РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ХИМИЧЕСКОЙ ТЕХНОЛОГИИ

Том 26

(ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК)

МОСКВА · 1992

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ
ХИМИЧЕСКОЙ ТЕХНОЛОГИИ

Том 26 1992 № 2

УДК 536.24 : 532.135

© 1992 г. Л. М. УЛЬЕВ

ТЕЧЕНИЕ И ТЕПЛООБМЕН ВЫСОКОВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ В КРУГЛОМ КОНФУЗОРЕ

Приведено решение нелинейной задачи конвективного теплообмена высоковязкой ньютоновской жидкости в круглом конфузоре с учетом диссипативных эффектов и с граничными условиями третьего рода. Для решения задачи развит численный метод, который можно отнести к интегроинтерполяционным методам с частичной дискретизацией области решения.

При проектировании аппаратов переработки термопластичных материалов необходимо знать распределения температуры, скорости и давления в каналах фильерной головки, которые определяют технологический режим процесса, а также металлоемкость и энергозатраты оборудования [1]. Как правило, фильерные каналы состоят из цилиндра и расположенного перед ним конфузора, служащего для устранения застойных зон в течении расплава, образование которых ведет к ухудшению качества получаемого продукта [2].

Задача о неизотермическом течении в круглом цилиндрическом канале для клеевых марок термопластичных полиуретанов (ТПУ), расплавы которых в пределах изменения параметров переработки можно рассматривать как ньютоновские жидкости с характерной зависимостью вязкости от температуры [3]

$$\mu(T)=\mu_0\exp(E/R)(1/T-1/T_0), \tag{1}$$

где $\mu_0\simeq10^3$ Па·с; $E\simeq5\cdot(10^4\ldots10^6)$ Дж/моль; $T_0\simeq470$ К, рассмотрена в [4–6]. В этих работах показана возможность управления процессом формирования полей скорости и температуры в канале фильеры гранулятора ТПУ, что дает дополнительные возможности управления качеством получаемого продукта. Но в [4–6] начальные условия выбраны достаточно произвольно, и для более точного решения задачи необходимо рассмотреть конвективный теплообмен расплава в конической части фильеры.

Неизотермическое течение в конусе для жидкости с экспоненциальной зависимостью вязкости от температуры $\mu=\mu_0\exp(-bT)$ исследовано в [7] при заданной температуре жидкости на стенке и без учета диссипативных эффектов, пренебрежение которыми при описании течения рассматриваемых расплавов ТПУ недопустимо [4–6]. Кроме того, теплообмен на внутренней поверхности стенки в большинстве инженерных приложений течения высоковязких жидкостей лучше всего задавать граничными условиями третьего рода [8]. В [9] для расчета конвективных течений предложено использовать ступенчатую аппроксимацию конфузора цилиндрическими каналами, что возможно только при очень малых углах раствора. Более того, вязкость по сечению каждого цилиндрического участка считается постоянной, и не учтено влияние поперечной составляющей конвективного потока тепла.

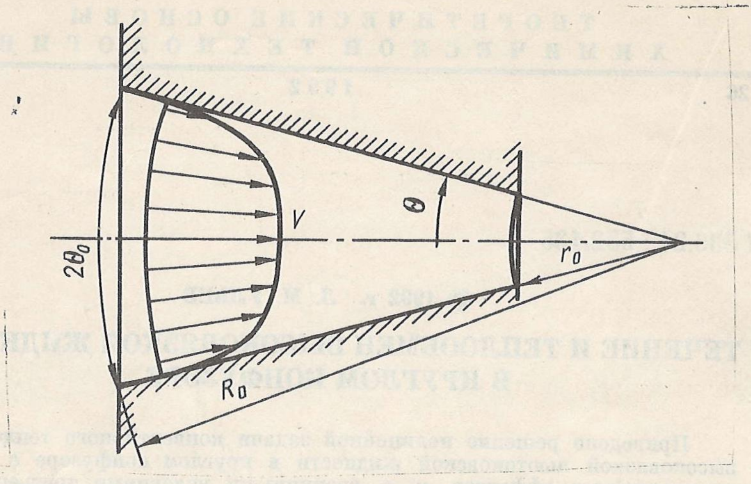

Рис. 1. Расчетная схема конфузора

Решению этих вопросов конвективного теплообмена в конфузоре для высоковязких жидкостей с реологическим законом $\sigma=\mu\dot{\gamma}$, где μ определяется из (1), посвящена настоящая работа.

Для практически важных значений параметров рассматриваемой задачи число Рейнольдса мало. Действительно, при $\rho\simeq10^3$ кг/м³, $\mu\simeq10^3$ Па·с, $a\simeq10^{-7}$ м²/с, $Q\simeq(10^{-7}\,..\,10^{-4})$ м³/с, $2\theta_0\simeq5^\circ\,..\,40^\circ$, $R_0\simeq5\cdot10^{-2}$ м число Рейнольдса $\mathrm{Re}\simeq10^{-4}$. При этих условиях длина начального гидродинамического участка [10]

$$l_{\text{г}}\approx0{,}16\,\mathrm{Re}\,\theta_0\approx10^{-6}\text{ м.}\tag{2}$$

Величина $\mathrm{Pr}\simeq10^7$ позволяет считать, что течение в канале происходит в пределах теплового начального участка, длину которого можно оценить [11] как

$$l_{\text{т}}\simeq\mathrm{Pr}\,l_{\text{г}}\simeq10\text{ м.}\tag{3}$$

В [12] показано, что при медленном течении вязкой жидкости в конусе с углом раскрытия $2\theta_0<120^\circ$ (рис. 1) $V_r=f(1/r^2)\varphi(\theta)+o(1/r^2)$; $V_\theta=o(1/r^2)$, что позволяет пренебречь членами с угловой составляющей скорости в уравнениях переноса импульса, записанных в сферических координатах. Большое число Пекле ($\mathrm{Pe}=\mathrm{Re}\mathrm{Pr}\simeq10^3$), а также оценка производных по продольной и поперечной координатам (рис. 1) $\partial T/\partial r\sim T/l_{\text{т}}$, $(1/r)\,\partial T/\partial\theta\sim T/(R_0\theta_0)$ и малость числа Рейнольдса позволяют упростить стационарную систему уравнений гидродинамики и теплопереноса [13], которую, используя безразмерные переменные и параметры

$$\xi=\frac{r}{R_0};\quad \tau=\cos\theta;\quad v=\frac{V_r}{V_0};\quad \omega=\frac{V_\theta}{V_0};\quad \Pi=\frac{(P-P_0)R_0}{\mu(T_0)V_0};$$

$$\Theta=\frac{E}{RT_0{}^2}(T-T_0);\quad \beta=\frac{RT_0}{E};\quad m=\frac{\mu(T)}{\mu(T_0)}=\exp\left(\frac{\Theta}{1+\beta\Theta}\right);$$

$$\mathrm{Pe}_0=\frac{V_0R_0}{a};\quad \mathrm{Gn}_0=\frac{\mu(T_0)V_0E}{\lambda RT_0{}^2};\quad \mathrm{Bi}=\frac{KR_0}{\lambda};\quad V_0=\frac{Q}{2\pi(1-\cos\theta_0)R_0r_0},$$

запишем в виде

$$\frac{1}{m}\frac{\partial\Pi}{\partial\xi}=\frac{1}{\xi^2}\frac{\partial}{\partial\xi}\left(\xi^2\frac{\partial v}{\partial\xi}\right)+\frac{1}{\xi}\frac{\partial}{\partial\tau}\left[(1-\tau^2)\frac{\partial v}{\partial\tau}\right]-\frac{2v}{\xi^2};\tag{4}$$

$$\frac{1}{m}\frac{\partial \Pi}{\partial \tau}=\frac{2}{\xi}\frac{\partial v}{\partial \tau}; \qquad (5)$$

$$\frac{1}{\xi^2}\frac{\partial}{\partial \xi}(\xi^2 v)-\frac{1}{\xi}\frac{\partial}{\partial \tau}(\sqrt{1-\tau^2}\omega)=0; \qquad (6)$$

$$v\frac{\partial \Theta}{\partial \xi}-\omega\frac{\sqrt{1-\tau^2}}{\xi}\frac{\partial \Theta}{\partial \tau}=\frac{1}{\mathrm{Pe}_0\,\xi^2}\frac{\partial}{\partial \tau}\left[(1-\tau^2)\frac{\partial \Theta}{\partial \tau}\right]+\frac{\mathrm{Gn}_0}{\mathrm{Pe}_0}\Phi,$$

$$\Phi=m\frac{1}{\xi}\left[4v^2+(1-\tau^2)\left(\frac{\partial v}{\partial \tau}\right)^2\right]+2\left(\frac{\partial v}{\partial \xi}\right)^2 \qquad (7)$$

с граничными условиями

$$\Pi=0, \quad \xi=1, \quad \tau=\cos\theta_0; \qquad (8)$$

$$v=0, \quad \omega=0, \quad \frac{\sqrt{1-\tau^2}}{\xi}\frac{\partial \Theta}{\partial \tau}=\mathrm{Bi}(\Theta-\Theta_a), \quad \tau=\cos\theta_0; \qquad (9)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau}=0, \quad \tau=1; \qquad (10)$$

$$\Theta=0, \quad \xi=1, \quad \cos\theta_0\leqslant\tau\leqslant 1. \qquad (11)$$

Кроме этого, необходимо учесть условие постоянства расхода.

Отметим, что в качестве температурного масштаба выбрана разность температур, характерная для существенного изменения реологических свойств расплава [14]:

$$\Delta T_{\mathrm{p}}=\left|\mu(T)\Big/\left(\frac{d\mu}{dT}\right)\right|_{T=T_0}=T_0^2R/E,$$

а безразмерное число Нема – Гриффита $\mathrm{Gn}_0=\mu(T_0)V_0^2/(\lambda\Delta T_{\mathrm{p}})$ характеризует отношение интенсивности тепловыделения за счет вязкой диссипации к интенсивности теплопередачи, необходимой для существенного изменения вязкости.

Соотношения (2), (3) свидетельствуют о том, что длина интервала, где происходят механические релаксации, много меньше интервала температурных релаксаций, т. е. течение гидродинамически стабилизировано, и распределение скорости в поперечном сечении конфузора определяется распределением температуры. Поэтому за начальное распределение скорости можно выбрать распределение Харрисона для установившегося изотермического течения [12], соответствующее начальному распределению температуры, а в каждом последующем сечении рассчитывать поле скорости для соответствующего распределения температуры, т. е. уравнения гидродинамики и теплопереноса необходимо решать совместно.

Для этого разобьем канал на N концентрических слоев и предположим, что коэффициент вязкости в поперечном сечении любого слоя постоянен и равен коэффициенту вязкости, взятому при средней по сечению этого слоя температуре $\overline{\Theta}=\int\limits_{\tau_{i-1}}^{\tau_i}\Theta(\tau)\,d\tau/(\tau_i-\tau_{i-1})$. Благодаря такому подходу уравнения гидродинамики (4) – (6) расщепляются на систему $3N$ уравнений, которая (с учетом $\omega=o(v)$) запишется в виде

$$\frac{1}{m_i}\frac{\partial \Pi_i}{\partial \xi}=\frac{1}{\xi^2}\frac{\partial}{\partial \xi}\left(\xi^2\frac{\partial v_i}{\partial \xi}\right)+\frac{1}{\xi}\frac{\partial}{\partial \tau}\left[(1-\tau^2)\frac{\partial v_i}{\partial \tau}\right]-\frac{2v_i}{\xi^2}; \qquad (12)$$

$$\frac{1}{m_i}\frac{\partial \Pi_i}{\partial \tau}=\frac{2}{\xi}\frac{\partial v_i}{\partial \tau}; \tag{13}$$

$$\frac{1}{\xi^2}\frac{\partial}{\partial \xi}(\xi^2 v_i)=0. \tag{14}$$

(Здесь и далее, если специально не оговорено, $i=1, 2, \ldots, N$.)

На границах слоев должны выполняться условия сопряжения

$$v_{i-1}=v_i,\quad m_{i-1}\frac{\partial v_{i-1}}{\partial \tau}=m_i\frac{\partial v_i}{\partial \tau},\quad i=2, 3, \ldots, N. \tag{15}$$

Условие постоянства расхода запишется в виде

$$\xi^2\sum_{i=1}^{N}\int_{\tau_{i-1}}^{\tau_i} v_i\,d\tau=\Lambda(1-\tau_N),\qquad \Lambda=r_0/R_0. \tag{16}$$

Из (14) следует зависимость $v_i=u_i(\tau)/\xi^2$, подставляя которую в (12), (13) и разделяя переменные, получим для $u_i(\tau)$ уравнение

$$(1+\tau^2)\frac{\partial^2 u_i}{\partial \tau^2}-2\tau\frac{\partial u_i}{\partial \tau}+6u_i=k_i,$$

решение которого с учетом граничных условий (9) и (15), (16) имеет вид

$$u_i(\tau)=\frac{k_N}{6}\left\{\frac{m_N}{P_2(\tau_N)}\left[\frac{P_2(\tau_N)}{m_i}-S_i\right]-1\right\},\qquad \tau_i\leqslant\tau\leqslant\tau_{i-1}, \tag{17}$$

где $P_2(x)$ — многочлен Лежандра 2-й степени;

$$k_N=[6\Lambda(\tau_N-1)]\Bigg/\sum_{k=1}^{N}\left\{\frac{m_N[(\tau_k^3-\tau_k)-(\tau_{k-1}^3-\tau_{k-1})]}{2m_kP_2(\tau_k)}+\right.$$

$$\left.+\left[\frac{m_N}{P_2(\tau_N)}S_k-1\right](\tau_k-\tau_{k-1})\right\};$$

$$S_i=\sum_{k=1}^{N-1}\left(\frac{1}{m_{i+k}}-\frac{1}{m_k}\right)P_2(\tau_k).$$

Распределение угловой составляющей скорости определим, интегрируя (3) по толщине слоя. Учитывая условия сопряжения

$$\omega_{i-1}=\omega_i,\quad \tau=\tau_i,$$

получим значения ω на границе слоев:

$$\omega_i=\frac{1}{\xi\sqrt{1-\tau_i^2}}\sum_{j=1}^{i}(\tau_j-\tau_{j-1})\frac{d\bar{u}_j}{d\xi},$$

где $\bar{u}_i$ определяется из (17) усреднением по толщине слоя:

$$\bar{u}_i=k_N\left\{\frac{m_N(\tau_i^2-\tau_i\tau_{i-1}-\tau_{i+1}^2+1)}{2P_2(\tau_N)m_i}+\left[\frac{m_N}{P_2(\tau_N)}S_i-1\right]\right\}.$$

Суммируя (6), (7), получим выражение

$$\frac{1}{\xi^2}\frac{\partial}{\partial\xi}(\xi^2 v\Theta)-\frac{1}{\xi}\frac{\partial}{\partial\tau}(\sqrt{1-\tau^2}\omega\Theta)=\frac{1}{\mathrm{Pe}_0\,\xi}\frac{\partial}{\partial\tau}\left[(1-\tau^2)\frac{\partial\Theta}{\partial\tau}\right]+\frac{\mathrm{Gn}_0}{\mathrm{Pe}_0}\Phi.$$

Осредняя его по поперечному сечению слоя с условиями на границах

$$\omega_i(\tau)=\omega_{i-1},\quad \Theta_i=\overline{\Theta}_{i-1},\quad \tau=\tau_{i-1};$$

$$\omega_i(\tau)=\omega_i,\quad \Theta_i=\overline{\Theta}_{i+1},\quad \tau=\tau_i$$

и заменяя значения кондуктивных потоков на границах слоев приближенными выражениями

$$\frac{\sqrt{1-\tau^2}}{\xi}\frac{\partial\Theta_i}{\partial\tau}=-\frac{R_0\alpha_{i-1}}{\lambda}(\overline{\Theta}_i-\overline{\Theta}_{i-1}),\quad \tau=\tau_{i-1};\tag{18}$$

$$\frac{\sqrt{1-\tau^2}}{\xi}\frac{\partial\Theta_i}{\partial\tau}=\frac{R_0\alpha_i}{\lambda}(\overline{\Theta}_i-\overline{\Theta}_{i+1}),\quad \tau=\tau_i,\tag{19}$$

получим систему обыкновенных дифференциальных уравнений, определяющих средние температуры в слоях:

$$\frac{d\Theta_i}{d\xi}=\frac{1}{\xi(\tau_i-\tau_{i-1})\overline{u}_i}\Big\{\sqrt{1-\tau_{i-1}^2}\,(\omega_{i-1}+\mathrm{St}_{i-1})(\overline{\Theta}_i-\overline{\Theta}_{i-1})-$$

$$\sqrt{1-\tau_i^{\,2}}(\omega_i-\mathrm{St}_i)(\overline{\Theta}_i-\overline{\Theta}_{i+1})\Big\}+\frac{\mathrm{Gn}_0}{\mathrm{Pe}_0}\frac{\overline{\Phi}_i}{\overline{u}_i},\tag{20}$$

где

$$\Phi_i=\frac{k_N{}^2m_N{}^2}{4P_2{}^2(\tau_N)m_i\xi^2}(1-\tau^2)\tau^2+\frac{2m_i}{\xi^4}\Big\{\frac{6}{\xi^2}u_i(\tau)-$$

$$-\frac{4}{\xi}u_i(\tau)\frac{du_i(\tau)}{d\xi}+\left[\frac{du_i(\tau)}{d\xi}\right]^2\Big\}$$

— величины диссипативных потерь в слое; $\mathrm{St}_i=\alpha_i/(c\rho V_0)$.

Уравнения для расчета давлений в слоях получим усреднением по толщине слоя (12) с учетом (14):

$$\frac{d\Pi_i}{d\xi}=\frac{m_Nk_N}{2\xi^4}[1-(\tau_{i-1}^2+\tau_{i-1}\tau_i+\tau_i^2)].\tag{21}$$

Коэффициенты теплообмена между слоями α_i можно определить, рассмотрев стационарную задачу теплообмена между тремя соседними коническими слоями:

$$\frac{\partial}{\partial\tau}\left[(1-\tau^2)\frac{\partial\Theta}{\partial\tau}\right]=0,\quad \tau_i\leqslant\tau\leqslant\tau_{i-1};$$

$$\Theta=\overline{\Theta}_{i-1},\quad \tau=\tau_{i-1};$$

$$\Theta=\overline{\Theta}_i,\quad \tau=\tau_i.$$

Учитывая (9), (10), (18), (19), получим

$$\alpha_i=2\lambda/[R_0\xi\sqrt{1-\tau_i^2}(l_i-g_i)],\quad i=1,2,\ldots,N-1;$$

$$\alpha_N=\lambda \Bigg/ \left(R_0\xi\sqrt{1-\tau_N^2}\left\{\frac{1}{\mathrm{Bi}\,\xi\sqrt{1-\tau_N^2}}+\right.\right.$$

$$\left.\left.+\frac{1}{2(\tau_N-\tau_{N-1})}\left[(1+\tau_{N-1})\ln\frac{1+\tau_N}{1+\tau_{N-1}}+(1-\tau_{N-1})\ln\frac{1-\tau_N}{1-\tau_{N-1}}\right]\right\}\right),$$

где

$$l_i=\frac{1}{\tau_i-\tau_{i-1}}\left[(1+\tau_{i-1})\ln\frac{1+\tau_i}{1+\tau_{i-1}}+(1-\tau_{i-1})\ln\frac{1-\tau_i}{1-\tau_{i-1}}\right];$$

$$g_i=\frac{1}{\tau_{i+1}-\tau_i}\left[(1+\tau_{i+1})\ln\frac{1+\tau_{i+1}}{1+\tau_i}+(1-\tau_{i+1})\ln\frac{1-\tau_{i+1}}{1-\tau_i}\right].$$

В качестве примера рассмотрим течение ТПУ клеевого назначения при следующих параметрах: $\Lambda=8{,}67\cdot10^{-2}$; $2\theta_0=30^\circ$; $\beta=1{,}44\cdot10^{-2}$; $\mathrm{Pe}_0=2{,}02\cdot10^4$; $\mathrm{Gn}=1{,}654$; $\mathrm{Bi}=169{,}8$; $\lambda=0{,}2$ Вт/(м·К); $c=2\cdot10^3$ Дж/(кг·К); $N=20$ и различной температуре окружающей среды: $\Theta_a=0$; 1,5; −1,5, а также при адиабатическом режиме течения ($\mathrm{Bi}=0$). Для расчета течения с адиабатической стенкой канала необходимо положить в (19) $\alpha_N=0$ или, что то же самое, в (20) $\mathrm{St}_N=0$.

Во всех случаях особенности течения высоковязкой жидкости определяются полями температур в канале, которые зависят от диссипативных потерь, интенсивности процессов переноса теплоты и условий теплообмена с окружающей средой.

Этим объясняется то, что при $\Theta_a=0$ распределение скорости (рис. 2, *а*) и перепад давления (рис. 3) почти не отличаются от распределения этих величин при течении жидкости с постоянными свойствами (изотермические условия). При $\Theta_a=1{,}5$ жидкость нагревается от окружающей среды, но (из-за малой теплопроводности) только в тонком периферийном слое (рис. 2, *г*), что ведет к уменьшению в нем вязкости и уплощению профиля скорости (рис. 2, *а*). Изменение профиля скорости вдоль течения хорошо иллюстрируется изменением u на оси канала (рис. 4). При $\Theta_a=-1{,}5$ жидкость у стенок остывает (рис. 2, *д*), вязкость увеличивается, в итоге значительная часть жидкости протекает через центральную часть канала (рис. 2, *б*, 4).

Течение жидкости вдоль конфузора сопровождается увеличением средней скорости по сечению канала. Это ведет к увеличению градиента скорости, особенно в периферийной области течения, и, следовательно, к росту диссипации энергии у стенок канала (рис. 2, *е*), благодаря чему повышается температура (рис. 2, *г*, *д*), а значит, уменьшается вязкость (рис. 2, *в*). Профиль скорости при этом становится более наполненным (рис. 2, *а*), что приводит к еще большему увеличению градиента скорости у стенок канала, и все бо́льшая часть энергии выделяется во все более тонком слое (рис. 2, *е*).

На некотором расстоянии от входа эффекты, связанные с диссипацией механической энергии, становятся преобладающими, и, хотя давление возрастает, его градиент уменьшается по сравнению с изотермическим течением (рис. 3). Это связано с тем, что приток теплоты диссипации в жидкости начинает преобладать над теплоотдачей к окружающей среде, и жидкость нагревается.

Для течения на начальном тепловом участке, когда изменение температуры происходит за счет энергии диссипации, характерны незначительные изменения среднемассовой температуры $\overline{\Theta}=\sum_{i=1}^{N}(\tau_i-\tau_{i-1})\overline{u}_i\overline{\Theta}_i/(1-\tau_N)$. При $\Theta_a=0$ средняя температура возрастает только вблизи выхода

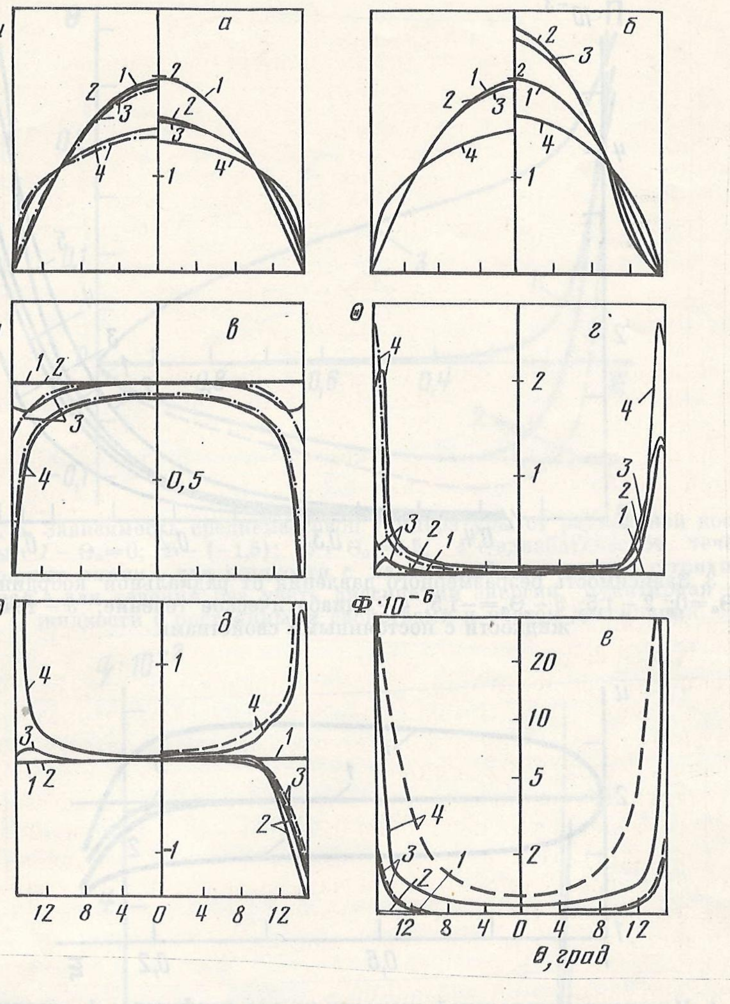

Рис. 2. Распределение по угловой координате скорости (*а*, *б*), температуры (*г*, *д*) (здесь левая часть рисунка – для случая $\Theta_a=0$, правая: *а* – для $\Theta_a=1{,}5$; *б* – для $\Theta_a=-1{,}5$), безразмерной вязкости и плотности энергии диссипации для случая $\Theta_a=0$ (*в*, *е*); сплошные линии – для жидкости с переменной вязкостью, штрихпунктирные – для адиабатического течения при переменной вязкости, пунктирные – для жидкости с постоянными свойствами: *1* – $\xi=1$; *2* – 0,6; *3* – $\xi=0{,}2$; *4* – на выходе из конфузора

из конфузора, где становится существенной диссипация энергии (рис. 5). При $\Theta_a=-1{,}5$ жидкость остывает у стенок, и вязкость повышается, что приводит к вытягиванию профиля скорости (рис. 2, *б*). Поэтому средняя температура в большей части конфузора остается выше, чем при течении жидкости с постоянными свойствами (рис. 5). И только при малых значениях радиуса, когда мощность диссипативных источникокв в течении жидкости с переменными свойствами за счет уменьшения вязкости становится заметно ниже по сравнению с мощностью источников в течении жидкости без изменения свойств, средняя температура последней оказывается выше (рис. 5). При $\Theta_a=1{,}5$ так же, как при $\Theta_a=-1{,}5$, в начале конфузора средняя температура заметно изменяется вследствие теплообмена с окружающей средой. Этому способствует и малая скорость течения в начале канала.

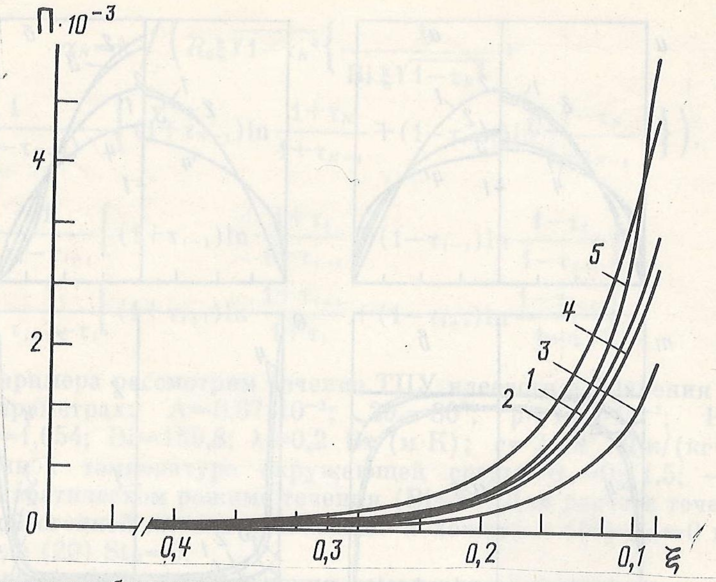

Рис. 3. Зависимость безразмерного давления от радиальной координаты: *1* – $\Theta_a=0$; *2* – 1,5; *3* – $\Theta_a=-1,5$; *4* – адиабатическое течение; *5* – течение жидкости с постоянными свойствами

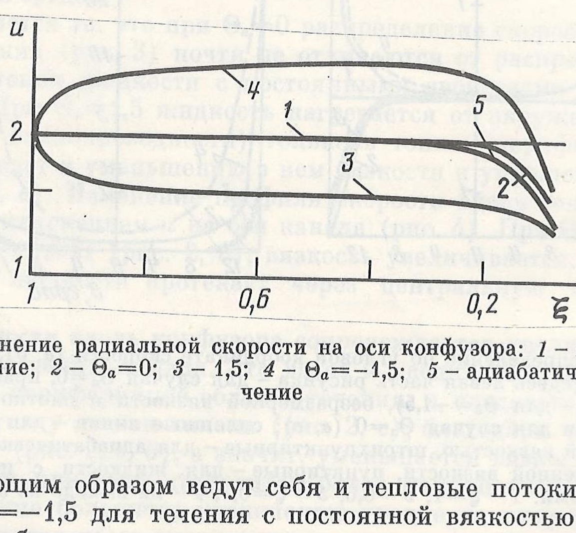

Рис. 4. Изменение радиальной скорости на оси конфузора: *1* – изотермическое течение; *2* – $\Theta_a=0$; *3* – 1,5; *4* – $\Theta_a=-1,5$; *5* – адиабатическое течение

Соответствующим образом ведут себя и тепловые потоки через стенку канала. При $\Theta_a=-1,5$ для течения с постоянной вязкостью тепловой поток через стенку больше, чем для течения с переменной вязкостью на протяжении всего канала за счет большей температуры в тепловом пограничном слое (рис. 2, *д*), хотя для жидкости с $\mu=\text{const}$ значение $\overline{\Theta}$ ближе к Θ_a на большей части канала (рис. 5).

При $\Theta_a=1,5$ тепловой поток на начальном участке, оставаясь отрицательным, быстро уменьшается по абсолютной величине, а после образования теплового пограничного слоя почти не изменяется (рис. 6), пока диссипация механической энергии не станет существенной. После этого температура в тепловом пограничном слое становится выше температуры окружающей среды, и происходит обращение теплового потока (рис. 6), хотя средняя температура жидкости остается ниже Θ_a (рис. 5). Рост теплового потока на выходе из конфузора во всех случаях определяется интенсивностью диссипации энергии, что отчетливо показывает сравнение с тепловыми потоками, рассчитанными без учета диссипации (рис. 6).

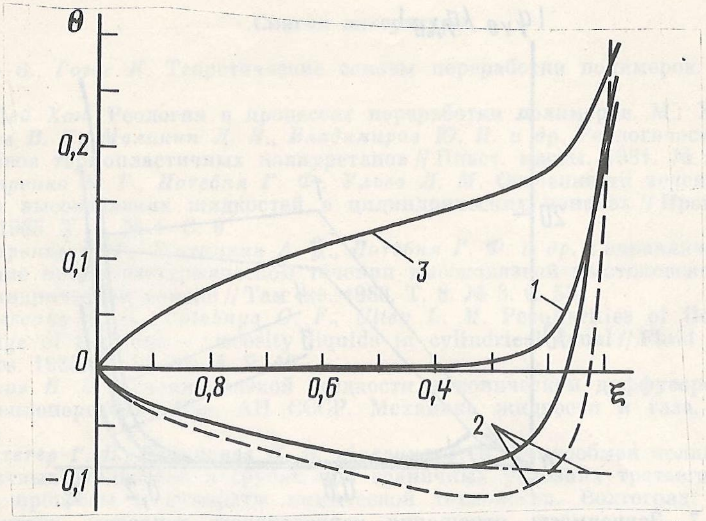

Рис. 5. Зависимость среднемассовой температуры от радиальной координаты: *1* – $\Theta_a=0$; *2* – $(-1{,}5)$; *3* – $\Theta_a=1{,}5$; *4* – адиабатическое течение; сплошные линии – для жидкости с переменной вязкостью, штрихпунктирная – для течения без учета диссипации энергии, пунктирная – для жидкости с постоянными свойствами и учетом диссипации

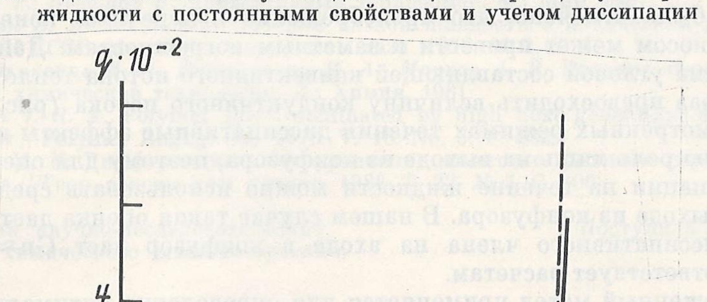

Рис. 6. Зависимость безразмерного теплового потока $q=\mathrm{Bi}(\overline{\Theta}_N-\Theta_a)$ через стенку конфузора от ξ: *1* – $\Theta_a=0$; *2* – $(-1{,}5)$; *3* – $\Theta_a=1{,}5$; обозначения кривых – те же, что на рис. 5

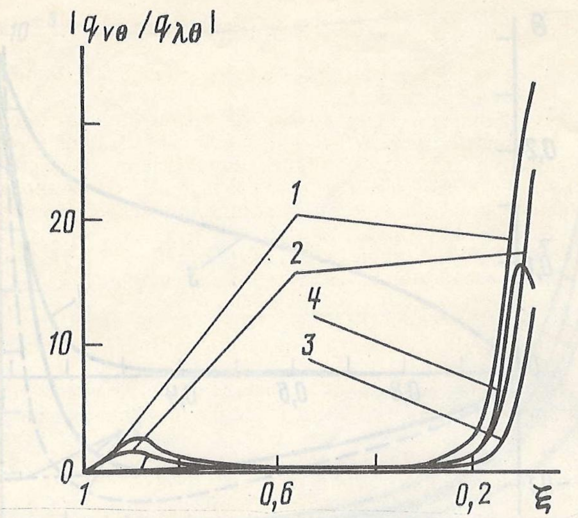

Рис. 7. Зависимость отношения конвективного теплового потока по угловой координате к кондуктивному от ξ: *1* – $\Theta_a=-1{,}5$; *2* – 1,5; *3* – $\Theta_a=0$; *4* – адиабатическое течение

Выше было отмечено, что пренебрежение поперечным конвективным теплопереносом может привести к заметным погрешностям. Действительно, величина угловой составляющей конвективного потока теплоты может во много раз превосходить величину кондуктивного потока (рис. 7).

В рассмотренных режимах течения диссипативные эффекты играли существенную роль лишь на выходе из конфузора, поэтому для оценки влияния диссипации на течение жидкости можно использовать среднюю скорость на выходе из конфузора. В нашем случае такая оценка дает $\mathrm{Gn}\approx225$, оценка диссипативного члена на входе в конфузор дает $\mathrm{Gn}\approx0{,}01$, что вполне соответствует расчетам.

Предложенный метод применяется для определения оптимальных конструктивных параметров фильерной головки грануляторов ТПУ [4], а также для нахождения распределения температуры в полученных гранулах, которое необходимо знать при решении кинетических уравнений, описывающих кристаллизацию полимера [15].

ОБОЗНАЧЕНИЯ

a – коэффициент температуропроводности, м²/с;
b – коэффициент в зависимости вязкости от температуры, К⁻¹;
c – удельная теплоемкость, Дж/(кг·К);
E – энергия активации вязкого течения, Дж/моль;
K – коэффициент теплопередачи, Вт/(м²·К);
k_i – постоянная;
P, P_0 – давление: текущее и на входе в конфузор, Па;
R – универсальная газовая постоянная, Дж/(моль·К);
r – радиальная координата, м;
R_0, r_0 – координаты входа в конфузор и выхода из него, м;
T, T_0 – температура расплава: текущая и на входе в конфузор, К;
V – скорость, м/с;
α_i – коэффициент теплообмена между слоями, Вт/(м²·К);
$\dot\gamma$ – скорость сдвига, с⁻¹;
θ – угловая координата в сферической системе;
θ_0 – половина угла раствора конфузора;
λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К);
μ – динамический коэффициент вязкости, Па·с;
ρ – плотность, кг/м³;
σ – напряжение сдвига, Па;
Gn – число Нема – Гриффита;
Pe_0 – число Пекле;
$\mathrm{Pr}=\mu/(\rho a)$ – число Прандтля;
$\mathrm{Re}=\theta_0\rho V_r r/\mu$ – число Рейнольдса.

ИНДЕКСЫ

a – относящийся к окружающей среде;
i – номер слоя.

Список литературы

1. *Тадмор З., Гогос К.* Теоретические основы переработки полимеров. М.: Химия, 1984.
2. *Чанг Дей Хан.* Реология в процессах переработки полимеров. М.: Химия, 1979.
3. *Ананьев В. К., Малинин Л. Н., Владимиров Ю. И. и др.* Реологические свойства расплавов термопластичных полиуретанов // Пласт. массы. 1981. № 8. С. 45.
4. *Пономаренко В. Г., Потебня Г. Ф., Ульев Л. М.* Особенности течения и теплообмена высоковязких жидкостей в цилиндрических каналах // Пром. теплотехника. 1985. Т. 7. № 1. С. 9.
5. *Пономаренко В. Г., Житинкин А. А., Потебня Г. Ф. и др.* Гидравлическое сопротивление при неизотермическом течении высоковязкой ньютоновской жидкости в цилиндрическом канале // Там же. 1986. Т. 8. № 3. С. 55.
6. *Ponomarenko V. G., Potebnya G. F., Uliev L. M.* Peculiarities of flow and heat exchange of the high – viscosity liquids in cylindrical canal // Fluid Mechan. Soviet Res. 1985. V. 14. No. 4. P. 40.
7. *Найденов В. И.* Течение вязкой жидкости в коническом диффузоре при наличии теплопередачи // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1974. № 1. С. 138.
8. *Фройштетер Г. Б., Родионова Н. В., Аверина Т. В.* Теплообмен нелинейно-вязкопластичных жидкостей в трубах при граничных условиях третьего рода // Реология, процессы и аппараты химической технологии. Волгоград: ВПИ, 1984. С. 96.
9. *Торнер Р. В., Акутин М. С.* Оборудование заводов по переработке пластмасс. М.: Химия, 1986.
10. *Тарг С. М.* Основные задачи теории ламинарных течений. М.: ГИТТЛ, 1951.
11. *Себеси Т., Брэдшоу П.* Конвективный теплообмен. М.: Мир, 1987.
12. *Керчман В. И.* Медленные течения вязкой жидкости в коническом диффузоре // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. 1972. № 2. С. 41.
13. *Протодьяконов И. О., Марцулевич Н. А., Марков А. В.* Явления переноса в процессах химической технологии. Л.: Химия, 1981.
14. *Pearson J. R. A.* Polymer flows dominated by high heat generation and low heat transfer // Polymer Engng. Sci. 1978. V. 18. No. 3. P. 222.
15. *Ильин М. И.* Дифференциальные уравнения кинетики фазового перехода первого рода // Теор. основы хим. технол. 1988. Т. 22. № 5. С. 606.

Украинский научно-исследовательский
институт химического машиностроения,
Харьков

Поступила в редакцию
17.03.89