МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
МИКОЛАЇВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ АГРАРНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

ВІСНИК

АГРАРНОЇ НАУКИ ПРИЧОРНОМОР'Я

Науковий журнал

Виходить 4 рази на рік
Видається з березня 1997 р.

Випуск 3 (86) 2015

Миколаїв
2015

Засновник і видавець: Миколаївський національний аграрний університет.

Свідоцтво про державну реєстрацію КВ №19669-9469ПР від 11.01.2013 р.

Збірник включено да переліку наукових фахових видань України, затвердженого наказом міністерства освіти і науки України від 13.07.2015 №747.

Рекомендовано до друку вченою радою Миколаївського національного аграрного університету. Протокол № 1 від 27.08.2015 р.

Адреса редакції, видавця та виготовлювача:
54020, Миколаїв, вул. Паризької комуни, 9,
Миколаївський національний аграрний університет,
тел. 0 (512) 58-05-95, http://visnyk.mnau.edu.ua, e-mail: visnyk@mnau.edu.ua

УДК 631.363:633.8

МАТЕМАТИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ПРОЦЕСУ СТИСНЕННЯ М'ЯТКИ В ОЛІЄВІДОКРЕМЛЮВАЧІ ШНЕКОВОГО ТИПУ

***В.В. Стрельцов**, асистент*
Миколаївський національний аграрний університет

У статті показано, що в переробних підприємствах країни існує потреба в обладнанні малої потужності для переробки рослинної сировини. Проведено теоретичний аналіз процесу віджимання олійного матеріалу в шнековому пресі. Отримано рівняння зв'язку швидкостей деформацій з напруженнями (в'язкого стану середовища), а також вирішено задачу деформацій і тисків для визначення динамічних і кінематичних параметрів шнекового пресу.

***Ключові слова:** олійна сировина, шнековий прес, деформація, в'язкість, поверхня контакту, модуль зсуву.*

Постановка проблеми. Розвиток виробничої бази масложирової промисловості відбувається в даний час як за рахунок реконструкції діючих великих олієекстракційних виробництв, так і створення малих переробних підприємств, наближених до виробників сільськогосподарської сировини. Поява великої кількості малих виробництв з переробки олійної сировини є наслідком економічного напряму розвитку країни в умовах переходу до ринкових відносин. Забезпечення конкурентоспроможності малих підприємств досягається зниженням витрат на створення і експлуатацію виробництва, а також за рахунок підвищення виходу і якості продукції.

Аналіз останніх досліджень і публікацій. За останні декілька років у зв'язку зы змінами в народногосподарському комплексі країни виникла необхідність в обладнанні для підприємств малої потужності, що працюють в області переробки сільськогосподарської сировини. Зокрема, стали з'являтися зразки обладнання і для малих олійних заводів. Це здебыльшого преса з малою продуктивністю без додаткового обладнання.

Ефективно працюючий прес повинен забезпечувати необхідну продуктивність і глибоке віджимання при оптимальних техніко-економічних показниках.

Дослідженню процесу пресування присвячено роботи таких вчених, як : А. І. Скипін, А. М. Голдовський [1], В. А. Масліков [2-5], В. В. Белобородов, Г. В. Зарембо-Рацевіч, В. Т. Алимов, В. П. Кичигин, Ю. А. Толчинський, Ю. П. Кудрін, В. С. Морозов, Г. Є. Мірошник та ін., а також ряду закордонних науковців: R. T. Anderson, H. G. Schwartzberg, M. T. Shirato, V. S. Vadke, F. W. Sosulski, C. A. Shook, G. C. Mrema, P. B. McNulty та ін.

Однак до теперішнього часу не існує повної теорії роботи шнекових пресів. Їх створення спирається переважно на експериментальні дослідження і емпіричні залежності, отримані на основі експериментів.

Мета досліджень. Проведення теоретичного дослідження процесу віджимання олійного матеріалу в шнековому пресі.

Виклад основного матеріалу. В загальному випадку взаємодія шнекового ущільнювача з середовищем може бути представлена схемою (рис. 1). У середовищі присутні швидкості руху у циліндричній системі координат RθZ u,ν,ω.

Швидкості переміщень середовища на поверхні контакту виражаються наступним чином:

$$u_0 = \frac{r\,tg\alpha}{\omega}; \omega_0 = \psi\,\omega r; v_0 = 0. \qquad (1)$$

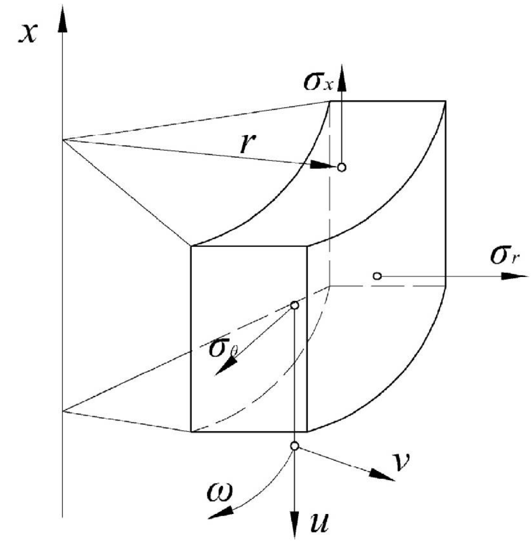

Рис. 1. Схема переміщення в прес-шнеку

У циліндричній системі координат рівняння рівноваги середовища має вигляд:

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{\partial\sigma_r}{\partial r}+\frac{\sigma_r-\sigma_\theta}{r}+\frac{\partial\tau_{r\theta}}{r\,\partial\theta}+\frac{\partial\tau_{xr}}{\partial x}+\rho K_r=0;\\
&\frac{\partial\tau_{r\theta}}{\partial r}+2\frac{\tau_{r\theta}}{r}+\frac{\partial\sigma_\theta}{r\partial\theta}+\frac{\partial\tau_{x\theta}}{\partial x}+\rho K_\theta=0;\\
&\frac{\partial\tau_{rx}}{\partial r}+\frac{\tau_{rx}}{r}+\frac{\partial\tau_{x\theta}}{r\partial\theta}+\frac{\partial\sigma_x}{\partial x}+\rho K_x=0,
\end{aligned}\right\}, \qquad (2)$$

де K_r, K_θ, K_x - масові сили; $\left[\frac{M}{c^2}\right]$ $\rho=\rho(x,r,\theta)dxdrd\theta$ - густина

матеріалу.

Рівняння Коші (зв'язок швидкостей переміщень з швидкостями деформацій) має вигляд:

$$\left.\begin{aligned}
&\dot{\varepsilon}_r=\frac{\partial v}{\partial r};\ \dot{\varepsilon}_\theta=\frac{1}{r}\frac{\partial\omega}{\partial\theta}+\frac{v}{r};\dot{\varepsilon}_x=\frac{\partial u}{\partial x};\\
&\dot{\gamma}_{xr}=\frac{\partial v}{\partial x}+\frac{\partial u}{\partial r};\ \dot{\gamma}_{x\theta}=\frac{\partial u}{r\partial\theta}+\frac{\partial\omega}{\partial x};\\
&\dot{\gamma}_{r\theta}=\left(r\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{\omega}{r}\right)+\frac{1}{r}\frac{\partial v}{\partial\theta}\right)
\end{aligned}\right\} \qquad (3)$$

Швидкість об'ємної деформації:

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial r}+\frac{\partial\omega}{r\partial\theta}+\frac{v}{r}=3\dot{\varepsilon}; \qquad (4)$$

Зважаючи на те, що коефіцієнт Пуассона для матеріалу – $\nu\approx0{,}5$, можна вирішити задачу деформацій і тисків, як для в'язкого середовища в шнековому пресі, для визначення динамічних і кінематичних його параметрів. Рівняння зв'язку напружень зі швидкостями деформацій для в'язкого середовища [6] мають вигляд (випадок, коли коефіцієнт Пуассона $\nu\to0{,}5$), що відповідає властивостям сапропелю:

$$\left.\begin{aligned}
&\sigma_x = 3\mu\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{2}(\sigma_\theta + \sigma_r); \sigma_r = 3\mu\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{2}(\sigma_\theta + \sigma_x);\\
&\sigma_\theta = 3\mu\left(\frac{\partial \omega}{r\partial\theta} + \frac{v}{r}\right) + \frac{1}{2}(\sigma_x + \sigma_r); \tau_{rx} = \mu\left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial x}\right);\\
&\tau_{r\theta} = \mu\left(\frac{\partial \omega}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial v}{\partial \theta} - \frac{\omega}{r}\right); \tau_{x\theta} = \mu\left(\frac{\partial u}{r\partial\theta} + \frac{\partial \omega}{\partial x}\right).
\end{aligned}\right\} \quad (5)$$

де μ - в’язкість середовища;

Об’ємні напруження пов’язані з компонентами наступним чином:

$$\sigma = \frac{\sigma_r + \sigma_\theta + \sigma_x}{3}; \quad (6)$$

Звідки

$$\begin{aligned}
&(\sigma_\theta + \sigma_r) = -3\sigma - \sigma_x;\ (\sigma_\theta + \sigma_x) = -3\sigma - \sigma_r;\\
&(\sigma_r + \sigma_x) = -3\sigma - \sigma_\theta.
\end{aligned} \quad (7)$$

З урахуванням (5) вираз (7) набуває вигляду:

$$\left.\begin{aligned}
&\sigma_x = 2\mu\frac{\partial u}{\partial x} - \sigma;\ \sigma_r = 2\mu\frac{\partial v}{\partial r} - \sigma; \sigma_\theta = 2\mu\left(\frac{\partial \omega}{r\partial\theta} + \frac{v}{r}\right) + \sigma; \tau_{rx} = \mu\left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial x}\right);\\
&\tau_{r\theta} = \mu\left(\frac{\partial \omega}{\partial r} + \frac{1}{r}\frac{\partial v}{\partial \theta} - \frac{\omega}{r}\right); \tau_{x\theta} = \mu\left(\frac{\partial u}{r\partial\theta} + \frac{\partial \omega}{\partial x}\right).
\end{aligned}\right\} \quad (8)$$

Виразивши із (6) компоненти напружень через швидкість деформацій, отримуємо фізичне рівняння зв’язку швидкостей деформацій з напруженнями (в’язкого стану середовища):

$$\left.\begin{aligned}
&\dot{\varepsilon}_r = \frac{\partial v}{\partial r} = \frac{1}{3\mu}\left(\sigma_r - \frac{1}{2}(\sigma_\theta + \sigma_x)\right); \dot{\varepsilon}_\theta = \frac{1}{r}\frac{\partial \omega}{\partial \theta} + \frac{v}{r} = \frac{1}{3\mu}\left(\sigma_\theta - \frac{1}{2}(\sigma_r + \sigma_x)\right);\\
&\dot{\varepsilon}_x = \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{1}{3\mu}\left(\sigma_x - \frac{1}{2}(\sigma_r + \sigma_\theta)\right); \dot{\gamma}_{xr} = \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{1}{\mu}\tau_{rx};\ \dot{\gamma}_{x\theta} = \frac{\partial u}{r\partial\theta} + \frac{\partial \omega}{\partial x} = \frac{1}{\mu}\tau_{x\theta};\\
&\dot{\gamma}_{r\theta} = \left(r\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{\omega}{r}\right) + \frac{1}{r}\left(\frac{\partial v}{\partial \theta}\right)\right) = \frac{1}{\mu}\tau_{r\theta}.
\end{aligned}\right\} \quad (9)$$

Підставимо (8) в (9) і виразимо напруження через деформації і переміщення, що до них входять:

$$\left.\begin{aligned}&\sigma_r = 2\mu\frac{\partial v}{\partial r} - \sigma; \sigma_\theta = 2\mu\left(\frac{1}{r}\frac{\partial\omega}{r\partial\theta} + \frac{v}{r}\right) - \sigma;\\ &\sigma_x = 2\mu\frac{\partial u}{\partial x} - \sigma; \tau_{rx} = \mu\left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial r}\right);\\ &\tau_{x\theta} = \mu\left(\frac{\partial u}{r\partial\theta} + \frac{\partial\omega}{\partial x}\right); \tau_{r\theta} = \mu\left(r\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{\omega}{r}\right) + \frac{1}{r}\frac{\partial v}{\partial\theta}\right)\end{aligned}\right\} \qquad (10)$$

Рівняння нестискання середовища (для випадку чистої в'язкості):

$$\dot{\varepsilon}_x + \dot{\varepsilon}_\theta + \dot{\varepsilon}_r = 0. \qquad (11)$$

Для випадку вязкопружності:

$$\frac{\varepsilon_x + \varepsilon_\theta + \varepsilon_r}{3} = \frac{\sigma}{K}, \qquad (12)$$

де K – модуль обємної деформації;

$$K = \frac{E}{3(1-2v)} = \frac{2}{3}\frac{1+v}{1-2v}G, \qquad (13)$$

де E – модуль лінійної деформації; G – модуль зсуву.

Враховуючи, що сума швидкостей поширення лінійних деформацій дорівнює:

$$\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_x + \dot{\varepsilon}_\theta + \dot{\varepsilon}_r = \frac{\sigma}{p}, \qquad (14)$$

де p - постійний коефіцієнт пропорційності, який не залежить від положення координат.

Звідси можна зробити висновок, що сума нормальних напружень є величина, яка не залежить від положення у просторі:

$$\frac{\partial\sigma}{\partial r} = \frac{\partial\sigma}{\partial\theta} = \frac{\partial\sigma}{\partial x} = 0. \qquad (15)$$

Далі підставимо значення компонентів деформації (8) в рівняння (2), прийнявши, що об'ємні сили рівні нулю:

$$
\left.\begin{aligned}
&\frac{\partial\sigma_r}{\partial r}+\frac{\sigma_r-\sigma_\theta}{r}+\frac{\partial\tau_{r\theta}}{r\partial\theta}+\frac{\partial\tau_{xr}}{\partial x}=0:\\
&2\mu\frac{\partial^2 v}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\left(2\mu\left(\frac{\partial v}{\partial r}-\frac{1}{r}\frac{\partial\omega}{\partial\theta}-\frac{v}{r}\right)\right)+\frac{1}{r}\left(\frac{\partial}{\partial\theta}\left(r\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{\omega}{r}\right)+\frac{1}{r}\frac{\partial v}{\partial\theta}\right)\right)\mu+\\
&+\mu\left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial r\partial x}\right)=0;\\
&\mu\left(2\frac{\partial^2 v}{\partial r^2}+2\frac{\partial v}{r\partial r}-\frac{1}{r^2}\frac{\partial\omega}{\partial\theta}-\frac{v}{r^2}+\frac{\partial^2 v}{r^2\partial\theta^2}+\frac{1\partial^2\omega}{\partial r\partial\theta}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial v}{\partial\theta}+\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial r\partial x}\right)=0\\
&\mu\left(2\frac{\partial^2 v}{\partial r^2}+2\frac{\partial v}{r\partial r}-\frac{v}{r^2}+\frac{\partial^2 v}{r^2\partial\theta^2}+\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\omega}{r\partial r\partial\theta}+\frac{\partial^2 u}{\partial r\partial x}\right)=0.
\end{aligned}\right\}\qquad(16)
$$

Враховуючи, що рівняння Лапласа в циліндричних координатах $f=S(r,\theta,x)$ має вигляд:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial f}{\partial r}\right)+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 f}{\partial\theta^2}+\frac{\partial^2 f}{\partial x^2}=0, \qquad (17)$$

або

$$\frac{\partial^2 f}{\partial r^2}+\frac{\partial f}{r\partial r}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 f}{\partial\theta^2}+\frac{\partial^2 f}{\partial x^2}=0, \qquad (18)$$

а швидкість об'ємної деформації через швидкість переміщення виражається наступним чином:

$$\dot{e}=3\dot{\varepsilon}=\frac{\partial v}{\partial r}+\frac{1}{r}\frac{\partial w}{\partial\theta}+\frac{v}{r}+\frac{\partial u}{\partial x}\ , \qquad (19)$$

то рівняння (16) можна представити у наступному вигляді:

$$\mu\left(\Delta v+\frac{\partial^2 v}{\partial r^2}+\frac{\partial v}{r\partial r}-\frac{v}{r^2}+\frac{\partial^2\omega}{r\partial r\partial\theta}+\frac{\partial^2 u}{\partial r\partial x}\right)=0\,, \qquad (20)$$

де $\Delta=\dfrac{\partial^2}{\partial r^2}+\dfrac{\partial}{r\partial r}+\dfrac{1}{r^2}\dfrac{\partial^2}{\partial\theta^2}+\dfrac{\partial^2}{\partial x^2}$ - оператор Лапласа.

Маємо:

$$\mu\left(\Delta v+\frac{\partial}{\partial r}(3\dot{\varepsilon})\right)=0\,. \qquad (21)$$

Аналогічно для двох інших рівнянь (2):

$$\frac{\partial\tau_{r\theta}}{\partial r}+2\frac{\tau_{r\theta}}{r}+\frac{\partial\sigma_{\theta}}{r\partial\theta}+\frac{\partial\tau_{x\theta}}{\partial x}+\rho K_{\theta}=0; \qquad (22)$$

$$\mu\left(\frac{\partial^2\omega}{\partial r^2}+\frac{\partial^2 v}{r\underline{\partial}\theta\partial r}-\frac{\partial v}{r^2\underline{\partial}\theta}\right)+2\frac{\mu}{r}\left(\frac{\partial\omega}{\underline{\partial}r}+\frac{\partial v}{r\underline{\partial}\theta}-\frac{\omega}{r}\right)+2\mu\left(\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2\omega}{\underline{\partial}\theta^2}+\frac{\partial v}{r^2\underline{\partial}\theta}\right)-$$
$$-\mu\left(\frac{\partial\sigma}{r\partial\theta}+\frac{\partial^2 u}{r\underline{\partial}\theta\partial x}+\frac{\partial^2\omega}{\underline{\partial}x^2}\right)=0 \qquad (23)$$

$$\mu\left(\frac{\partial^2 v}{\partial r^2}+2\frac{\partial\omega}{r\partial r}+2\frac{\partial^2\omega}{r^2\partial\theta^2}+\frac{\partial^2\omega}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 v}{r\partial r\partial\theta}+3\frac{\partial v}{r^2\partial\theta}+\frac{\partial^2 u}{r\partial\theta\partial x}-2\frac{\omega}{r^2}\right)=0 \qquad (24)$$

$$\mu\left(\Delta\omega+\frac{\partial\omega}{r\partial r}+\frac{\partial^2\omega}{r^2\partial\theta^2}-2\frac{\omega}{r^2}+3\frac{\partial u}{r^2\partial\theta}+\frac{\partial^2 u}{r\partial\theta\partial x}\right)=0 \qquad (25)$$

У кінцевому випадку:

$$\mu\left(\Delta\omega+\frac{\partial}{r\partial\theta}(3\dot{\varepsilon})\right)=0\,, \qquad (26)$$

$$\frac{\partial\tau_{rx}}{\partial r}+\frac{\tau_{rx}}{r}+\frac{\partial\tau_{x\theta}}{r\partial\theta}+\frac{\partial\sigma_{x}}{\partial x}+\rho K_{x}=0, \qquad (27)$$

$$\mu\left(\frac{\partial^2 w}{\partial\underline{x}\partial r}+\frac{\partial^2 u}{\underline{\partial}r^2}\right)+\frac{\mu}{r}\left(\frac{\partial v}{\underline{\partial}x}+\frac{\partial u}{\underline{\partial}r}\right)+\mu\left(\frac{\partial^2 u}{r^2\underline{\partial}\theta^2}+\frac{\partial w}{r\partial\theta\partial x}\right)+2\mu\left(\frac{\partial^2 u}{\underline{\partial}x^2}\right)-\frac{\partial\sigma}{\partial x}=0 \qquad (28)$$

$$\mu\left(\frac{\partial^2 u}{\partial r^2}+\frac{\partial u}{r\partial r}+\frac{\partial^2 u}{r^2\partial\theta^2}+2\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 v}{\partial x\partial r}+\frac{\partial v}{r\partial x}+\frac{\partial^2 w}{r\partial x\partial\theta}\right)=0$$
$$\mu\left(\Delta u+\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\frac{\partial v}{\partial x\partial r}+\frac{\partial v}{r\partial x}+\frac{\partial^2 w}{r\partial x\partial\theta}\right)=0\,. \qquad (29)$$

У кінцевому випадку:

$$\mu\left(\Delta u+\frac{\partial}{\partial x}(3\dot{\varepsilon})\right)=0\,. \qquad (30)$$

Таким чином, система рівнянь Лапласа набуває вигляду:

$$\left.\begin{aligned}
&\mu\left(\Delta v+\frac{\partial}{\partial r}(3\dot{\varepsilon})\right)=0\\
&\mu\left(\Delta \omega+\frac{\partial}{r\partial \theta}(3\dot{\varepsilon})\right)=0\\
&\mu\left(\Delta u+\frac{\partial}{\partial x}(3\dot{\varepsilon})\right)=0
\end{aligned}\right\} \qquad (31)$$

Розв'язок системи рівнянь (31) можна знайти в вигляді комбінації гармонічних потенціальних функцій, які виражають швидкості переміщення і задовольняють умовам на поверхні контакту. Згідно з [7], розв'язок має вигляд:

$$\left.\begin{aligned}
&u=\Phi_1-\frac{\partial}{\partial x}\left(\Phi_0+x\Phi_1+r\theta\Phi_2+r\Phi_3\right)+u_0;\\
&v=\Phi_2-\frac{\partial}{r\partial \theta}\left(\Phi_0+x\Phi_1+r\theta\Phi_2+r\Phi_3\right)+v_0;\\
&w=\Phi_3-\frac{\partial}{\partial r}\left(\Phi_0+x\Phi_1+r\theta\Phi_2+r\Phi_3\right)+\omega_0.
\end{aligned}\right\} \qquad (32)$$

Найпростіший вид його рішення буде за умови, коли на границі контакту задані граничні умови, представлені у вигляді переміщень. У цьому випадку довільні гармонічні функції будуть майже розділені, тобто незалежні одна від одної. У випадку відсутності масових сил або при можливих їх нехтуванні наступні рівняння (9) набудуть вигляду:

$$\left.\begin{aligned} u &= \Phi_1 - \frac{\partial}{\partial x}\left(x\Phi_1 + r\theta\Phi_3 + r\Phi_2\right); \\ w &= \Phi_3 - \frac{\partial}{r\partial\theta}\left(x\Phi_1 + r\Phi_2 + r\theta\Phi_3\right); \\ v &= \Phi_2 - \frac{\partial}{\partial r}\left(x\Phi_1 + r\Phi_2 + r\theta\Phi_3\right), \end{aligned}\right\} \quad (33)$$

де Φ_1, Φ_2, Φ_3 – потенціальні функції:

$$\Phi_1 = u^0 - \iint \frac{u^0}{\rho} dr\ r d\theta; \Phi_2 = v^0 - \iint \frac{v^0}{\rho} dx\ r d\theta; \Phi_3 = w^0 - \iint \frac{w^0}{\rho} dr dx,$$

які повинні задовольняти рівняння Лапласа

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial\Phi_i}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2\Phi_i}{\partial\theta^2} + \frac{\partial^2\Phi_i}{\partial x^2} = 0,$$

де u^0, v^0, w^0 – компоненти швидкостей зміщень на поверхні контакту, які визначаються залежностями:

$$\left.\begin{aligned} & v_0 = \psi_0; w_0 = \psi\omega r; u_0 = \psi\omega r \operatorname{t} g\alpha; \\ & \operatorname{t} g\alpha = \frac{\lambda}{2\pi R}; \end{aligned}\right\} ,(34)$$

де λ – відстань між сусідніми витками шнека; α – кут підйому витка шнека.

$$\frac{1}{\rho} = \frac{1}{\sqrt{(x-\xi)^2 + R^2 + r^2 - 2rR\cos\left(\Theta - \theta\right)}}; \quad (35)$$

Функцію (34) проінтегрувати в загальному вигляді практично неможливо, тому розкладемо її в ряд Маклорена:

$$\frac{1}{\sqrt{(R)^2 + x^2}} + \frac{x\xi}{((R)^2 + x^2)^{3/2}} + r\left(\frac{R cos\left[\theta - \Theta\right]}{((R)^2 + x^2)^{3/2}}\right); \quad (36)$$

Рівняння Лапласа для функції (12) задовольняє тотожність:

$$\Delta\left(\frac{1}{\sqrt{(LR)^2+x^2}}+\frac{x\xi}{((LR)^2+x^2)^{3/2}}+r\left(\frac{LRcos\left[\theta-\Theta\right]}{((LR)^2+x^2)^{3/2}}\right)\right)=0; \quad (37)$$

Таким чином розкладена функція залишається гармонічною і потенціальною.

$$f=\frac{1}{\sqrt{R^2+x^2}}+\frac{x\xi}{(R^2+x^2)^{3/2}}+r\left(\frac{LRcos\left[\theta-\Theta\right]}{(R^2+x^2)^{3/2}}\right). \quad (38)$$

Гармонічні потенціальні функції приймають вигляд:

$$\Phi_1=u_0-\int_0^{2\pi}\int_{r_0}^{R}(u_0 f/(\xi\to r\,\theta\, tg\alpha))drd\theta=$$

$$=r\psi\omega tg\alpha-\frac{\pi\psi\omega tg\alpha(3(R^2-r_0{}^2)(R^2+x^2)+2\pi(R^3-r_0{}^3)xtg\alpha}{3(R^2+x^2)^{3/2}}; \quad (39)$$

$$\Phi_2=v_0-\int_0^{2\pi}\int_0^{2\pi}(v_0 f/(\xi\to r\theta tg\alpha))d\theta d\theta=0; \quad (40)$$

$$\Phi_3=\omega_0-\int_{r_0}^{R}\int_0^{2\pi}(\omega_0 f/(\xi\to r\theta tg\alpha))d\theta dr=$$

$$=r\psi\omega-\frac{\pi\psi\omega(3(R^2-r_0{}^2)(R^2+x^2)+2\pi(R^3-r_0{}^3)xtg\alpha}{3(R^2+x^2)^{3/2}}. \quad (41)$$

Тоді компоненти швидкостей виражаються наступним чином:

$$u=\Phi_1-\frac{1}{4\pi(1-\nu)}\ddot{a}_x(x\Phi_1+R\Phi_2+R\Theta\Phi_3)=$$

$$=\frac{1}{12}\psi\omega(12r\,tg\alpha-\frac{4\pi tg\alpha(3(R^2-r_0{}^2)(R^2+x^2)+2\pi(R^3-r_0{}^3)xtg\alpha}{3(R^2+x^2)^{3/2}}+$$

$$\frac{1}{\pi(R^2+x^2)^{5/2}(-1+\nu)}(3\pi R(R^2-r_0{}^2)x(R^2+x^2)\Theta+$$

$$(-3\pi R^2(R^2-r_0{}^2)(R^2+x^2)+3r(R^2+x^2)^{5/2}-2\pi^2R(R^3-r_0{}^3)(R^2-2x^2)\Theta tg\alpha-$$

$$2\pi^2(R^3-r_0{}^3)x(2R^2-x^2)(tg\alpha)^2)) \quad (42)$$

$$
\begin{aligned}
v &= \left(\Phi_2 - \frac{1}{4\pi(1-v)} \ddot{a}_R (x\Phi_1 + R\Phi_2 + R\Theta\Phi_3) \right) = \\
&= (-3(R^2+x^2)(rx(R^2+x^2)^{3/2}\lambda + 2\pi^2 R^2(4R^4+3R^2x^2-{r_0}^2x^2)\Theta\psi\omega^2 + \\
&\pi(r_0^2x^3\lambda - 2rR^4\sqrt{R^2+x^2}\Theta\psi\omega^2 + R^2x(2r_0^2\lambda + x^2\lambda - 2rx\sqrt{R^2+x^2}\Theta\psi\omega^2))) - \\
&2\pi^2x(2R^3x^3\lambda + r_0^3x^3\lambda + 2\pi R^7\Theta\psi\omega^2 + 4\pi R^4r_0^3\Theta\psi\omega^2 - 2R^2r_0^3x(-2\lambda + \pi x\Theta\psi\omega^2) + \\
&R^5x(-\lambda + 8\pi x\Theta\psi\omega^2))tg\alpha/(24\pi^2R^2(R^2+x^2)^{5/2}(-1+v)\omega)
\end{aligned} \tag{43}
$$

$$
\begin{aligned}
\omega &= \Phi_3 - \frac{1}{4\pi(1-v)}\frac{1}{R}\ddot{a}_\Theta(x\Phi_1 + R\Phi_2 + R\Theta\Phi_3) = \\
&= \frac{(1+4\pi(-1+v))\psi\omega(-3(R^2+x^2)(\pi(R^2-{r_0}^2) - r\sqrt{R^2+x^2}) - 2\pi^2(R^3-{r_0}^3)x\,tg\alpha}{12\pi(R^2+x^2)^{3/2}(-1+v)}
\end{aligned} \tag{44}
$$

Використавши програмне забезпечення Matematika і провівши відповідні розрахунки, отримано залежності $P = f(R,\Theta,x)$, які підтверджують вирівнювання швидкостей на поверхні середовища (рис. 2).

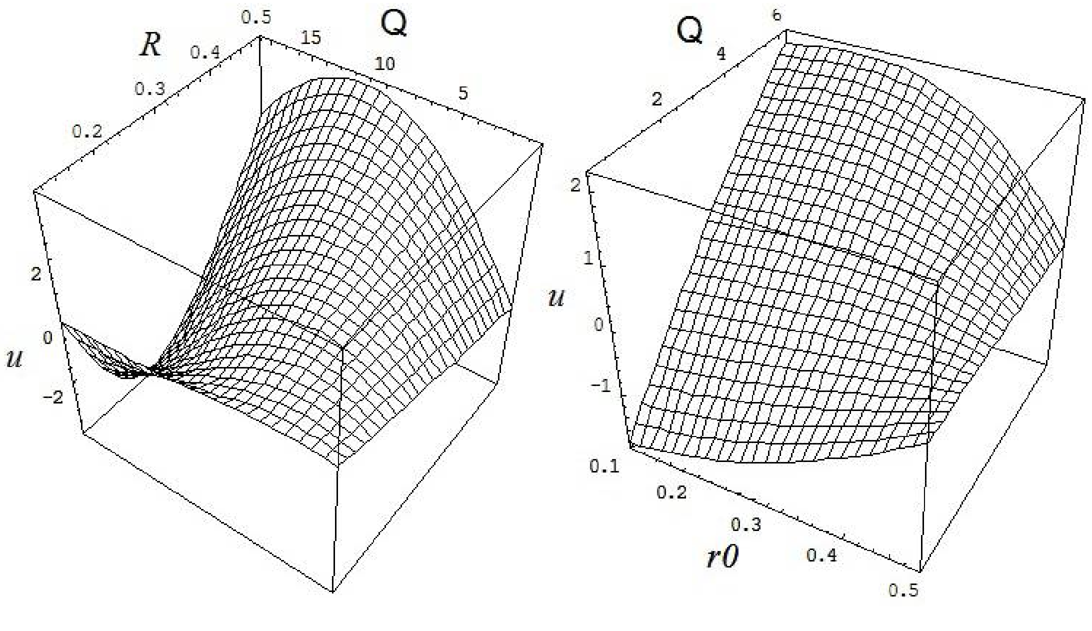

Рис. 2. Поверхні зміни швидкостей на поверхні контакту

Висновки. Виконаний теоретичний аналіз процесу віджимання олійного матеріалу в шнековому пресі, дозволив отримати фізичне рівняння зв’язку швидкостей деформацій з напруженнями (в’язкого стану середовища), а також вирішeно задачу деформацій і тисків для визначення динамічних і кінематичних параметрів шнекового пресу.

Список використаних джерел:
1. Голдовский А.М. Теоретические основы производства растительных масел / А.М. Голдовский. – М. : Пищепромиздат, 1958. – 446 с.
2. Масликов В.А. Исследование процесса прессования подсолнечной мезги на прессе типа ФП : Дис. канд. техн. наук. В.А. Масликов. – Краснодар, 1955. – 205 с.
3. Масликов В.А. Некоторые вопросы конструкции шнековых прессов / В.А. Масликов. // Маслобойно-жировая промышленность. – 1953. – № 6. – С. 11-15.
4. Масликов В.А. Примеры расчетов оборудования производства растительных масел / В.А. Масликов. – М. : Пищепромиздат, 1959. – 224 с.
5. Масликов В.А. Коэффициент возврата и его расчет / В.А. Масликов, П.И. Чечевицин // Известия вузов СССР. Пищевая технология. – 1966. – № 5. – С. 127-132.
6. Надаи А. Пластичность и разрушение твердых тел / А. Надаи. – М. : / Мир /. – 1954. – 648 с.
7. Папкович П.Ф. Теория упругости / П.Ф. Папкович. – М. : Оборонгиз, 1939. – 640 с.

В. В. Стрельцов. ***Математическое моделирование процесса сжатия мятки в маслоотделителе шнекового типа***

В статье показано, что в перерабатывающих предприятиях страны существует потребность в оборудовании малой мощности для переработки растительного сырья. Проведен теоретический анализ процесса отжима масличных материала в шнековом прессе. Получены уравнения связи скоростей деформаций с напряжениями (вязкого состояния среды), а также решена задача деформаций и давлений для определения динамических и кинематических параметров шнекового пресса.

Ключевые слова: *масличное сырье, шнековый пресс, деформация, вязкость, поверхность контакта, модуль сдвига.*

V. Streltsov. ***Mathematical modelling of the seeds pressure process in the oil screw press***

It is shown that processing plants of the country are in need for the low-power equipment for the processing of plant material.

It was conducted the theoretical analysis of the process of the expression of the oil material in the screw press.

It is received the equation of the connection between the speeds of deformations and stress.

Also it was solved the problem of the deformation and pressures for the determination of the dynamic and kinematic parameters of the screw press.

Key words: *oilseed raw materials, screw press, deformation, viscosity, surface contact, the shear modulus.*

ЗМІСТ

ЕКОНОМІЧНІ НАУКИ

СІЛЬСЬКОГОСПОДАРСЬКІ НАУКИ

ТЕХНІЧНІ НАУКИ