УДК 532. 135; 532.5

Л.Л. Товажнянський,
д-р. техн. наук, проф.
Національний технічний університет «Харківський політехнічний інститут»
Е.В. Білецький,
канд. техн. наук, доц.
Харківський торговельно-економічний інститут КНТЕУ
Ю.А. Толчинський,
канд. техн. наук, доц.
Національний технічний університет «ХПІ»

ДЕЯКІ АСПЕКТИ ПОЗДОВЖНЬО-ПОПЕРЕЧНОЇ ТЕЧІЇ СТИСНЕНОЇ РІДИНИ, ЩО ЗАЛЕЖИТЬ ВІД ШВИДКОСТІ ЗРУШЕННЯ І ТИСКУ ВЗДОВЖ ЩІЛИННОГО КАНАЛУ

Вивчена проблема математичного моделювання квазі-в'язкого потоку рідини в щілинних каналах шнекових машин. Наводиться рівняння для визначення величин тиску у каналі. Отримані дані дозволяють моделювати течії в'язкопластичних рідин з іншою реологією.

Ключові слова: *в'язкопластична рідина, течія Куетта, швидкість зрушення, модель реології, щілинний канал, шнекова машина.*

У технічній літературі наведено різноманітні способи рішення задач, пов'язаних із течією в'язкопластичних рідин. Метою рішення будь-якого завдання за течією рідини є знаходження значень тиску й вектора швидкості в кожній точці всередині каналу.

Метою даної статті є складання математичної моделі поздовжньо-поперечної течії неньютонівської стискаючої рідини в щілинному каналі та отримання рівняння для визначення тиску. При цьому враховується те, що в'язкість рідини залежить від другого інваріанта тензора швидкості деформацій і від тиску.

В першій частині роботи авторів [2] наводився алгоритм зведення тривимірної задачі до суперпозиції одномірної течії. В результаті чого було отримано та вирішено рівняння для визначення величини втрат. Використовуючи цей спосіб, як підґрунтя, можна отримати рівняння для градієнтів тисків $\partial p/\partial z$ і $\partial p/\partial x$, які мають у скороченому записі такий загальний вид:

$$\frac{\dot{m}}{\rho} = \dot{V}_z; \quad \dot{V}_x = 0. \tag{1}$$

де $\dot{m}$ — масові витрати; ρ — щільність рідини; $\dot{V}_{z,}\ \dot{V}_x$ — витрати в поздовжньому та поперечному напрямках; P — тиск; x, z координати в каналі: z — уздовж; x — поперек.

Величини витрат $\dot{V}_{z,}\ \dot{V}_x$ складним чином залежать від тиску та його градієнтів через те, що реологічне рівняння стану рідини, яка розглядається в даній роботі, має наступний вигляд:

$$\mu = \alpha(P) + \beta(P)\sqrt{I_2}, \tag{2}$$

де μ — в'язкість рідини, α, β — функції тиску довільного виду; I_2 — другий інваріант тензора швидкості деформацій.

В першій частині цієї статті виведена формула для витрат, яка має доволі складну структуру по відношенню до величин P, $\partial P/\partial z$, $\partial P/\partial x$. Тому має сенс вивчити властивості цієї формули у деяких випадках, коли цю формулу можна спростити. Метою спрощення є отримання рівняння для визначення залежності величини тиску P від повздовжньої координати в каналі. Як показано в роботі [ч. I] в вираження для $\dot{V}_z, \dot{V}_x$ входять величини y_z^*, y_x^*, які мають наступний вигляд:

$$y_z^* = -\frac{w_{\|}^+ - w_{\|}^-}{\frac{\alpha_z}{\beta_z} - 2\left(\frac{\alpha_z^2}{4\beta_z^2} + \frac{h}{\beta_z}\frac{\partial P}{\partial Z}\right)^{1/2}}, \quad y_x^* = -\frac{w_{\perp}^+ - w_{\perp}^-}{\frac{\alpha_x}{\beta_x} - 2\left(\frac{\alpha_x^2}{4\beta_x^2} + \frac{h}{\beta_x}\frac{\partial P}{\partial x}\right)^{1/2}}, \tag{3}$$

де $w_{\|}^{\pm}$ — швидкості повздовжнього руху кордонів каналу; $w_{\perp}^{\pm}$ — швидкості поперечного руху кордонів каналу, h — напівтовщина каналу. Величини α_z, β_z, α_x, β_x — складні функції тиску P, щільності $\rho(P)$, кордонних швидкостей $w_{\|}^{\pm}$, $w_{\perp}^{\pm}$, довжини L та товщини h каналу. Їх вид наведений в [ч. I].

З того, як величина y^* входить у вираження для $\dot{V}_z$ й $\dot{V}_x$ можна зробити висновок про те, що для дозволу рівнянь (1) щодо градієнтів $\partial P/\partial_x$ і $\partial P/\partial_z$ необхідно представити вираження для витрат у максимально спрощеному виді так, щоб їх можна було розрішити щодо величин y_z^* і y_x^*. Знаючи ці величини, з рівняння (1) можна було б знайти P/∂_x й $\partial P/\partial_z$. Виходячи з вищезазначеного, можна розглянути два випадки співвідношення характеристик течії. У першому випадку потрібне виконання нерівності $\left(\alpha_i^2 / 4\beta_i^2\right) >> h\left(\partial p / \partial x_i\right) / \beta_i$, $i = x, z$. У другому випадку потрібне виконання протилежної нерівності: $\left(\alpha_i^2 / 4\beta_i^2\right) << h\left(\partial p / \partial x_i\right) / \beta_i$, $i = x, z$. З формул (1) витікає, що вираження для витрат спрощуються й набувають такий вид:

$$\dot{V}_i = W_\theta^+(h - y_i^*) + W^-(h + y_i^*) + \frac{\alpha_i}{2\beta_i}(h^2 + y_i^{*2}) - \frac{4}{3}\frac{\beta_i}{\partial p / \partial x_i}\cdot\left(\frac{\alpha_i^2}{4\beta_i^2}\right)^{3/2} h,$$

$$\frac{\alpha_i^2}{4\beta_i^2} >> \frac{h}{\beta_i}\frac{\partial p}{\partial x_i}, \tag{4}$$

$$\dot{V}_i = W_\theta^+(h - y_i^*) + W^-(h + y_i^*) + \frac{\alpha_i}{2\beta_i}(h^2 + y_i^{*2}) - \frac{2}{5}\frac{I}{\beta_i}\frac{\partial p}{\partial x_i}\times$$
$$\times\left[\left(h - y_i^*\right)^{5/2} + \left(h + y_i^*\right)^{5/2}\right]$$

$$\frac{\alpha_i^2}{4\beta_i^2} << \frac{h}{\beta_i}\frac{\partial p}{\partial x_i}.$$

Якщо далі розглядати екстремальні профілі швидкості, то $y_i^* \in (-h, +h)$ так, що в другому вираженні (4) праву частину можна спростити, розклавши в ряд по величині y_i^*. Остаточний варіант рівнянь, що визначають у цих крайніх випадках тиск, такий:

$$\frac{\dot{m}}{\rho} = W_{\|y}^+(h - y_z^*) + W_{\|y}^-(h + y_z^*) + \frac{\alpha_z}{2\beta_z}(h^2 + y_z^{*2}) - \frac{4}{3}\frac{\beta_z}{\partial p / \partial z}\cdot\left(\frac{\alpha_z^2}{4\beta_z^2}\right)^{3/2} h,$$

$$\frac{\dot{m}}{\rho} = W_{\|y}^+(h - y_z^*) + W_{\|y}^-(h + y_z^*) + \frac{\alpha_z}{2\beta_z}(h^2 + y_z^{*2}) - \frac{4}{5}h^{5/2}\cdot\left(\frac{I}{\beta_z}\frac{\partial p}{\partial z}\right)^{1/2}, \tag{5}$$

$$0 = W^{+}_{\perp x}(h - y^{*}_{x}) + W^{-}_{\perp x}(h + y^{*}_{x}) + \frac{\alpha_x}{2\beta_x}(h^2 + y^{*}_{x})^2 - \frac{4}{3}\frac{\beta_x}{\partial p / \partial x}\cdot\left(\frac{\alpha_x^2}{4\beta_x^2}\right)^{3/2} h,$$

$$0 = W^{+}_{\perp x}(h - y^{*}_{x}) + W^{-}_{\perp x}(h + y^{*}_{x}) + \frac{\alpha_x}{2\beta_x}(h^2 + y^{*}_{x})^2 - \frac{4}{5}h^{5/2}\cdot\left(\frac{I}{\beta_x}\frac{\partial p}{\partial x}\right)^{1/2}.$$

Далі для рішення рівнянь можна зробити таким чином: знайти граничні вираження для y^{*}_{z} й y^{*}_{x} для двох зазначених вище нерівностей. Потім підставити ці граничні вираження в рівняння (5) і обчислив їх, одержати відповідні рішення. Потім побудувати узагальнюючу формулу цих рішень для тисків, використовуючи принцип граничної відповідності [7]. Є інший шлях. Відразу побудувати узагальнюючу формулу для витрат $\dot{V}_z$ і $\dot{V}_x$, а потім, виключивши величини y^{*}_{z}, y^{*}_{x}, знайти тиск. Два зазначених тут способи рівноцінні й мають приблизно однакову точність.

Використовуючи граничні вираження для y^{*}_{z} й y^{*}_{x} після нескладних перетворень можна прийти до таких рівнянь:

$$\left[\frac{\dot m}{\rho}\delta_i - \left(W^{+}_{\theta} + W^{-}_{\theta}\right)h - \frac{\alpha_i}{2\beta_i}h^2\right]\left(\frac{\partial p}{\partial x_i}\right)^2 + \left[\frac{\left(W^{+}_{\theta} - W^{-}_{\theta}\right)^2\alpha_i}{2h} + \frac{4}{3}\left(\frac{\alpha_i^2}{4\beta_i^2}\right)^{3/2}\beta_i\right]\times$$

$$\times\frac{\partial p}{\partial x_i} - \frac{\alpha_i^3}{2\beta_i}\frac{\left(W^{+}_{\theta} - W^{-}_{\theta}\right)^2}{4h^2} = 0;$$

$$y^{*}_{i} = \frac{\alpha_i}{2}\cdot\frac{W^{+}_{\theta} - W^{-}_{\theta}}{h\,\partial p / \partial x_i}; \tag{6}$$

$$\frac{4}{5}\frac{h^{5/2}}{\beta_i^{1/2}}\left(\frac{\partial p}{\partial x_i}\right)^{3/2} + \left[\frac{\dot m}{\rho}\delta_i - \left(W^{+}_{\theta} + W^{-}_{\theta}\right)h - \frac{\alpha_i}{2\beta_i}h^2\right]\frac{\partial p}{\partial x_i} -$$

$$\frac{\left(W^{+}_{\theta} - W^{-}_{\theta}\right)^2}{2\,(h / \beta_i)^{1/2}}\left(\frac{\partial p}{\partial x_i}\right)^{1/2} - \frac{\alpha_i}{8h}\left(W^{+}_{\theta} - W^{-}_{\theta}\right) = 0;$$

$$y^{*}_{i} = \frac{W^{+}_{\theta} - W^{-}_{\theta}}{2\,(h / \beta_i)^{1/2}\,(\partial p / \partial x_i)^{1/2}},$$

$$= \| z,\ i = z;\quad \mathrm{q} = \perp x,\ i = x$$

де $\delta_i = 0$, $i = x$; $\delta_i = 1$, $i = z$. Перше рівняння є квадратним відносно $\partial p/\partial x_i$ і може бути вирішено без зусиль. Друге рівняння є кубічним відносно $(\partial p/\partial x_i)^{1/2}$, його теж можна рішити за формулою Кардано. Якщо вважати ці рішення відомими, то узагальнюючу формулу найпростішої структури можна буде записати так:

$$\frac{\partial p}{\partial x_i} = \frac{\partial p}{\partial x_i}\left(\frac{h}{\beta_i}\frac{\partial p}{\partial x_i} >> \frac{\alpha_i^2}{4\beta_i^2}\right)\frac{\partial p / \partial x_i}{\partial p / \partial x_i + \alpha_i^2 / 4\beta_{ih}} +$$

$$+\frac{\partial p}{\partial x_i}\left(\frac{h}{\beta_i}\frac{\partial p}{\partial x_i} << \frac{\alpha_i^2}{4\beta_i^2}\right)\frac{\alpha_i^2 / 4\beta_{ih}}{\partial p / \partial x_i + \alpha_i^2 / 4\beta_{ih}}. \tag{7}$$

Ця формула еквівалентна квадратному рівнянню для $\partial p/\partial x_i$, яке легко вирішується. Отже, знаходження градієнтів тисків таким шляхом зводиться до рішення рівнянь (6).

Використовуючи інший шлях, необхідно апроксимувати нелінійні доданки в формулах для $\dot{V}_z$ і $\dot{V}_x$ за допомогою узагальненої формули так, як це було зроблено для градієнтів тиску у формулі (7). Нормуючі множники при цьому залишаються тими ж. Виконуючи ці дії для витрат $\dot{V}_i$, одержуємо такі вираження:

$$= \left(W_\theta^+ + W_\theta^-\right) h + \frac{\alpha_i}{2\beta_i} h^2 - y_i^* \left(W_\theta^+ - W_\theta^-\right) - \frac{\alpha_i}{2\beta_i} y_i^{*2} - \\ - \frac{4}{3} h \left(\frac{\alpha_i^2}{4\beta_i^2}\right)^{3/2} \left(\frac{\beta_i}{\partial p / \partial x_i}\right) \frac{\alpha_i^2 / 4\beta_{ih}}{\partial p / \partial x_i + \alpha_i^2 / 4\beta_{ih}} - \tag{8}$$

$$- \frac{4}{5} h^{5/2} \left(\frac{I}{\beta_i} \frac{\partial p}{\partial x_i}\right)^{1/2} \frac{\partial p / \partial x_i}{\partial p / \partial x_i + \alpha_i^2 / 4\beta_{ih}}.$$

З рівнянь (1) можна виключити градієнти тисків $\partial p/\partial x_i$ і обчислити п'ятий і шостий доданки в (8) тільки через величини y_i^*. Зробивши ці дії, можна прийти до рівнянь для величин y_i^* як к невідомим. Тоді ці рівняння разом з рівняннями (1) утворять систему рівнянь для градієнтів тисків $\partial p/\partial x_i$ такого виду:

$$\frac{\dot{m}}{\rho} \delta_i = \left(W_\theta^+ + W_\theta^-\right) h + \frac{\alpha_i}{2\beta_i} h^2 - \left(W_\theta^+ - W_\theta^-\right) y_i^* - \frac{\alpha_i}{2\beta_i} y_i^{*2} - \frac{4}{3} h^2 \left(\frac{\alpha_i^2}{4\beta_i^2}\right)^{3/2} \times$$

$$\times \frac{\alpha_i^2 / 4\beta_i^2}{\frac{1}{4}\left(\frac{W_\theta^+ + W_\theta^-}{y_i^*} + \frac{\alpha_i}{\beta_i}\right)^2 \cdot \left[\frac{1}{4}\left(\frac{W_\theta^+ - W_\theta^-}{y_i^*} + \frac{\alpha_i}{\beta_i}\right)^2 - \frac{\alpha_i^2}{4\beta_i^2}\right]} - \tag{9}$$

$$- \frac{4}{5} h^{5/2} \frac{\left[\frac{1}{4}\left(\frac{W_\theta^+ - W_\theta^-}{y_i^*} + \frac{\alpha_i}{\beta_i}\right)^2 - \frac{\alpha_i^2}{4\beta_i^2}\right]^{3/2}}{\frac{1}{4}\left(\frac{W_\theta^+ + W_\theta^-}{y_i^*} + \frac{\alpha_i}{\beta_i}\right)^2},$$

$$y_i^* = -\frac{W_\theta^+ - W_\theta^-}{\frac{\alpha_i}{\beta_i} - 2\left(\frac{\alpha_i^2}{4\beta_i^2} + \frac{h}{\beta_i} \frac{\partial p}{\partial x_i}\right)^{1/2}}.$$

Вид правої частини в першому рівнянні (9) говорить про те, що його можна спростити. Розглядаючи рівняння (6) і (9) слід зазначити, що їхні параметри α_i і β_i є складними функціями оцінок відношення похідних компонентів швидкостей, тому для цих рівнянь вираження для величин $\partial p/\partial x_i$ залежать від тиску P. Для того, щоб стало можливим подальше обчислювання можна зробити так: вибрати деякий рівень нелінійності рівнянь (6) і (9), а ті доданки цих рівнянь, які його перевищують, оцінити з міркувань, пов'язаних із граничними умовами або із результатів рішення задачі течії, але з більш простим видом другого інваріанта тензора швидкості деформацій.

Далі розглядається застосування отриманих результатів до кожного з рівнянь (6) і (9). Перше рівняння в (6) можна розв'язати відносно градієнтів $\partial p/\partial x_i$ так, що знижувати ступінь нелінійності не потрібно. У другому рівнянні в (6) пряме використання формул Кардана надзвичайно громіздко; тому ступінь нелінійності можна знизити. У першому додатку цього рівняння можна виділити множник $(\partial p/\partial x_i)^{1/2}$ і замінити його на $\left[\left(P_L - P_0\right) L_z\right]^{1/2}$ для $i = z$. Зробити те ж саме для $i = x$ не можна, оскільки граничних умов для $\partial p/\partial x$ немає. Тому можна для $\partial p/\partial x$ використати оцінку для поперечної циркуляції ньютонівської течії з деякою середньою по перетину в'язкістю виду (1), а $\alpha(p)$ й $\beta(p)$ визначити за середнім значенням поздовжнього тиску — $(P_L + P_0)/2$. Після виділення множника друге рівняння в (6) перетворюється у квадратне для $\partial p/\partial x_i$, як і перше. Цим же прийомом можна скористатися для того, щоб оцінити два останні доданки в (9). Тоді рівняння (9) перетворюється у квадратне рівняння для y_i^*, після рішення якого легко знайти градієнти $\partial p/\partial x_i$ з їхнього вираження через y_i^*.

Аналізуючи рівняння (1) для витрат $\dot{V}_i$ можна запропонувати ще один підхід у рішенні задачі про визначення градієнтів тисків $\partial p/\partial x_i$. Цей підхід полягає в тому, щоб розглянути рівняння (1) у трьох точках $y_i^* \pm h,\ y_i^* = 0$. В останній точці необхідно одночасно покласти $W_\theta^+ = W_\theta^-$, (що витікає з рівняння (9) або $W_\theta^+ = W_\theta^- = 0$. Для кожного $\dot{V}_i$ виходять три вираження, що не містять y_i^*. Кожне із цих виражень можна спростити у двох граничних випадках, що розглядалися вище; і відповідно до яких виведені рівняння (6). Із цих рівнянь градієнти $\partial p/\partial x_i$ розв'язуються досить легко. Після виконання зазначених дій виходять такі подання для $\dot{V}_i$:

$$\frac{\alpha_i^2}{4\beta_i^2} >> \frac{h}{\beta_i}\frac{\partial p}{\partial x_i}$$

$$\dot{V}_i\left(y_i^* = h\right) = 2hW_\theta^- + \frac{\alpha_i}{\beta_i}h^2 - \frac{4h\beta_i}{3}\left(\frac{\alpha_i^2}{4\beta_i^2}\right)^{3/2}\frac{1}{\partial p / \partial x_i}; \tag{10}$$

$$\dot{V}_i\left(y^* = -h\right) = 2hW_\theta^+ + \frac{\alpha_i}{\beta_i}h^2 - \frac{4h\beta_i}{3}\left(\frac{\alpha_i^2}{4\beta_i^2}\right)^{3/2}\frac{1}{\partial p / \partial x_i};$$

$$\dot{V}_i\left(y^* = 0\right) = \frac{\alpha_i}{2\beta_i}h^2 - \frac{4h\beta}{5}\left(\frac{\alpha_i^2}{4\beta_i^2}\right)^{3/2}\frac{1}{\partial p / \partial x_i};$$

$$\frac{\alpha_i^2}{4\beta_i^2} << \frac{h}{\beta_i}\frac{\partial p}{\partial x_i}$$

$$\dot{V}_i\left(y^* = h\right) = 2hW_\theta^+ + \frac{\alpha_i}{\beta_i}h^2 - \frac{8}{15}2^{1/2}\frac{\mathrm{h}^{5/2}}{\beta_\mathrm{i}^{1/2}}\cdot\left(\frac{\partial \mathrm{p}}{\partial \mathrm{x_i}}\right)^{1/2}; \tag{11}$$

$$\dot{V}_i\left(y^* = -h\right) = 2hW_\theta^+ + \frac{\alpha_i}{\beta_i}h^2 - \frac{8}{15}2^{1/2}\frac{\mathrm{h}^{5/2}}{\beta_\mathrm{i}^{1/2}}\cdot\left(\frac{\partial \mathrm{p}}{\partial \mathrm{x_i}}\right)^{1/2};\ j = 2(y_i^* = -h)$$

$$\dot{V}_i\left(y^* = 0\right) = \frac{\alpha_i}{2\beta_i}h^2 - \frac{8}{5}\frac{\mathrm{h}^{5/2}}{\beta_\mathrm{i}^{1/2}}\cdot\left(\frac{\partial \mathrm{p}}{\partial \mathrm{x_i}}\right)^{1/2}.$$

Вирішуючи рівняння (1) для двох граничних нерівностей у кожній із трьох точок можна за цими рішеннями побудувати апроксимації такого виду:

$$\frac{\partial p_j}{\partial x_i} = a_i^j (y_i^*)^2 + b_i^j (y_i^*) + c_i^j, \tag{12}$$

у які a_i^j, b_i^j, c_i^j — коефіцієнти апроксимацій; $i = z, x$; $j = 1(y_i^* = h)$; $j = 3(y_i^* = 0)$. Сукупність співвідношень (12) і визначення y_i^* через $\partial p/\partial x_i$ з рівнянь (9) дозволяє знайти градієнти тисків $\partial p/\partial x_i$.

Висновки. У даній роботі запропонована процедура редукції тривимірного завдання про течію нелінійної рідини з в'язкістю, що залежить від швидкості зрушення, параметри якої довільним образом залежать від тиску. Одночасно, рідина є стискаючою. Після редукції такого завдання вона зводиться до рішення чисто поздовжніх завдань із напрямками течії уздовж осей *0Z* і *0X* роздільно. Для цих завдань є профілі швидкості й витрати. Ці характеристики течії визначаються в загально функціональному виді поздовжнім і поперечним градієнтами тиску. Для знаходження цих градієнтів запропоновані три підходи, для кожного з яких сформульовані відповідні рівняння. Запропоновано різні наближені способи рішення цих рівнянь, які опираються на граничні умови для поздовжньої частини тиску, що залежить від змінної *z*. Усі зазначені результати зберігають сенс при довільному наборі граничних поздовжніх і поперечних швидкостей стінок каналу. Дослідження рівнянь (6), (9) і (10) — (12) будуть викладені у наступній публікації.

ЛІТЕРАТУРА

1. *Білецький Е.В.* Повздовжньо-поперечна течія неньютонівської рідини з в'язкістю, що залежить від швидкості зрушення в прямокутному каналі шнекової машини[Текст]. / Білецький Е.В., Толчинський Ю.А. // Прогресивні техніка та технології харчових виробництв ресторанного господарства і торгівлі: збір. наук. праць/ Харк. держ. ун-т харчування та торгівлі. — Харків, 2010. — Вип 1. с. 35—39
2. *Білецький Е.В.* Повздовжньо-поперечна течія стискаючої рідини, залежної від швидкості зрушення і тиску вздовж щілинного каналу шнекової машини [Текст]. / Товажнянський, Л.Л. Білецький Е.В., Толчинський Ю.А. // Наукові праці Національного університету харчових технологій. — Київ, НУХТ, 2012. — Вип. 43
3. *Білецький Е.В.* Повздовжньо-поперечна течія з в'язкістю, що залежить від швидкості зрушення в щілинному каналі. [Текст]. / Білецький Е.В., Толчинський Ю.А. // Харчова наука і технологія: щоквартальний науково-виробничий журнал ОНАХТ. — Одеса, 2010 — Вип.1(1) с. 104—109
4. *Течія* неньютоновської рідини, з в'язкістю, що залежить від тиску і швидкості зрушення. //Інтегровані технології та енергозбереження. /щоквартальний науково-практичний журнал. — Харків: НТУ «ХПІ», 2011. — Вип. 1. с. 67—72

Л.Л. Товажнянский, Э.В. Белецкий, Ю.А. Толчинский

Некоторые аспекты продольно-поперечного течения сжатой жидкости, зависящей от скорости сдвига и давления вдоль щелевого канала

Рассматривается проблема математического моделирования течения квазивязкого потока жидкости в щелевых каналах шнековых машин. Предложен алгоритм, позволяющий отказаться от решения сложных дифференциальных уравнений путем использования простых алгебраических преобразований. Полученные уравнения позволяют обобщить классические результаты течения нелинейной жидкости с вязкостью, зависящей от скорости сдвига, параметры которой произвольным образом зависят от давления. Предложены приближенные способы решения уравнений, позволяющих определить величину давления, завісящую от переменной.

Показано, что связь между трехмерными и одномерными исходными заданиями сосредоточены в перенормированных коэффициентах функций вязкости. Полученные уравнения могут использоваться при моделировании других видов вязкопластичных течений в каналах разной геометрии

Ключевые слова: *вязкопластическое течение, течение Куэтта, скорость сдвига, реологическая модель, щелевой канал, шнековая машина.*

L.L. Tovazhnyanskiy, E.V. Beletsky, Y.A. Tolchinsky

Some aspects of longitudinally-transversal flow of the compressed liquid, depending on speed of change and pressure along crack channel

The problem of mathematical modeling of quasi-viscous liquid flow in screw machine slot channels has been studied.

The algorithm which allows the use of simple algebraic reductions instead of deciding complex differential equations has been proposed. The equations obtained permit to generalize classical results for non-linear liquid flow with viscosity depending on the shear rate with parameters randomly dependent from pressure.

Approximate methods of equation solutions which are based on boundary conditions for the variable-dependent longitudinal pressure component have been proposed. The relationship between three-dimensional resulting tasks and one-dimensional ones are shown to be concentrated in renormalized viscosity function coefficients. The data obtained allow to model different types of viscoelastic flows in the channels of different geometry.

Key words: *viscoplastic fluid, couette flow, shear rate, rheological model, slotted channel, screw machine.*

---

e-mail: jimp@ukr.net

Надійшла до редколегії 18.04.2012 р.