

ISBN 5-7763-2106-9

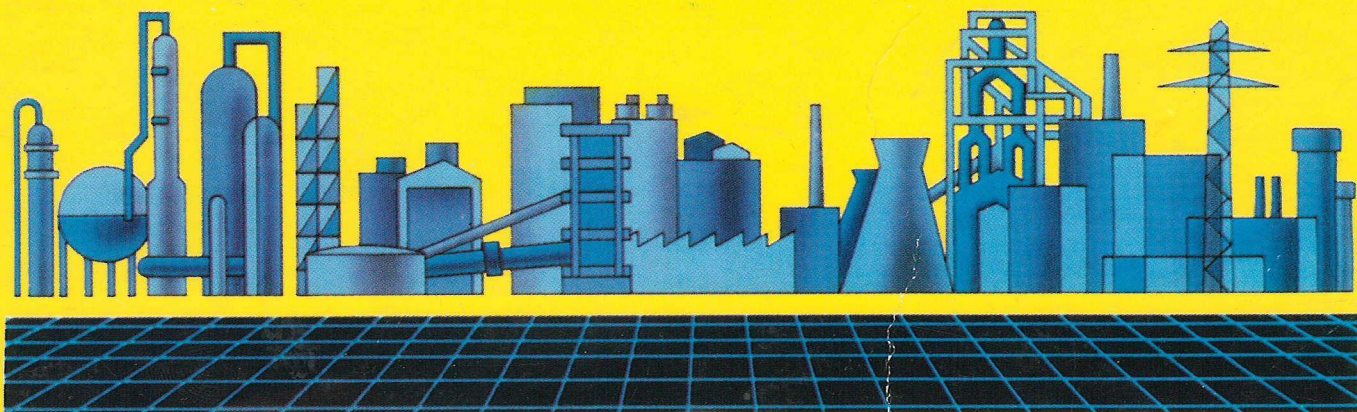
ISBN 5-7763-2107-7

# ІТЕ ІНТЕГРОВАНІ ТЕХНОЛОГІЇ ТА ЕНЕРГОЗБЕРЕЖЕННЯ

ЩОКВАРТАЛЬНИЙ НАУКОВО-ПРАКТИЧНИЙ ЖУРНАЛ



## 1'2001



УДК 532.5; 678.027

Л.М. Ульев

**ВЛИЯНИЕ КРИВИЗНЫ ГРАНИЦ НА ЛАМИНАРНОЕ УСТАНОВИВШЕЕСЯ ТЕЧЕНИЕ В КОЛЬЦЕВОМ КОНИЧЕСКОМ КАНАЛЕ ПОСТОЯННОЙ ШИРИНЫ**

В последние годы значительно увеличилось техническое значение течений высоковязких жидкостей, в частности при производстве и переработке пластмасс и изделий из них. Изучение и определение характера таких течений в каналах различной геометрии является одной из фундаментальных задач механики жидкости, т.к. на основе такого изучения проводятся исследования ряда других проблем, возникающих при создании проточных деталей промышленных аппаратов. В большинстве конструкций экструзионных прессформ, фильерных, трубных и кабельных головок [1, 2] существует

участок, где течение жидкости происходит между коническими поверхностями (рис. 1).

Для выбора технологических и конструкционных параметров процесса экструзии необходимо создать надежные, научно обоснованные методы расчета параметров течения в каналах экструзионных головок, поскольку экспериментальное определение оптимальных параметров дорого. Создание численных методов расчета течения расплавов полимеров также не всегда оправдано, т.к. в ряде случаев, возможно, получить адекватные аналитические решения.

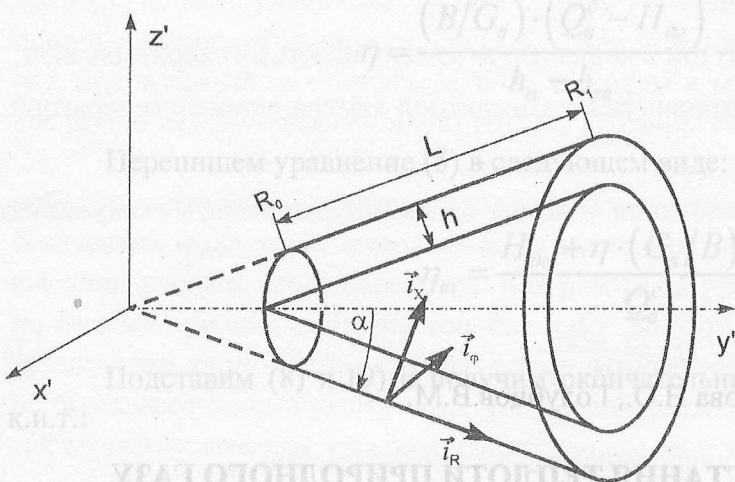


Рис. 1. Геометрия конического зазора постоянной ширины:

$L$  – длина конической части канала, м;  $h$  – ширина зазора, м;  $R_0, R_1$  – радиальные координаты, ограничивающие канал, м;  $i_x, i_y, i_z$  – орты в биконической системе координат

В пределах изменения параметров переработки расплавы некоторых полимеров ведут себя как ньютоновские жидкости [3]. Для практически интересных расходов таких жидкостей  $Q \approx 0.5 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3/\text{с}$ , их реофизических свойств:  $\mu \sim 10^3 \text{ Па} \cdot \text{с}$ ,  $\rho \sim 2500 \text{ кг}/\text{м}^3$ ,  $\lambda \sim 0.2 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$ ,  $\Delta T_{\text{thcol}} \sim 6^\circ\text{К}$  [4] и геометрических размерах канала:  $\alpha \sim 5 \dots 90^\circ$ ,  $h \sim 0.01 \dots 0.1 \text{ м}$ ,  $L \leq 0.5 \text{ м}$  (рис. 1), число Нема – Гриффита при тчении в соосном коническом канале  $Gn \ll 1$ , число Рейнольдса  $Re \ll 1$ .

Величина числа  $Gn$  говорит о том, что диссипативные эффекты не влияют на динамику течения и ими можно пренебречь, что вместе с хорошим термостатированием экструдеров [2] позволяет рассматривать течение в кольцевых конических каналах экструзионных головок как аксиально-симметричное изотермическое течение.

Система уравнений, описывающих такое течение между эквидистантными коническими поверхностями, автором получена в работе [5] в приближении Озеена, которая в биконических координатах, определяемых преобразованием [6]:

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

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

$$x' = (R \sin \alpha - X \cos \alpha) \cos \psi = \Omega \cos \psi \quad (3)$$

и безразмерных переменных:

$$\xi = \frac{R}{h}, \quad \chi = \frac{X}{h}, \quad V_0 = \frac{Q}{\pi h (2R_0 \sin \alpha - h \cos \alpha)}, \quad v = \frac{V_R}{V_0}, \quad \Pi = \frac{(P - P_0)h}{\mu V_0},$$

записывается как:

$$Re_0 \bar{v} \frac{\partial v}{\partial \xi} = -\frac{\partial \Pi}{\partial \xi} + \frac{1}{\sigma} \frac{\partial}{\partial \chi} \left( \sigma \frac{\partial v}{\partial \chi} \right), \quad (4)$$

$$\frac{\partial \Pi}{\partial \chi} - \frac{\cos \alpha \sin \alpha}{\sigma^2} v = 0, \quad (5)$$

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

где  $Re_0 = \frac{\rho h V_0}{\mu}$ ,  $\sigma = \xi \sin \alpha - X \cos \alpha$ ,  $\bar{v} = \frac{2\xi_0 \sin \alpha - \cos \alpha}{2\xi \sin \alpha - \cos \alpha}$  – средняя по поперечному сечению канала безразмерная скорость.

Выполняя оценку величины членов в уравнениях движения, получим  $\frac{\partial \Pi}{\partial \xi} \approx v + Re_0 \frac{v}{\xi}$ ,  $\frac{\partial \Pi}{\partial \chi} \approx \frac{v}{\xi^2 \operatorname{tg} \alpha}$ , и поскольку  $\xi$  в промышленных приложениях, как правило, больше ширины канала, т.е.  $\xi > 1$ , мы можем считать, что  $\frac{\partial \Pi}{\partial \chi} = 0$  и пренебречь инерционным членом в уравнении (4), которое после этого запишется в виде:

$$\frac{\partial \Pi}{\partial \xi} = \frac{1}{\sigma} \frac{\partial}{\partial \chi} \left( \sigma \frac{\partial v}{\partial \chi} \right). \quad (7)$$

Заметим, что минимально возможное значение  $\xi$  определяется соотношением

$$\xi_{\min} = \frac{1}{\operatorname{tg} \alpha}.$$

Граничными условиями для системы уравнений (5) и (7) являются условие прилипания на стенках канала и заданное давление на входе в канал. В случае диффузорного течения граничные условия запишутся как:

$$v = 0, \quad \chi = 0, \quad (8)$$

$$v = 0, \quad \chi = 1, \quad (9)$$

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

где  $\xi_0$  – безразмерная координата входа в диффузор.

В работах [7, 8] решение для диффузорного течения получено в приближении  $\xi \operatorname{tg}(\alpha) \gg 1$  и имеет вид:

$$v^* = \frac{6(2\xi_0 \sin \alpha - \cos \alpha)}{\cos \alpha - 2\xi \sin \alpha} (\chi^2 - \chi), \quad (11)$$

$$\Pi^* = -\frac{6(\cos \alpha - 2\xi_0 \sin \alpha)}{\sin \alpha} \ln \frac{1 - 2\xi \operatorname{tg} \alpha}{1 - 2\xi_0 \operatorname{tg} \alpha}. \quad (12)$$

С помощью распределения скорости (11) в работах [8–11] решены задачи ламинарного конвективного теплообмена в конической щели постоянной ширины при различных граничных условиях.

В данной работе мы уточним пределы применимости полученных ранее решений.

Для этого проинтегрируем уравнение (7) с граничными условиями (8) и (9). В результате получим выражение, определяющее распределение безразмерной скорости жидкости в канале:

$$v = \frac{1}{4} \frac{d\Pi}{d\xi} \left[ \chi^2 - 2\xi \operatorname{tg} \alpha + (2\xi \operatorname{tg} \alpha - 1) \frac{\ln \left( 1 - \frac{\chi}{\xi} \operatorname{ctg} \alpha \right)}{\ln \left( 1 - \frac{1}{\xi} \operatorname{ctg} \alpha \right)} \right]. \quad (13)$$

Выражение (13) показывает, что профиль скорости зависит от продольной координаты  $\xi$ . Профиль скорости, определяемый выражением (9), также зависит от  $\xi$ , но остается вдоль канала параболическим, а изменяется только абсолютная величина скорости вследствие изменения площади поперечного сечения канала. Профиль скорости (13) уже не является параболическим, и изменение  $\xi$  будет существенно влиять на распределение скорости поперек канала. Необходимо заметить, что зависимость (11) и (13) от  $\xi$  не является характеристикой нестационарности течения, т.е. влияния инерционных членов, а показывает влияние геометрии канала на стационарное течение жидкости.

Далее, используя уравнение неразрывности (6), записанное с учетом постоянства расхода в любом поперечном сечении канала как:

$$\int_0^1 (\xi \sin \alpha - \chi \cos \alpha) v d\chi = 0.5(2\xi_0 \sin \alpha - \cos \alpha), \quad (14)$$

получим выражение для определения градиента безразмерного давления вдоль канала:

$$\frac{d\Pi}{d\xi} = \frac{8(2\xi_0 \sin \alpha - \cos \alpha)}{4\xi \sin \alpha (1 - \xi \operatorname{tg} \alpha) - \cos \alpha + \frac{(2\xi \sin \alpha - \cos \alpha) E}{\ln \left( 1 - \frac{1}{\xi \operatorname{tg} \alpha} \right)}}, \quad (15)$$

где  $E = (\xi \operatorname{tg} \alpha - 1)^2 \left[ 1 - 2 \ln \left( 1 - \frac{1}{\xi \operatorname{tg} \alpha} \right) \right] - (\xi \operatorname{tg} \alpha)^2$ .

Если в выражениях (13) и (15) выполнить разложение логарифмов в ряд Тейлора по малым параметрам  $\frac{\chi}{\operatorname{tg} \alpha}$  и  $\frac{1}{\operatorname{tg} \alpha}$  и удержать только два первых члена ряда, т.е. пренебречь членами с величиной  $O\left[\left(\frac{1}{\xi \operatorname{tg} \alpha}\right)^3\right]$  и меньше, мы получим зависимости (11) и (12). Это означает, что результаты расчетов по формулам (11), (12) и (13), (15) будут практически совпадать при  $\xi \operatorname{tg} \alpha \gg 1$ .

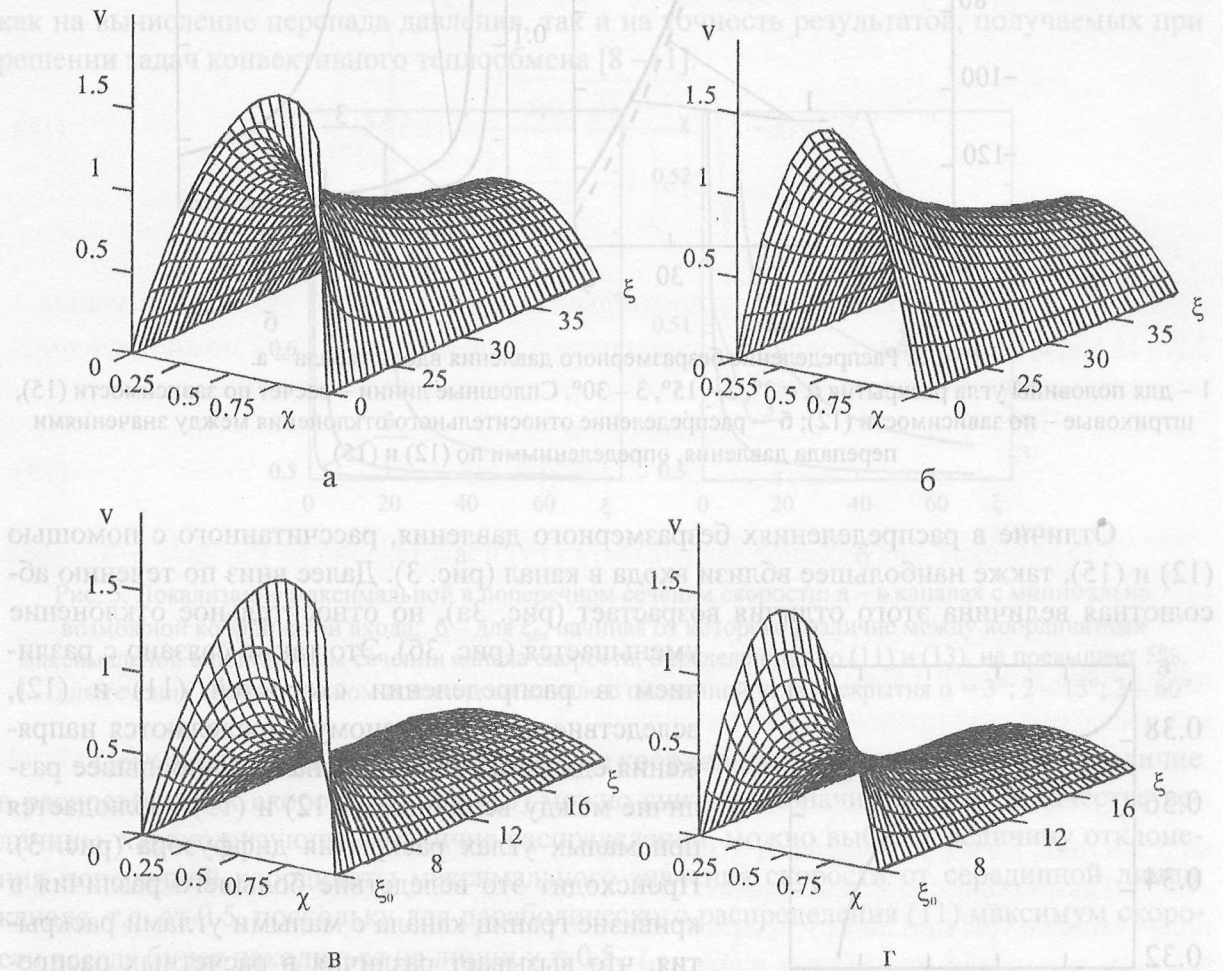


Рис. 2. Распределение безразмерной скорости в соосном коническом канале постоянной ширины для полуугла раскрытия конических поверхностей  $\alpha = 3^\circ$  – (а, б) и  $15^\circ$  (в, г); (а, в) – распределения, полученные с помощью (11), (б, г) – с помощью (9)

Для определения более точных границ возможного применения ранее полученных результатов рассмотрим распределения скорости и давления в конической щели постоянной ширины, вычисленные с помощью выражений (11), (12) и (13), (15).

Для полууглов раскрытия диффузора, принадлежащих интервалу  $0^\circ < \alpha < 85^\circ$  в каналах с минимально возможной координатой входа  $\xi_0 = \xi_{\min}$  в начале течения, наблюдается значительное различие между распределениями (11) и (13) (рис. 2), что свя-

зано с влиянием разности кривизны внутренней и внешней поверхностей канала. Далее вдоль течения эта разность уменьшается, и распределения скорости на некотором расстоянии от входа в канал практически совпадают (рис.2).

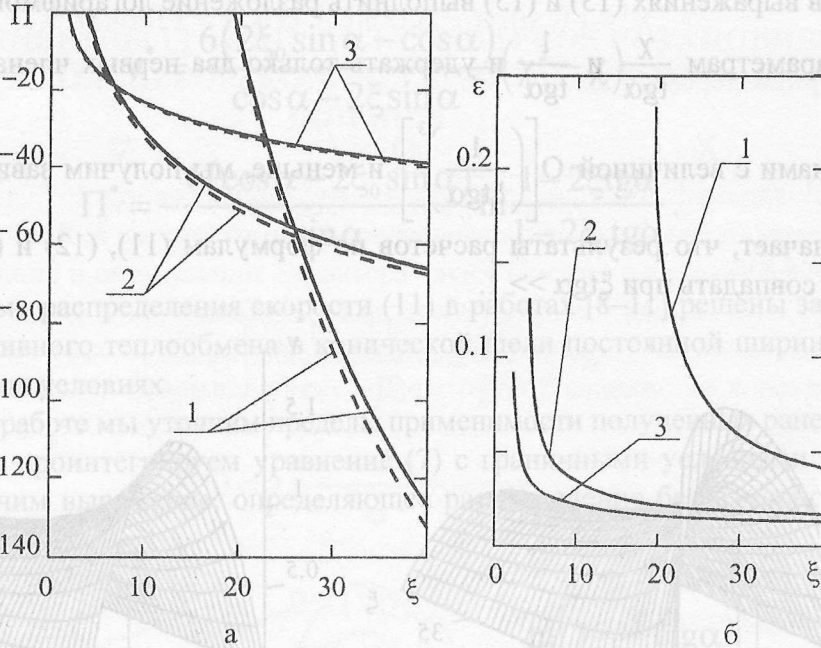


Рис. 3. Распределение безразмерного давления вдоль канала – а.

1 – для половины угла раскрытия  $\alpha = 3^\circ$ , 2 –  $15^\circ$ , 3 –  $30^\circ$ . Сплошные линии – расчет по зависимости (15), штриховые – по зависимости (12); б – распределение относительного отклонения между значениями перепада давления, определенными по (12) и (15)

Отличие в распределениях безразмерного давления, рассчитанного с помощью (12) и (15), также наибольшее вблизи входа в канал (рис. 3). Далее вниз по течению абсолютная величина этого отличия возрастает (рис. 3а), но относительное отклонение уменьшается (рис. 3б). Это также связано с различием в распределении скоростей (11) и (12), вследствие чего по разному определяются напряжения сдвига на стенках канала. Наибольшее различие между величинами (12) и (15) наблюдается при малых углах раскрытия диффузора (рис. 3).

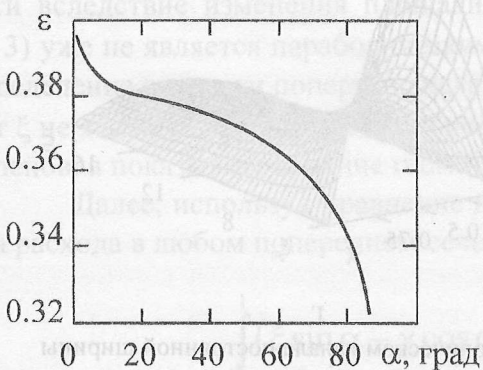


Рис. 4. Зависимость среднеквадратичного отклонения распределений безразмерных скоростей (11) и (13) на входе в канал с минимально возможным  $\xi_0$  от половины угла раскрытия конусов

Происходит это вследствие большего различия в кривизне границ канала с малыми углами раскрытия, что вызывает различия в расчетных распределениях скорости и, соответственно, в определениях напряжения сдвига на границах канала. Далее по течению различие в распределениях скорости (11) и (13) уменьшается, и, как следствие, уменьшается относительное отклонение в перепадах давления, рассчитанных по (12) и (15).

Величину различия в распределении скорости (11) и (13) мы можем оценить, вычисляя среднеквадратичное отклонение скоростей в  $N + 1$  точке, которые делят ширину канала на  $N$  равных интервалов при  $N \rightarrow \infty$ :

$$\varepsilon = \lim_{N \rightarrow \infty} \sqrt{\frac{\sum_{i=0}^N \left( \frac{v_i^* - v_i}{v_i} \right)^2}{N+1}} \quad (16)$$

Вычисляя  $\varepsilon$  для различных углов  $\alpha$ , получим зависимость, показанную на рис.4. Мы видим, что среднеквадратичное отклонение между распределениями скорости (11) и (12) при  $\xi = \xi_{\min}$  в пределах изменения углов раскрытия  $0^\circ < \alpha < 85^\circ$  изменяется незначительно, и только при приближении  $\alpha$  к  $90^\circ$   $\varepsilon \rightarrow 0$  это означает, что в практически интересном диапазоне изменения углов раскрытия диффузора наблюдается существенное различие в распределениях скорости (11) и (13) вблизи  $\xi = \xi_{\min}$ , а это может влиять как на вычисление перепада давления, так и на точность результатов, получаемых при решении задач конвективного теплообмена [8–11].

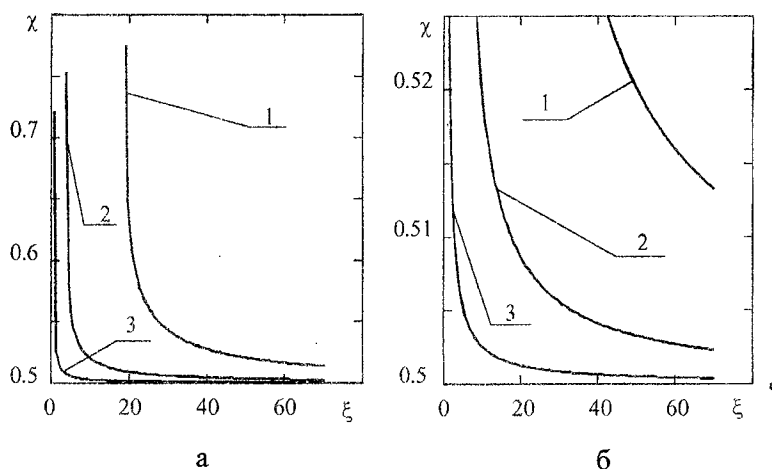


Рис. 5. Локализация максимальной в поперечном сечении скорости: а – в каналах с минимально возможной координатой входа; б – для  $\xi_0$ , начиная от которого различие между координатами максимальной в поперечном сечении канала скорости, определенной по (11) и (13), не превышает 5%. 1 – для течения в коаксиальном коническом канале с половиной угла раскрытия  $\alpha = 3^\circ$ ; 2 –  $15^\circ$ ; 3 –  $60^\circ$

Поэтому давайте определим значение координаты  $\xi$ , начиная с которой различие в распределениях скорости (11) и (13) можно считать незначительным. В качестве величины, характеризующей различие распределений, можно выбрать величину отклонения поперечной координаты максимального значения скорости от серединной линии канала, т.е. от 0.5, поскольку для параболического распределения (11) максимум скорости всегда будет находиться на линии  $\chi = 0.5$ .

Локализацию максимальных значений скорости для распределения (13) мы определим из условия  $\frac{dv}{d\chi} = 0$ , что приводит к выражению:

$$\chi = \xi \operatorname{tg} \alpha - \sqrt{\frac{1 - 2\xi \operatorname{tg} \alpha}{2 \ln \left( 1 - \frac{1}{\xi \operatorname{tg} \alpha} \right)}} \quad (17)$$

Для каналов с координатой входа  $\xi = \xi_{\min}$  максимальное значение скорости на входе в канал локализуется вблизи координаты  $\chi \sim 0.75$  (рис. 5) и далее вниз по течению приближается к серединной линии канала (рис. 5). В каналах с большими углами раскрытия локализация максимума скорости достигает координаты  $\chi = 0.5$  на значительно более коротком расстоянии от входа в канал, чем для каналов с малыми углами раскрытия (рис. 5). Это понятно, потому что в каналах с большими углами раскрытия при увеличении продольной координаты  $\xi$ , происходит более значительное уменьшение различия в кривизне стенок канала.

Далее определим продольные координаты  $\xi'$ , для которых различие в координатах локализации максимальных значений скорости распределений (11) и (13) не превышает 5%, т.е.  $\frac{\chi - 0.5}{0.5} = 0.5$ , откуда для  $\xi'$  получаем уравнение:

$$\xi' \operatorname{tg} \alpha - \sqrt{\frac{1 - 2\xi' \operatorname{tg} \alpha}{2 \ln \left( 1 - \frac{1}{\xi' \operatorname{tg} \alpha} \right)}} = 0.525. \quad (18)$$

Решением уравнения (18) относительно аргумента  $\xi' \operatorname{tg} \alpha$  является значение  $\sim 2.22$ . И тогда величина продольной координаты  $\xi'$ , начиная с которой можно использовать ранее полученное решение (11) и (12), определится соотношением:

$$\xi' = 2.22 \operatorname{ctg} \alpha. \quad (19)$$

Графическое изображение зависимости (19) представлено на рисунке 6, которое можно использовать, как диаграмму для определения  $\xi'$ .

Распределения скорости (11) и (13) для продольной координаты  $\xi = \xi'$  отличаются очень незначительно друг от друга по сравнению с распределениями при минимально возможной продольной координате  $\xi = \xi_{\min}$  (рис. 7).

Величины перепада давления при диффузорном течении в канале с координатой входа  $\xi_0 = \xi'$ , рассчитанные по (12) и (15), даже вблизи входа отличаются не более, чем на 0.5% (рис. 8), и с увеличением  $\xi$  это различие уменьшается.

Таким образом, можно сделать вывод, что при определении перепада давления и поля температуры при диффузорном течении в соосном коническом канале постоянной ширины мы можем пренебречь влиянием различия кривизны граничных поверхностей на распределение скорости, если координата входа в канал не меньше  $\xi'$  (19), и именно для этих случаев справедливы решения, полученные ранее в работах [8–11].

При рассмотрении конфузорного течения, используя введенные безразмерные величины для решения задачи (4) – (6) с граничными условиями:

$$V = 0, \quad \chi = \pm 1, \quad (20)$$

$$P_c = 0, \quad l = 0, \quad (21)$$



где  $l = \xi_1 - \xi$ ,  $\xi_1$  – безразмерная координата входа в конфузор (рис. 1), и учетом изменения знака скорости, получаем выражения для определения безразмерного давления:

$$\Pi_c^* = -\frac{6(\cos \alpha - 2\xi_0 \sin \alpha)}{\sin \alpha} \ln \left[ \frac{1 - 2(\xi_1 - 1) \operatorname{tg} \alpha}{1 - 2\xi_1 \operatorname{tg} \alpha} \right], \quad (22)$$

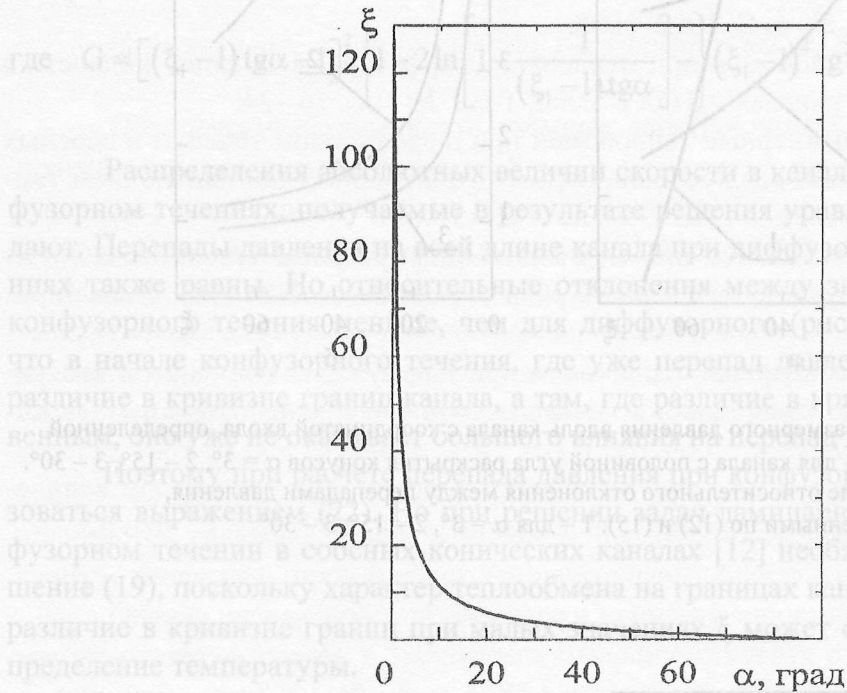


Рис. 6. Зависимость величины безразмерной продольной координаты, начиная с которой относительное отклонение между величинами поперечных координат максимальных значений скорости, определенных по (11) и (13), не превосходит 5% от половины угла раскрытия канала

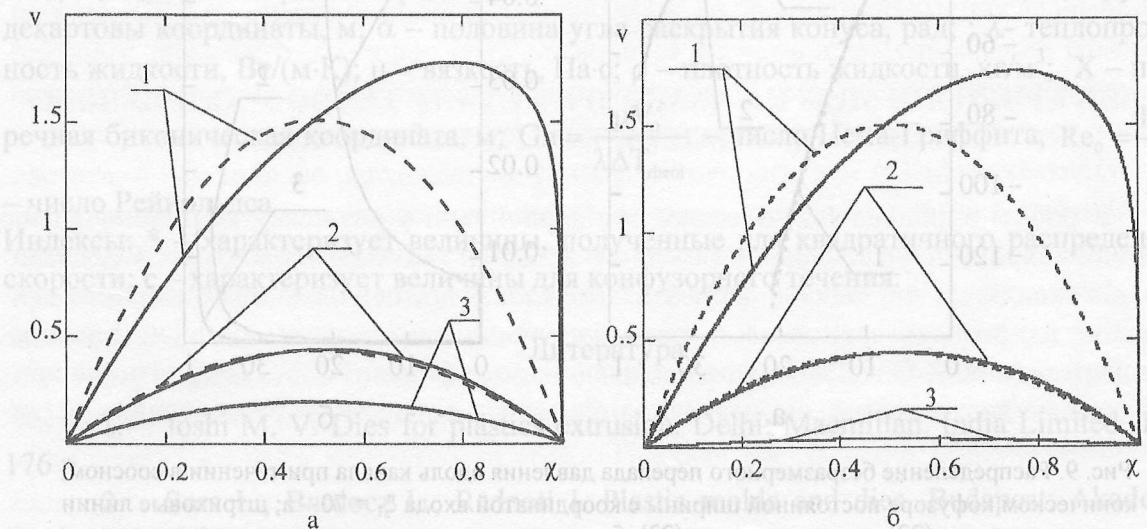


Рис. 7. Распределение безразмерной скорости поперек канала: а – для канала с половиной угла раскрытия  $\alpha = 3^\circ$ ; б – для  $\alpha = 15^\circ$ . 1 – распределение на входе в канал:  $\xi_0 = 19.081$  для  $\alpha = 3^\circ$  и  $\xi_0 = 3.738$  для  $\alpha = 15^\circ$ ; 2 – распределение для продольной координаты  $\xi$ , при котором координата  $\chi$  максимальной скорости (13) отличается от 0.5 на 5%:  $\xi = 42.333$  для  $\alpha = 3^\circ$  и  $\xi = 8.28$  для  $\alpha = 15^\circ$ ; 3 – распределение для  $\xi = 80$

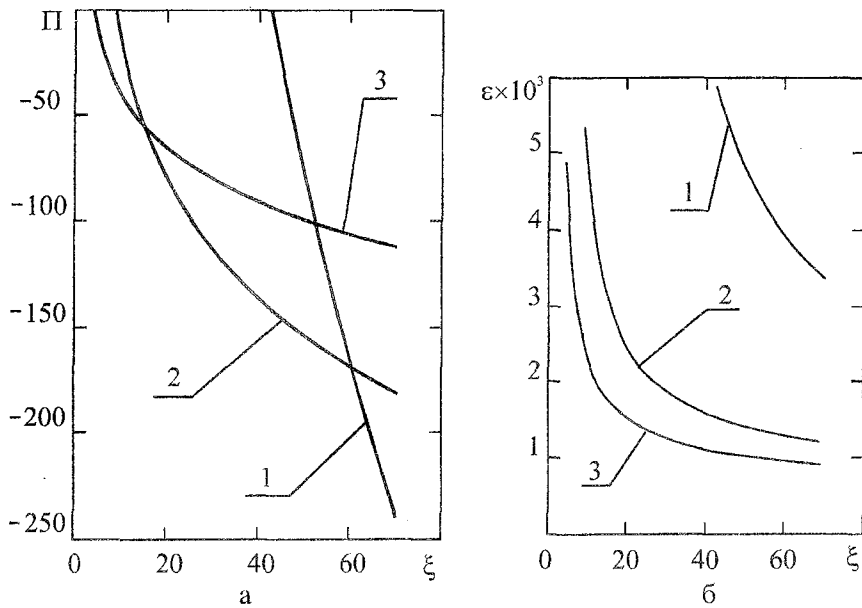


Рис. 8. Распределение безразмерного давления вдоль канала с координатой входа, определенной по зависимости (19) – (а): 1 – для канала с половиной угла раскрытия конусов  $\alpha = 3^\circ$ , 2 –  $15^\circ$ , 3 –  $30^\circ$ . б – распределение относительного отклонения между перепадами давления, определенными по (12) и (15): 1 – для  $\alpha = 3^\circ$ , 2 –  $15^\circ$ , 3 –  $30^\circ$

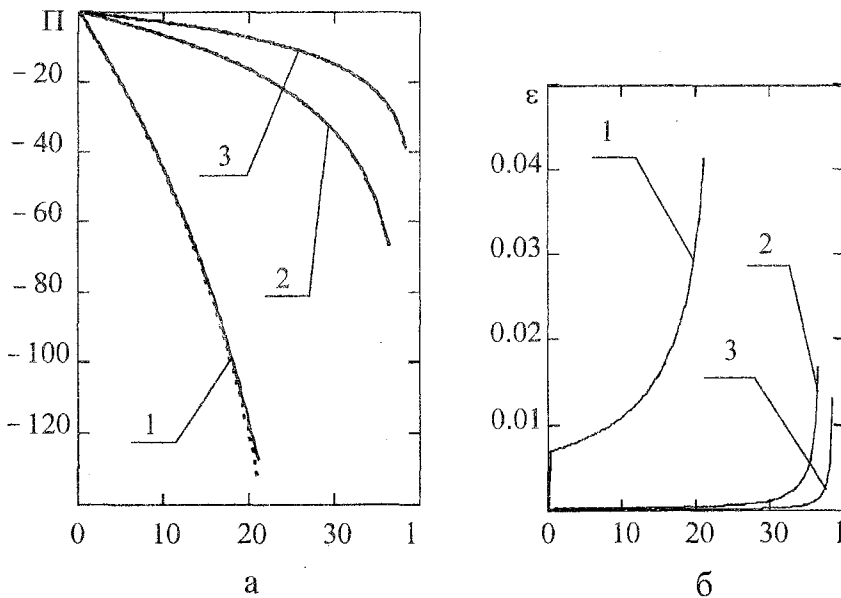


Рис. 9. Распределение безразмерного перепада давления вдоль канала при течении в соосном коническом кофзуре постоянной ширины с координатой входа  $\xi_1 = 70$  – а; штриховые линии для выражения (22); сплошные – для (23); б – распределение относительного отклонения между перепадами давления, определенными по (22) и (23): 1 – для  $\alpha = 3^\circ$ , 2 –  $15^\circ$ , 3 –  $30^\circ$

$$\frac{d\Pi_c}{dl} = \frac{8(2\xi_0 \sin \alpha - \cos \alpha)}{4(\xi_1 - 1) \sin \alpha [1 - (\xi_1 - 1) \operatorname{tg} \alpha] - \cos \alpha + \frac{[2(\xi_1 - 1) \sin \alpha - \cos \alpha] G}{\ln \left[ 1 - \frac{1}{(\xi_1 - 1) \operatorname{tg} \alpha} \right]}}, \quad (23)$$

где  $G = [(\xi_1 - 1) \operatorname{tg} \alpha - 1]^2 \left\{ 1 - 2 \ln \left[ 1 - \frac{1}{(\xi_1 - 1) \operatorname{tg} \alpha} \right] \right\} (\xi_1 - 1)^2 \operatorname{tg}^2 \alpha.$

Распределения абсолютных величин скорости в канале при диффузорном и конфузорном течениях, получаемые в результате решения уравнения (7), очевидно совпадают. Перепады давления на всей длине канала при диффузорном и конфузорном течениях также равны. Но относительные отклонения между значениями (22) и (23) для конфузорного течения меньше, чем для диффузорного (рис. 9). Это объясняется тем, что в начале конфузорного течения, где уже перепад давления незначителен, мало и различие в кривизне границ канала, а там, где различие в кривизне становится существенным, оно уже не оказывает большого влияния на перепад давления в целом.

Поэтому при расчете перепада давления при конфузорном течении можно пользоваться выражением (22). Но при решении задач ламинарного теплообмена при конфузорном течении в соосных конических каналах [12] необходимо учитывать соотношение (19), поскольку характер теплообмена на границах канала может быть разным, и различие в кривизне границ при малых значениях  $\xi$  может оказывать влияние на распределение температуры.

#### Обозначения

$h$  – ширина канала, м;  $P, P_0$  – давление текущее и на входе, Па;  $Q$  – объемный расход, м<sup>3</sup>/с;  $R, R_0, R_1$  – координата радиальная и входа в канал и выхода из него, м;  $x, y, z$  – декартовы координаты, м;  $\alpha$  – половина угла раскрытия конуса, рад;  $\lambda$  – теплопроводность жидкости, Вт/(м·К);  $\mu$  – вязкость, Па·с;  $\rho$  – плотность жидкости, кг/м<sup>3</sup>;  $X$  – поперечная биконическая координата, м;  $Gn = \frac{\mu V_0^2}{\lambda \Delta T_{\text{теол}}}$  – число Нема-Гриффита,  $Re_0 = \frac{h V_0 \rho}{\mu}$

– число Рейнольдса.

Индексы: \* – характеризует величины, полученные для квадратичного распределения скорости; с – характеризует величины для конфузорного течения.

#### Литература

1. Joshi M. V. Dies for plastics extrusion. Delhi: Macmillan. India Limited, 1984. 176 p.
2. Sors L., Bardocz L., Radnoti I. Plastic molds and dies. Budapest: Akademiai Kiado, 1980. 495 p.
3. Пономаренко В.Г., Потebня 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.

4. Ульев Л.М. Течение и теплообмен высоковязкой жидкости в круглом конфузоре // ТОХТ. 1992. Т. 26, №2. С. 243 – 253.
5. Ульев Л.М. Развитие ламинарного диффузорного течения в конической щели постоянной ширины // ITE. 2000, № 1. С. 57 – 69.
6. Гольдин А.М., Карамзин В.А. Гидродинамические основы процессов тонкослойного сепарирования. М.: Агропромиздат, 1985. 264 с.
7. Ульев Л.М. Медленные течения между соосными коническими поверхностями // ИФЖ. 1998. Т. 71, №. 6. С. 1092- 1098.
8. Ульев Л.М. Теплообмен при медленном диффузорном течении жидкости в коаксиальных конических каналах // ТОХТ. 2000. Т. 34. № 1. С. 16 –24.
9. Ульев Л.М. Ламинарный теплообмен при диффузорном течении в соосных конических зазорах для граничных условий первого рода с линейным изменением температуры стенок вдоль течения. // ITE. 1999. № 4. С. 45 – 59.
10. Ульев Л.М. Теплообмен при медленном диффузорном течении в коническом зазоре с граничными условиями первого рода // Вестник ХГПУ. 1999. Вып. 56. С. 37-52.
11. Ульев Л.М. Ламинарный теплообмен при диффузорном течении в коаксиальном коническом канале с переменной температурой внутренней стенки // ТОХТ. 2001. Т. 35, № 1. С. 31 – 41.
12. Ульев Л.М. Теплообмен при медленном течении в коаксиальных конических конфузорах для граничных условий первого рода // ITE. 1999. № 2. С. 40 – 52.

УДК 532.5; 678.027

Ульев Л.М.

### **ВПЛИВ КРИВИЗНИ МЕЖ НА ЛАМІНАРНУ СТАЛУ ТЕЧІЮ У КІЛЬЦЕВОМУ КОНІЧНОМУ КАНАЛІ ПОСТІЙНОЇ ШИРИНИ**

У роботі вирішена задача сталої ламинарної течії у соусному конічному каналі постійної ширини з урахуванням різниці у кривизні межових поверхонь. Одержано розподіл швидкості та тиску у каналі в залежності від основних параметрів задачі. Показано, що розподіл швидкості поперек каналу є несиметричним відносно середньої поверхні каналу. Одержане рішення зрівнюється з рішенням. У якому різниця кривизні меж не враховується, що дозволило визначити точну межу застосування останнього рішення.