi, t)$ и $\Xi_2(\xi, t)$ получим выражения:

$$\Xi_1(\xi, t) = \Phi_1(\xi, t) + \frac{1 + \Theta_2}{2} + \frac{f_1(\xi) + f_2(\xi)}{2}, \quad (18)$$

$$\Xi_2(\xi, t) = \Phi_2(\xi, t) + \left[\frac{\Theta_2 - 1}{2} + \frac{f_2(\xi) - f_1(\xi)}{2} \right] t, \quad (19)$$

где функции $\Phi_i(\xi, t)$ ($i = 1, 2$ — здесь и далее индексы, введенные для краткости записи), удовлетворяют однородным граничным условиям:

$$\Phi_i(\xi, t) = 0, \quad t = \pm 1, \quad (20)$$

начальным условиям:

$$\Phi_1(\xi_0, t) = -\frac{1 + \Theta_2}{2}, \quad (21)$$

$$\Phi_2(\xi_0, t) = \frac{1 - \Theta_2}{2} t, \quad (22)$$

и уравнению

$$\frac{8(\cos \alpha - 2\xi \sin \alpha)}{3\text{Pe}(1-t^2)} \frac{\partial^2 \Phi_i}{\partial t^2} + \frac{\partial \Phi_i}{\partial \xi} + g_i = 0, \quad (23)$$

где $\text{Pe} = \frac{Q}{\rho a h}$, и тогда $\text{Pe}_0 = \frac{\text{Pe}}{2\xi_0 \sin \alpha - \cos \alpha}$, а g_i определяются выражениями

$$g_1(\xi) = (\partial f_1 / \partial \xi + \partial f_2 / \partial \xi) / 2, \quad \text{и} \quad g_2(\xi) = (\partial f_2 / \partial \xi - \partial f_1 / \partial \xi) t / 2.$$

Представляя решение (23) в виде произведения $\Phi_i(\xi, t) = Y_i(\xi) \cdot \Psi_i(t)$ (по i суммирования нет) и рассматривая соответствующее (23) однородное уравнение, приходим к задаче Штурма-Лиувилля, которая определится системой уравнений:

$$\Psi_i'' + \mu_i^2 (1 - t^2) \Psi_i = 0, \quad (24)$$

$$\Psi_i = 0, \quad t = \pm 1, \quad (25)$$

где $\mu_i = \beta_i / 4$, β_i — постоянная разделения для однородного уравнения (23).

В [5] показано, что уравнение (24) сводится к уравнению Уиттекера и имеет решение:

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

где ${}_1F_1(\alpha, \gamma; x)$ — вырожденная гипергеометрическая функция; C_1, C_2 — произвольные постоянные.

Подставляя (26) в (25), получим:

$$-C_1\sqrt{\mu} \exp\left(-\frac{\mu}{2}\right) {}_1F_1\left(\frac{3-\mu}{4}, \frac{3}{2}; \mu\right) + C_2\sqrt{\mu} \exp\left(-\frac{\mu}{2}\right) {}_1F_1\left(\frac{1-\mu}{4}, \frac{1}{2}; \mu\right) = 0, \quad (27)$$

$$C_1\sqrt{\mu} \exp\left(-\frac{\mu}{2}\right) {}_1F_1\left(\frac{3-\mu}{4}, \frac{3}{2}; \mu\right) + C_2\sqrt{\mu} \exp\left(-\frac{\mu}{2}\right) {}_1F_1\left(\frac{1-\mu}{4}, \frac{1}{2}; \mu\right) = 0. \quad (28)$$

Очевидно, что уравнения (27) и (28) совместны только, когда $C_1=0$ или $C_2=0$. В первом случае уравнение для определения собственных значений имеет вид:

$${}_1F_1\left(\frac{1-\mu}{4}, \frac{1}{2}; \mu\right) = 0, \quad (29)$$

и собственными функциями задачи являются функции:

$$\Psi_{1n} = \exp\left(-\frac{\mu_{1n}t^2}{2}\right) {}_1F_1\left(\frac{1-\mu_{1n}}{4}, \frac{1}{2}; \mu_{1n}t^2\right). \quad (30)$$

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

$${}_1F_1\left(\frac{3-\mu}{4}, \frac{3}{2}; \mu\right) = 0, \quad (31)$$

и тогда собственными функциями будут функции:

$$\Psi_{2n} = \sqrt{\mu_{2n}} \exp\left(-\frac{\mu_{2n}t^2}{2}\right) t {}_1F_1\left(\frac{3-\mu_{2n}}{4}, \frac{3}{2}; \mu_{2n}t^2\right). \quad (32)$$

Заметим, что значение μ_n можно с приемлемой для расчетов точностью вычислить, используя соотношение [10] $\mu_{1n} = 4n+5/3$, и, как показывают расчеты, при $n > 4$ выполняется равенство $\mu_{2n} = \mu_{1n}+2$.

Используя (24) и (25), легко показать, что системы функций, определяемые равенствами (30) и (32), являются ортогональными с весом $(1-t^2)$ на отрезке $[-1,1]$.

Поэтому источниковый член в уравнении (23) мы можем представить в виде разложения по собственным векторам задачи (24), (25):

$$g_i(\xi, t) = \sum_{n=1}^{\infty} g_{in}(\xi) \Psi_{in}, \quad (33)$$

что позволяет, используя свойство ортогональности собственных функций, определить коэффициенты разложения $g_{in}(\xi)$:

$$g_{in} = \frac{\int_{-1}^1 (1-t^2) g_i(\xi, t) \Psi_{in}(t) dt}{\|\Psi_{in}\|^2}, \quad (34)$$

где $\|\Psi_{in}\|^2 = \int_{-1}^1 (1-t^2) \Psi_{in}^2 dt$ - квадрат нормы собственных функций.

Функция $(1-t^2)$ – четная на отрезке $[-1,1]$, а $g_1(\xi)$ не зависит от t , и тогда, если выбрать в качестве базиса для решения задачи (23), (20), (21) функции, определяемые соотношениями (31), (32) – нечетные на этом отрезке, мы получим, что все $g_{1n}(\xi) = 0$. Поэтому, в качестве ортогонального базиса в этом случае необходимо выбрать систему функций, определяемых соотношениями (29) и (30).

Аналогично для решения задачи (23), (20), (22), где функция $g_{2n}(\xi, t)$ нечетная на отрезке $[-1,1]$, в качестве базисных функций выберем нечетные функции (31), (32).

Следовательно (34) мы можем переписать в виде:

$$g_{1n} = [g_1(\xi)]^{-1} \frac{\int_{-1}^1 (1-t^2) \Psi_{1n}(t) dt}{\|\Psi_{1n}\|^2} = [g_1(\xi)] M_n, \quad (35)$$

$$g_{2n} = [g_2(\xi)]^{-1} \frac{\int_{-1}^1 t(1-t^2) \Psi_{2n}(t) dt}{\|\Psi_{2n}\|^2} = [g_2(\xi)] K_n. \quad (36)$$

Тем самым мы определили собственные функции поставленных задач. Следовательно, общие решения задач (23), (20), (21) и (23), (20), (22), являющиеся суммой соответствующих частных решений, примут вид:

$$\Phi_i(\xi, t) = \sum_{n=1}^{\infty} Y_{in}(\xi) \Psi_{in}(t). \quad (37)$$

Далее, подставляя функции Φ_i и разложения (35), (36) в уравнение (23) и начальные условия, получим систему обыкновенных дифференциальных уравнений для определения функций $Y_{in}(\xi)$:

$$Y'_{in} - \frac{8\mu_i^2}{3Pe} (\cos \alpha - 2\xi \sin \alpha) Y_{in} + g_{in} = 0, \quad (38)$$

$$Y_{in}(\xi_0) = \frac{\int_{-1}^1 \Phi_i(\xi_0, t) (1-t^2) \Psi_{in}(t) dt}{\|\Psi_{in}\|^2}. \quad (39)$$

Решения (38), (39) можно получить, используя метод вариации произвольной постоянной, и записать в виде:

$$Y_{1n}(\xi) = -\frac{M_n}{2} [(1 + \Theta_2) E_{1n} + I_{1n}], \quad (40)$$

$$Y_{2n}(\xi) = \frac{K_n}{2} [(1 - \Theta_2) E_{2n} + I_{2n}], \quad (41)$$

$$E_{in} = \exp\left\{\frac{8\mu_{in}^2(\xi - \xi_0)[\cos\alpha - (\xi + \xi_0)\sin\alpha]}{3Pe}\right\}, I_{in} = \int_{\xi_0}^{\xi} \gamma_1(\tau) \exp\left\{\frac{8\mu_{in}^2(\xi - \tau)[\cos\alpha - (\xi + \tau)\sin\alpha]}{3Pe}\right\} d\tau,$$

$$\gamma_1(\tau) = 2g_1(\tau), \quad \gamma_2(\tau) = -2g_2(\tau).$$

Возвращаясь к исходным переменным, запишем решение задачи:

$$\Theta(\xi, \chi) = 1 + f_1(\xi) + [\Theta_2 - 1 + f_2(\xi) - f_1(\xi)]\chi + \Phi_1(\xi, \chi) + \Phi_2(\xi, \chi), \quad (42)$$

с помощью которого вычислим среднемассовую температуру потока:

$$\bar{\Theta} = \frac{2\pi \int_0^1 v \Theta(\xi, \chi) (\xi \sin\alpha - \chi \cos\alpha) d\chi}{v\pi(2\xi \sin\alpha - \cos\alpha)} = \frac{12}{\cos\alpha - 2\xi \sin\alpha} \int_0^1 (\chi^2 - \chi) \Theta(\xi \sin\alpha - \chi \cos\alpha) d\chi, \quad (43)$$

$$\text{где } \bar{v} = \frac{2\xi_0 \sin\alpha - \cos\alpha}{2\xi \sin\alpha - \cos\alpha} \text{ — средняя безразмерная скорость.} \quad (44)$$

При определении безразмерных местных тепловых потоков на границах канала чисел Нуссельта Nu традиционным способом, т.е. относить коэффициенты теплоотдачи к разности между среднемассовой температурой потока и температурой стенки

$$Nu_1 = \frac{\alpha_1 h}{\lambda} = \frac{\partial \Theta}{\partial \chi} \Big|_{\chi=0}, \quad Nu_2 = \frac{\alpha_2 h}{\lambda} = -\frac{\partial \Theta}{\partial \chi} \Big|_{\chi=1}, \quad (45)$$

числа Nu ; могут иметь разрывы для значений координаты ξ , при которых среднемассовая температура сравнивается с температурой одной из стенок. Это может произойти в том случае, если коэффициент теплоотдачи отнести к разности между среднемассовой температурой и средней температурой стенок, начальной или текущей. Поэтому определим безразмерные коэффициенты теплоотдачи как отношение тепловых потоков на границах канала к масштабу обезразмеривания температуры:

$$Nu^* = -\frac{\partial \Theta}{\partial n} \Big|_{n=0}, \quad (46)$$

где n — нормаль, направленная в сторону жидкости, и тогда получим сравниваемые выражения, определяющие безразмерные тепловые потоки на границах канала:

$$Nu_1^* = -\frac{\partial \Theta}{\partial \chi} \Big|_{\chi=0}, \quad Nu_2^* = \frac{\partial \Theta}{\partial \chi} \Big|_{\chi=1}. \quad (47)$$

Выполняя дифференцирование в (45) и (47), получим:

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \chi} \Big|_{\chi=0} = \Theta_2 - 1 + f_2(\xi) - f_1(\xi) + \sum_{n=1}^{\infty} Y_{1n} \Psi'_{1n} \Big|_{\chi=0} + \sum_{n=1}^{\infty} Y_{2n} \Psi'_{2n} \Big|_{\chi=0}, \quad (48)$$

$$\left. \frac{\partial \Theta}{\partial \chi} \right|_{\chi=1} = \Theta_2 - 1 + f_2(\xi) - f_1(\xi) + \sum_{n=1}^{\infty} Y_{1n} \Psi'_{1n} \Big|_{\chi=1} + \sum_{n=1}^{\infty} Y_{2n} \Psi'_{2n} \Big|_{\chi=1}, \quad (49)$$

где $\Psi'_{1n} \Big|_{\chi=0} = -\Psi'_{1n} \Big|_{\chi=1} = -2\mu_{1n}(1-\mu_{1n}) \exp\left(-\frac{\mu_{1n}}{2}\right) {}_1F_1\left(\frac{5-\mu_{1n}}{4}, \frac{3}{2}; \mu_{1n}\right)$,

$$\Psi'_{2n} \Big|_{\chi=0} = \Psi'_{2n} \Big|_{\chi=1} = \frac{2\sqrt{\mu_{2n}\mu_{2n}}(3-\mu_{2n})}{3} \exp\left(-\frac{\mu_{2n}}{2}\right) {}_1F_1\left(\frac{7-\mu_{2n}}{4}, \frac{5}{2}; \mu_{2n}\right).$$

Точность при вычислениях может быть проверена с помощью закона сохранения энергии [6]:

$$\text{Re}\Theta = 2 \left\{ \int_{\xi_0}^{\xi} \left[\xi \left(\left. \frac{\partial \Theta}{\partial \chi} \right|_{\chi=1} - \left. \frac{\partial \Theta}{\partial \chi} \right|_{\chi=0} \right) \sin \alpha - \left. \frac{\partial \Theta}{\partial \chi} \right|_{\chi=1} \cos \alpha \right] d\xi \right\}. \quad (50)$$

Обозначения

a - коэффициент температуропроводности, $\text{м}^2/\text{с}$; c - удельная теплоёмкость, $\text{Дж}/\text{кг}\cdot\text{К}$; h - ширина канала, м ; P, P_0 - давление текущее и на входе, Па ; Q - объёмный расход, $\text{м}^3/\text{с}$; R - координата радиальная, м ; T, T_0 - температура текущая и на входе в канал, К ; T_1 - температура границы, образованной внешним конусом на входе в канал, К ; T_2 - температура границы, образованной внутренним конусом на входе в канал, К ; V, V_0 - скорость текущая и на входе в канал, $\text{м}/\text{с}$; x', y', z' - декартовы координаты, м ; α - половина угла раскрытия конуса, рад ; λ - теплопроводность жидкости, $\text{Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$; γ - динамический коэффициент вязкости, $\text{Па}\cdot\text{с}$; ρ - плотность, $\text{кг}/\text{м}^3$; X - поперечная биконическая координата, м ;

$\text{Gr}_0 = \frac{\gamma V_0^2}{\lambda \Delta T_{\text{теол}}}$ - число Нема-Гриффита, $\text{Re}_0 = \frac{V_0 h \rho}{\lambda}$ - число Пекле на входе в канал,

$\text{Re} = \frac{h V_0 \rho}{\gamma}$ - число Рейнольдса.

Список литературы: 1. *Joshi M. V.* Dies for plastics extrusion. Delhi: Macmillan. India Limited, 1984. - P. 176. 2. *Лукач Ю.Е., Петухов А.Д., Сенатов В.А.* Оборудование для производства полимерных пленок. М.: Машиностроение, 1981. - С. 224. 3. *Ульев Л.М.* Медленные течения между соосными коническими поверхностями // ИФЖ. - 1998. - Т. 71, №. 6. - С. 1092 - 1098. 4. *Ульев Л.М.* Медленные течения в коаксиальных конических каналах // Вестник ХГПУ. Механика. Машиностроение. Харьков, ХГПУ. - 1997. - Вып. 7. Ч. 2. - С. 22-31. 5. *Ульев Л.М., Товажянский Л.Л.* Теплообмен при ламинарном течении между коаксиальными эквидистантными коническими поверхностями. Диффузорное течение // Вестник ХГПУ. Харьков, ХГПУ. - 1998. - Вып. 10. - С. 3 -12.

6. Ульев Л.М. Теплообмен при медленном диффузорном течении в коническом зазоре граничными условиями первого рода // Вестник ХГПУ. Харьков, ХГПУ. – 1999. – Вып. 56. – С. 37 - 52. 7. Ульев Л.М. Теплообмен при медленном диффузорном течении в коническом канале с переменной температурой внутренней стенки канала // Авиационно-космическая техника и технология. Харьков, ХАИ. – 1999. – Вып. 9. – С. 165 – 178. 8. Ульев Л.М. Неизотермическое течение расплавов термопластичных полимеров в коническо-цилиндрических фильерах // ТОХТ. – 1996. – Т. 30, №. 6. – С. 583 - 590. 9. Пономаренко В.Г., Потебня Г.Ф., Ульев Л.М. и др. Определение реологических свойств высоковязких жидкостей с помощью автоматического капиллярного вискозиметра. // ИФЖ. – 1990. – Т. 59, №. 1. – С. 158 - 159. 10. Тадмор З., Гогос К. Теоретические основы переработки полимеров. М.: Химия, 1984. – С. 632. 11. Гольдин А.М., Карамзин В.А. Гидродинамические основы процессов тонкослойного сепарирования. М.: Агропромиздат, 1985. – С. 264. 12. Лыков А.В. Тепломассообмен. М.: Энергия, 1972. – С. 560.

Поступила в редколлегию 1.12.99