ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК

ИЮЛЬ—АВГУСТ, ТОМ 69, № 4

МИНСК 1996

ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

1996 г. ИЮЛЬ-АВГУСТ ТОМ 69, № 4

УДК 532.135:678.027

Л. М. Ульев

НАПОРНО-РАСХОДНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА КРУГЛЫХ ФОРМУЮЩИХ КАНАЛОВ ПРИ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОМ ТЕЧЕНИИ РАСПЛАВОВ ТЕРМОПЛАСТИЧНЫХ ПОЛИМЕРОВ

Приведены результаты численного исследования напорно-расходной характеристики течения высоковязких жидкостей для различной интенсивности теплообмена с окружающей средой. Обсуждается влияние немонотонности зависимости $\Delta P(V_0)$ на устойчивость работы фильерной головки экструзионных аппаратов.

При производстве и переработке термопластичных материалов экструзионным способом расплавы полимеров продавливаются через тонкие формующие каналы – фильеры, которые для производства стренг, стержней и гранул имеют цилиндрическую форму. Поскольку расплавы полимеров – высоковязкие жидкости, то течение в фильерах вследствие значительной диссипации энергии и резкой вязкостно-температурной зависимости происходит в условиях больших градиентов температуры и вязкости. Распределением вязкости в фильере при различных расходах расплава и разных условиях теплообмена с окружающей средой будет определяться напорно-расходная характеристика фильеры, зная которую можно выбрать оптимальные технологические и конструктивные параметры процесса экструзии [1].

Напорно-расходные характеристики фильер исследовались в работе [2] для жидкости Де-Хавена при различных температурах расплава, но рассматривалось только изотермическое течение. Напорно-расходные характеристики при неизотермическом течении вязких жидкостей ранее исследовались в основном для специальных случаев течения на участке стабилизированного теплообмена [3, 4] или для течения с пренебрежимо малой диссипацией [5–7]. При этом, как правило, выбирались предельные граничные условия или с заданной температурой стенки [3, 5–7], или второго рода [5]. В работах [8–11] получены характеристики для граничных условий третьего рода и в пределах начального теплового участка, но поперек канала температура считалась постоянной, что позволило авторам учесть продольный конвективный перенос тепла лишь в среднем, а поперечный конвективный перенос тепла, как и во всех указанных работах, вообще не учитывался. В работах [5–11] получены немонотонные расходно-напорные характеристики, а в [11] только для плоского канала. В [12] исследована неизотермическая зависимость $\Delta P(V_0)$ для течения нефти в круглом капилляре, при тепловых граничных условиях первого рода и течении с адиабатической стенкой. В работе учтены и диссипация энергии, и поперечный конвективный перенос. Полученная зависимость $\Delta P(V_0)$ строго монотонна, но числа Нема–Гриффита при этом на 3–4 порядка меньше, чем при течении полимеров с теми же скоростями.

В настоящей работе исследуется напорно-расходная зависимость для течения расплавов термопластичных полиуретанов (ТПУ) в круглых цилиндрических каналах при различных интенсивностях теплообмена с окружающей средой.

Расплавы клеевых марок ТПУ (Витур Т-12К и др.) в пределах изменения параметров переработки ведут себя как ньютоновские жидкости с вязкостно-температурной зависимостью [13]:

$$\mu(T) = \mu_0 \exp\left[\frac{E}{R}\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)\right], \tag{1}$$

где $\mu \approx 10^3$ Па·с, $E \approx (10^5 \ldots 3 \cdot 10^5)$ Дж/моль, $T_0 = 463^\circ$.

Для расходов, представляющих практический интерес, $Q = 10^{-5} \ldots 10^{-7}$ м^3/с, физических свойств расплавов $\rho \approx 1200$ кг/м^3, $a \approx 10^{-7}$ м^2/с и $r_0 \approx (1 \ldots 3) \cdot 10^{-3}$ м число $\mathrm{Re} \ll 10^{-2}$ и тогда длина участка механической релаксации [14]

$$l_1 \approx V_0 r_0^2 \rho / \mu \approx 10^{-6} \text{ м}, \tag{2}$$

а длина участка термической релаксации [14]

$$l_2 = V_0 r_0^2 \rho c / \lambda \approx 10 \text{ м}, \tag{3}$$

т. е. на входе в канал можем профиль скорости считать развитым и соответствующим распределению температуры.

Если жидкость поступает в канал с однородным распределением температуры, то тогда основные изменения в распределении скорости происходят на участке формирования маловязкого сдвигового слоя [14]:

$$l_3 \sim \mathrm{Pe} \cdot \mathrm{Gn}^{-3/2} r_0 \approx 10^{-1} \text{ м}. \tag{4}$$

Характерным продольным размером является величина $L_0 = l_3$ — для течения с однородным начальным распределением температуры и $L_0 = l_2$ — для течения с предварительно образованным маловязким тепловым слоем, например, при течении в конической части фильеры [15], а характерным поперечным размером является радиус канала.

С помощью данных значений можно оценить величины производных в уравнениях конвективного теплообмена [1]: $\partial/\partial r \sim 1/r_0$; $\partial/\partial z \sim 1/L_0$.

Геометрия канала при аксиально-симметричных граничных условиях позволяет рассматривать течение как аксиально-симметричное, а (2), (3) показывают, что распределение скорости всегда будет успевать подстраиваться под распределение температуры. В этом случае уравнение неразрывности дает оценку радиальной составляющей скорости $V_r \approx V_z r_0 / L_0 = o(V_z)$, т. е. в уравнениях движения членами с V_r можно пренебречь, но в уравнении теплообмена, как показано в [15, 16], поперечным конвективным переносом пренебречь нельзя.

Сделанные предположения, оценка производных, число $\mathrm{Pe} \approx 10^5$ и малость числа Re позволяют упростить стационарную систему уравнений гидродинамики и теплообмена [1], которую, используя безразмерные переменные и параметры:

$$\xi = \frac{r}{r_0}, \quad \chi = \frac{z}{r_0}, \quad \Pi = \frac{(P - P_0)\, r_0}{\mu_0 V_0}, \quad V_0 = \frac{Q}{\pi r_0^2},$$

$$\beta = \frac{RT_0}{E}\,, \quad \Theta = \frac{T - T_0}{\Delta T}\,, \quad v = \frac{V_z}{V_0}\,,$$

$$\omega = \frac{V_r}{V_0}\,, \quad m = \exp\left(-\frac{\Theta}{1+\beta\Theta}\right), \quad \mathrm{Gn} = \frac{\mu\,(T_0)\,V_0^2}{\lambda \Delta T}\,,$$

$$\mathrm{Bi} = \frac{Kr_0}{\lambda}\,, \quad \mathrm{Pe} = \frac{V_0 r_0}{a}\,, \quad \mathrm{Re} = \frac{\rho V_0 r_0}{\mu_0}\,,$$

$$\Delta T = \left|\mu\,(T) \Big/ \left(\frac{\partial \mu}{\partial T}\right)\right|_{T=T_0} = \beta T_0\,,$$

запишем в виде

$$\frac{\partial \Pi}{\partial \chi} = \frac{1}{\xi}\,\frac{\partial}{\partial \xi}\left(\xi m\,\frac{\partial v}{\partial \xi}\right), \tag{5}$$

$$\frac{1}{\xi}\,\frac{\partial}{\partial \xi}(\xi\omega) + \frac{\partial v}{\partial \chi} = 0\,, \tag{6}$$

$$\frac{1}{\xi}\,\frac{\partial}{\partial \xi}(\xi\omega\Theta) + \frac{\partial}{\partial \chi}(v\Theta) = \frac{1}{\mathrm{Pe}}\,\frac{1}{\xi}\,\frac{\partial}{\partial \xi}\left(\xi\,\frac{\partial \Theta}{\partial \xi}\right) + \frac{\mathrm{Gn}}{\mathrm{Pe}}\,m\left(\frac{\partial v}{\partial \xi}\right)^2, \tag{7}$$

$$0 \le \xi < 1\,, \quad 0 \le \chi \le L/r_0\,.$$

Приведем граничные условия:

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \xi} = 0\,, \quad \frac{\partial v}{\partial \xi} = 0\,, \quad \xi = 0\,, \quad 0 \le \chi \le L/r_0\,, \tag{8}$$

$$v = 0\,, \quad \omega = 0\,, \quad \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} = -\,\mathrm{Bi}\,(\Theta - \Theta_a)\,, \quad \xi = 1\,, \quad 0 \le \chi \le L/r_0\,, \tag{9}$$

$$\Theta = 0\,, \quad \Pi = 0\,, \quad 0 < \xi < 1\,, \quad \chi = 0\,, \tag{10}$$

и условия постоянства расхода

$$2\int_0^1 v\xi d\xi = 1\,. \tag{11}$$

Для решения поставленной задачи воспользуемся методом, разработанным в [15, 16], в котором область течения разбивается на N концентрических цилиндрических слоев и предполагается, что коэффициент вязкости в поперечном сечении каждого i-го слоя постоянен и равен m_i, взятому при средней по сечению этого слоя температуре. Благодаря такому подходу система уравнений (5)–(7) расщепляется на $3N$ уравнений, а к граничным условиям (8)–(11) добавляется еще $5(N–1)$ условий сопряжения скоростей, температур и напряжений сдвига на границах слоев. После интегрирования (5), (6) по ξ и усреднения (8) по площади поперечного сечения слоя получим систему обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающих средние температуры в слоях и давление:

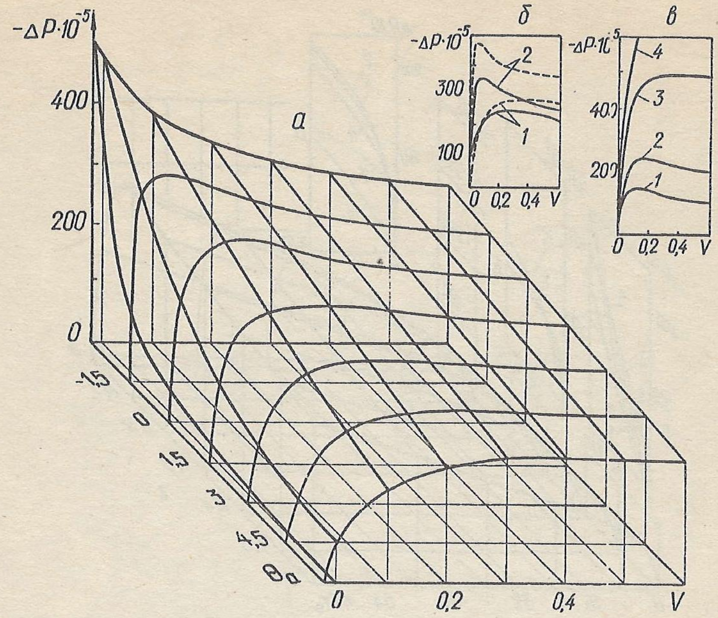

Рис. 1. Зависимость перепада давления в цилиндрическом канале: *а* – от средней скорости течения и температуры окружающей среды при Bi = 3,75; *б* – сплошные линии для течения с Bi = 3,75; штриховые с Bi = 15: *1* – $\Theta_a = 3$, *2* – –1,5; *в* – течение с адиабатической стенкой: *1* – $\beta = 0{,}77\cdot10^{-3}$, *2* – $1{,}44\cdot10^{-2}$, *3* – $3{,}88\cdot10^{-2}$, *4* – $7{,}7\cdot10^{-2}$. $-\Delta P$, Па; V, м/с

$$\frac{d\overline{\Theta}_i}{d\chi} = \frac{2}{\overline{v}_i d_i}\left[\xi_i(\omega_i - \mathrm{St}_i)(\overline{\Theta}_i - \overline{\Theta}_{i+1}) - (\omega_{i-1} + \mathrm{St}_{i-1})(\overline{\Theta}_i - \overline{\Theta}_{i-1})\right] + \frac{\mathrm{Gn} m_i}{\mathrm{Pe}\overline{v}_i}\overline{\left(\frac{\partial v}{\partial \xi}\right)^2}, \tag{12}$$

$$\frac{d\Pi}{d\chi} = -8\left(\sum_{i=1}^{N}\frac{\xi_i^4 - \xi_{i-1}^4}{m_i}\right)^{-1} = -8/S, \tag{13}$$

где

$$\overline{v}_i = \frac{1}{S}\left(\frac{d_i}{m_i} + 2\sum_{K=1}^{N-i}\frac{d_{i+K}}{m_{i+K}}\right), \quad \mathrm{St}_1 = \frac{1}{\xi_1}\left(\frac{\xi_2^2}{d_2}\ln\frac{\xi_2}{\xi_1} - \frac{1}{2}\right)^{-1}, \quad d_i = \xi_i^2 - \xi_{i-1}^2,$$

$$\mathrm{St}_i = \frac{1}{\xi_i}\left(\frac{\xi_{i+1}^2}{d_{i+1}}\ln\frac{\xi_{i+1}}{\xi_i} - \frac{\xi_{i-1}^2}{d_i}\ln\frac{\xi_i}{\xi_{i-1}}\right)^{-1}, \quad \mathrm{St}_N = \left(\frac{1}{2} - \frac{\xi_{N-1}^2}{d_N}\ln\frac{\xi_N}{\xi_{N-1}} + \frac{1}{\mathrm{Bi}}\right)^{-1},$$

$$\omega_i = -\frac{1}{2\xi_i}\sum_{K=1}^{i} d_K\frac{d\,\overline{v}_K}{d\chi}.$$

Здесь $i = 1, 2, \ldots, N$ и тогда $\overline{\Theta}_{N+1} = \Theta_a$. Производную $dv_i/d\chi$ находим из распределения $v_i(\xi)$:

$$v_i(\xi) = \frac{2}{S}\left(\frac{\xi_i^2 - \xi^2}{m_i} + \sum_{K=1}^{N-i}\frac{d_{i+K}}{m_{i+K}}\right), \tag{14}$$

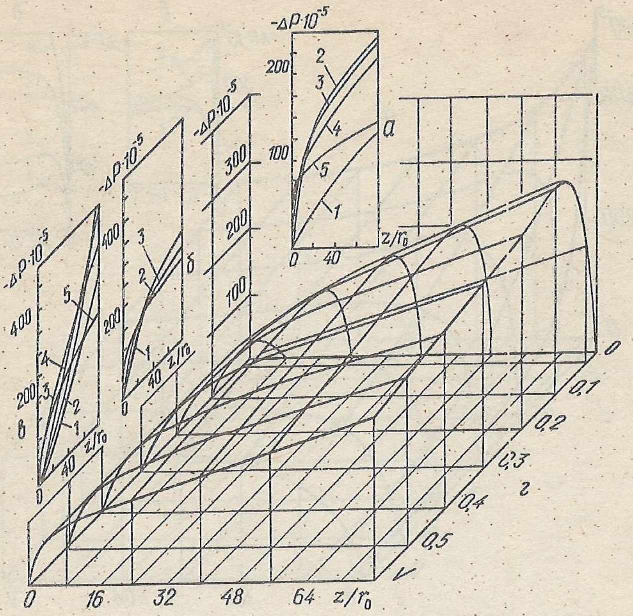

Рис. 2. Распределение давления вдоль канала: *а* – течение с адиабатической стенкой ($1 - V_0 = 1{,}44 \cdot 10^{-2}$ м/с, $2 - 1{,}44 \cdot 10^{-1}$, $3 - 2{,}82 \cdot 10^{-1}$, $4 - 0{,}52$, $5 - 3$ м/с); *б* – течение при $\Theta_a = 3$ ($1 - V_0 = 8{,}48 \cdot 10^{-2}$ м/с, $2 - V_0 \sim (1,\ 4 \ldots 4) \cdot 10^{-1}$ м/с, $3 - 1{,}13$ м/с); *в* – течение при $\Theta_a = -3$ ($1 - V_0 = 1{,}13 \cdot 10^{-3}$ м/с, $2 - 4{,}24 \cdot 10^{-3}$ м/с, $3 - 1{,}41 \cdot 10^{-2}$ м/с, $4 - 8{,}42 \cdot 10^{-2}$, $5 - 0{,}71$ м/с); *г* – зависимость давления от продольной координаты и средней скорости течения для $\Theta_a = 0$

и выражения $\dfrac{dm_i}{d\chi} = -\dfrac{m_i}{1 + \beta\overline{\Theta}_i} \dfrac{d\overline{\Theta}_i}{d\chi}$, $\overline{\left(\dfrac{\partial v}{\partial \xi}\right)^2}$ также определяем из (14).

В [16] показано, что, изменяя интенсивность теплообмена на границе, можно управлять распределением температуры, скорости и давления в канале при течении высоковязких жидкостей. Исследуем, как изменяется зависимость $\Delta P(V_0)$ на участке канала с размерами $L = 0{,}12$ м и $r_0 = 1{,}5 \cdot 10^{-3}$ м для параметров $a = 8 \cdot 10^{-8}$ м²/с; $\beta = 1{,}44 \cdot 10^{-2}$; Bi = 3,75. Для этого рассмотрим ряд установившихся течений при различной средней скорости. Интенсивность теплообмена на границе будем изменять, задавая различные значения Θ_a.

В исследованном интервале значений Θ_a независимо от начального направления теплового потока, т. е. и для $\Theta_a > 0$ и для $\Theta_a < 0$, напорно-расходная функция имеет экстремальный характер (рис. 1, *а*), т. е. при превышении некоторого значения расхода гидравлическое сопротивление канала уменьшается.

Такой результат становится понятным, если рассмотреть зависимость перепада давления $\Delta P = P - P_0$ от продольной координаты. Сначала исключим влияние теплообмена на границе и рассмотрим кривую $\Delta P(V_0)$ для течения с адиабатической стенкой (рис. 1, *в*).

Для малых расходов жидкости скорости сдвига малы, диссипация незначительна и все выделившееся тепло успевает равномерно распределиться по сечению потока. И хотя температура жидкости в целом незначительно растет вдоль канала, профиль скорости мало чем отличается от пуазейлевского (см. рис. 3), что ведет лишь к малому отклонению зависимости $\Delta P(z/r_0)$ от линейной (рис. 2, *а*). При увеличении расхода такое поведение будет наблюдаться до тех пор, пока в пределах канала не образуется мало-

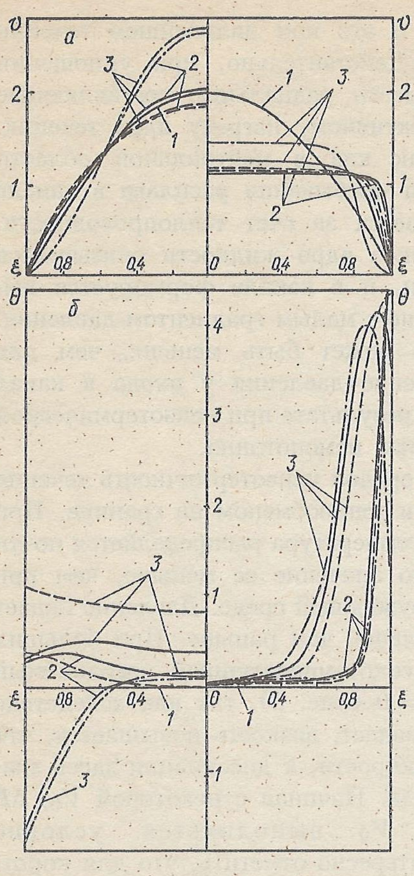

Рис. 3. Распределение: *а* – безразмерной продольной скорости, *б* – безразмерной температуры поперек канала. Левая половина – для малых скоростей $V_0 \sim 0{,}01$ м/с, правая – для $V_0 \sim 0{,}1...0{,}3$ м/с. Сплошные линии – $\Theta_a = 0$, штрихпунктирные – $\Theta_a = -3$, штриховые для $\mathrm{Bi} = 0$; *1* – $\chi = 0$; *2* – 7,8; *3* – 80

вязкий пограничный слой. Возникновение такого слоя связано с тем, что с увеличением расхода на периферии течения увеличивается градиент скорости, а значит, и диссипация энергии, которая из-за малой теплопроводности полимеров не успевает релаксировать за время пребывания расплава в канале. С повышением температуры у стенки там уменьшается вязкость, профиль скорости становится более наполненным, т. е. увеличивается скорость сдвига на периферии, что ведет к локализации тепловыделения. Вместе с этим модуль градиента давления уменьшается и кривая $\Delta P(\chi)$ с появлением маловязкого слоя заметно отклоняется от линии (рис. 2, *а*). Оценить скорость, начиная с которой в канале возникает маловязкий слой, можно с помощью (4), приняв $l_3 = L$. В нашем случае $V_0 \sim 3$–4 см/с, что хорошо согласуется с результатами численного счета. Понятно, что, начиная с этой скорости, появляется значительная нелинейность и в расходно-напорной характеристике (см. рис. 1, *в*).

Именно на участке образования маловязкого пограничного слоя происходит основная перестройка профиля скорости, поэтому здесь большое значение приобретает учет поперечно-конвективного переноса теплоты. Ранее показано [16], что даже для малых скоростей отношение $q_{vr}/q_{\lambda r}$ может быть ~10, а для больших V_0, как показывает расчет, несколько десятков и пренебрежение поперечно-конвективным переносом приведет к неверному определению распределения температуры, а значит, и неправильному расчету перепада давления.

Для еще больших расходов на начальном участке течения модуль градиента давления высок, значительна и диссипация, что ведет к быстрому образованию высокотемпературного маловязкого слоя и почти прямоугольугольному профилю скорости (рис. 3), а это при дальнейшем течении только усиливает описанные эффекты. Действительно, при уплощении профиля продольной составляющей скорости радиальные составляющие положительны, а это препятствует конвективному нагреву ядра течения. Диссипация там почти отсутствует, так как в центральной области $dv/dr \approx 0$ (рис. 3) и при малом времени пребывания расплава в канале эта область лишь незначительно нагревается за счет теплопроводности. Вследствие этого центральное высоковязкое ядро жидкости оказывается окруженным слоем маловязкой жидкости, и в канале формируется высокотемпературное стержнеобразное течение с малым градиентом давления. И в итоге перепад давления в канале может быть меньше, чем для течения с малыми расходами, хотя падение давления у входа в канал в первом случае больше (см. рис. 2, *а*). В результате при неизотермическом течении напорно-расходная характеристика немонотонна.

В случае теплообмена с окружающей средой неизотермичность течения определяется не только диссипацией, но и теплообменом на границе. При $\Theta_a = 0$ для течения с малыми скоростями температура распределяется почти равномерно поперек канала (рис. 3), но значение ее меньше, чем при $\mathrm{Bi} = 0$, так как часть энергии отдается окружающей среде. Давление падает здесь быстрее, и ΔP на длине канала больше, чем раньше. При больших скоростях течения также образуется высокотемпературный пограничный слой, и он несколько шире, чем при $\mathrm{Bi} = 0$ (рис. 3), так как вследствие теплообмена вблизи стенки температура падает, вязкость повышается, что приводит к более вытянутому профилю скорости, и диссипация здесь значительна на большей части сечения канала. Начиная с некоторой V_0, ΔP уменьшается, но для любых V_0 выполняется условие $|\Delta P(\Theta_a = 0)| > |\Delta P(\mathrm{Bi} = 0)|$ (см. рис. 2). Интересно отметить, что для коротких каналов $L < 15r_0$ напорно-расходная функция монотонно возрастающая (рис. 2, *г*). Для больших значений V_0 именно здесь происходит формирование маловязкого слоя и с увеличением расхода $|\nabla P|$ только увеличивается.

Для малых расходов и $\Theta_a > 0$ жидкость равномерно прогревается, поэтому давление падает медленнее, чем ранее (рис. 2, *б*), для больших скоростей на образование теплового слоя тратится меньше энергии, вследствие чего $|\Delta P(\Theta_a > 0)| < |\Delta P(\Theta_a = 0)|\ \forall\ V_0$ (см. рис. 1, *а*).

В случае $\Theta_a < 0$ расплав при малых скоростях течения охлаждается на периферии, профиль скорости вытягивается, диссипация энергии становится существенной и в центральной области. Поэтому охлаждение жидкости по сечению неравномерно (рис. 3), центральная часть даже несколько нагревается, но за счет увеличения μ на периферии $|\Delta P|$ вдоль канала растет (см. рис. 2, *в*) (выпуклость кривой $\Delta P(\chi)$ вниз). Для больших V_0 температура вблизи стенки значительно меньше, чем для других Θ_a (рис. 3), поэтому выполняется условие $|\Delta P(\Theta_a < 0)| > |\Delta P(\Theta_a = 0)|\ \forall\ V_0$ (см. рис. 1, *а*). Заметим, что с увеличением V_0 при $\Theta_a < 0$ мощность диссипации очень скоро начинает преобладать над отводом теплоты к окружающей среде, поэтому максимальное значение $|\Delta P(V_0)|$ смещается влево.

Отметим, что при малых скоростях течения зависимость $|\Delta P(\Theta_a)|$ в основном следует функции $\mu = \mu(T)$, так как диссипативные эффекты здесь несущественны, а для высокотемпературного течения $|\Delta P(\Theta_a)|$ становится практически линейной (см. рис. 1).

Интенсивность теплообмена с окружающей средой при постоянных Θ_a определяется величиной Bi. Увеличение Bi для $\Theta_a > 0$ приводит к тому, что при малых V_0 жидкость прогревается интенсивней и $|\Delta P|$ уменьшается.

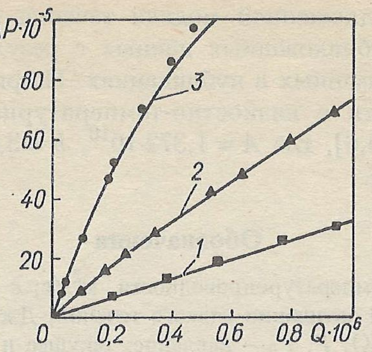

Рис. 4. Сравнение численных результатов с экспериментальными данными [12] для течения ньютоновской нефти в канале длиной $L = 4{,}54 \cdot 10^{-2}$ м и $r_0 = 1{,}3 \cdot 10^{-4}$ м. Линии – расчет, точки – экспериментальные данные: *1* – $T_0 = 363{,}55$ К, *2* – 336,05, *3* – 310,75. Q, м^3/с

Для больших скоростей вследствие диссипации температура у стенки становится больше Θ_a, поток тепла $q = \mathrm{Bi}(\overline{\Theta}_N - \Theta_a)$ меняет знак и по абсолютной величине становится больше, чем при меньших Bi, что ведет к увеличению $|\Delta P(V_0)|$ (рис. 1, *б*). Понятно, что при $\Theta_a < 0$ увеличение Bi приведет только к увеличению $|\Delta P|$ для любых V_0 (рис. 1, *б*).

На характер зависимости $|\Delta P(V_0)|$ существенное влияние оказывает величина β. При $\beta \to \infty$ число $\mathrm{Gn} \to 0$, т. е. интенсивность тепловыделения не влияет на динамику течения и $|\Delta P(V_0)|$ стремится к пуазейлевской зависимости. С уменьшением β число Gn и зависимость μ от T увеличиваются, значение максимального $|\Delta P|$ уменьшается и достигается это давление при меньших скоростях (рис. 1, *в*).

Рассмотренные эффекты в процессах переработки полимеров могут приводить к неожиданным явлениям. Например, если при подводном гранулировании используется необогреваемая фильерная доска, как правило, возникает ситуация, когда несколько десятков отверстий забивается застывшим расплавом, а через оставшиеся 1–3 отверстия без значительного изменения давления в аппарате продавливается расплав с прежним расходом.

Такая ситуация может возникнуть вследствие какого-нибудь, возможно, случайного уменьшения скорости течения в некоторых фильерах, что приведет к увеличению времени пребывания там расплава. Он за счет теплообмена остывает больше, чем в других фильерах, вследствие чего скорость его уменьшается и т. д., пока течение в этих отверстиях не прекратится. В то же время в других фильерах скорость соответственно возрастает, увеличивается диссипация энергии, уменьшается $|\nabla P|$ и т. д. В итоге весь расплав будет течь через несколько отверстий, что приведет к нарушению технологического режима, и поэтому возможность возникновения данного явления необходимо учитывать при проектировании аппаратов переработки термопластов.

Чтобы избежать такого явления, можно применить обогрев фильерных каналов. При $\Theta_a > 0$ возникает отрицательная обратная связь между характеристиками потока и теплообменом, т. е. если скорость в канале в силу каких-то причин уменьшится, это уже не приведет к увеличению вязкости, а за счет увеличения времени пребывания расплава в канале он нагреется на периферии, что приведет к восстановлению прежнего режима. Обогрев необходимо организовать для каждой фильеры отдельно, а технологические параметры устойчивой работы гранулятора можно выбрать из зависимостей, приведенных на рис. 1.

Адекватность предложенной модели течения расплавов проверялась сравнением ранее опубликованных данных с результатами, полученными нами для условий, указанных в публикациях. На рис. 4 приведены данные для течения жидкости с вязкостно-температурной зависимостью [12] $\mu = 10^6\rho[\exp(A/T^b) - 0{,}6]$, где $A = 1{,}372 \cdot 10^{10}$, $b = 3{,}81$. Сравнение показывает хорошее согласие.

Обозначения

a – коэффициент температуропроводности, м^2/с; c – удельная теплоемкость, Дж/(кг·К); E – энергия активации вязкого течения, Дж/моль; K – коэффициент теплопередачи, Вт/(м^2·К); P, P_0 – давление: текущее и на входе в канал, Па; R – универсальная газовая постоянная, Дж/(моль·К); Q – расход, м^3/с; q_{vr}, $q_{\lambda r}$ – поперечно-конвективный и поперечно-кондуктивный тепловые потоки, Вт/м^2; r, r_0 – радиальная координата и радиус канала, м; T, T_0 – температура расплава: текущая и на входе в канал, К; V_0 – скорость, м/с; z – продольная координата, м; λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К); μ – динамический коэффициент вязкости, Па·с; ρ – плотность, кг/м^3; Bi – число Био; Gn – число Нема – Гриффита; Pe – число Пекле; Re – число Рейнольдса; St_i – число Стентона для i-того слоя. Индексы: a – окружающая среда; i – номер слоя; r, z – радиальная и продольная составляющие вектора.

Литература

1. **Тадмор З., Гогос К.** Теоретические основы переработки полимеров. М., 1984.
2. **Первадчук В. И., Глот И. О., Янков В. И., Мальков Л. Б.**//Хим. волокна. 1985. № 3. С. 36–37.
3. **Бостанджиян С. А., Мержанов А. Г., Худяев С. И.**//Докл. АН СССР. 1965. № 1. С. 133.
4. **Бендерская С. Л., Хусид Б. М., Шульман З. П.**//Изв. АН СССР. МЖГ. 1980. № 3. С. 3–10.
5. **Найденов В. И., Бренер А. М., Дильман В. В., Максимов А. А.**//Современные проблемы тепло- и массообмена в химической технологии. (Материалы междунар. школы-семинара). Ч. 3. Минск. 1987. С. 116–123.
6. **Найденов В. И.**//ТВТ. 1986. Т. 24, № 1. С. 82–88.
7. **Найденов В. И., Бренер А. М., Дильман В. В.**//ТОХТ. 1989. Т. 23, № 3. С. 300–308.
8. **Мержанов А. Г., Столин А. М.**//ПМТФ. 1974. № 1. С. 65–74.
9. **Малкин А. Я., Чалых А. Е.** Диффузия и вязкость полимеров. Методы измерения. М., 1979.
10. **Алексапольский Н. Б., Найденов В. И.**//ТВТ. 1979. Т. 17, № 4. С. 783–791.
11. **Shah Y. T., Pearson J. R. A.**//Chem. Engng. Sci. 1974. Vol. 29, № 6. P. 1485–1493.
12. **Duda J. L., Klaus E. E., Lin S. C.**//Ind. Eng. Chem. Res. 1988. Vol. 27, № 2. P. 352–361.
13. **Пономаренко В. Г., Потебня Г. Ф., Ульев Л. М.** и др.//ИФЖ. 1990. Т. 59, № 1. Деп. в ВИНИТИ 05.03.90. № 1224-В90.
14. **Ockendon H.**//J. Fluid Mech. 1979. Vol. 93. Pt. 4. P. 737–746.
15. **Ульев Л. М.**//ТОХТ. 1992. Т. 26, № 2. С. 243–253.
16. **Пономаренко В. Г., Потебня Г. Ф., Ульев Л. М.**//Пром. теплотехника. 1985. Т. 7, № 1. С. 9–16.

Украинский научно-исследовательский и конструкторский институт химического машиностроения, г. Харьков

Поступила 28.07.93, в окончательной редакции – 25.05.95.