

УДК 631.331

© І. Є. Цизь, к.т.н., О.О. Мельник, Н.М. Романюк, М.О. Бабич
Луцький національний технічний університет

ДОСЛІДЖЕННЯ ПРОЦЕСУ УЩІЛЬНЕННЯ РОСЛИННОГО МАТЕРІАЛУ У КОНІЧНОМУ КАНАЛІ

У статті наведено теоретичне дослідження процесу ущільнення рослинного матеріалу у конічній частині корпусу преса. Отримано диференціальне рівняння, що описує цей процес.

**СОЛОМА, УЩІЛЬНЕННЯ, СТИСК, КРУЧЕННЯ,
НАПРУЖЕННЯ, СИЛА, ПРИСКОРЕННЯ.**

Постановка проблеми. На полях України щорічно спалюють у межах 20 млн. тон соломи. Такий підхід має катастрофічний вплив на стан ґрунтової мікрофлори та родючість ґрунтів. Спалювання соломи - чи не єдиний сільськогосподарський чинник прирівняний до промислових викидів в атмосферу. З одного гектара спалюваних решток в атмосферу викидається значна кількість димових часток та суміші газів: оксиду вуглецю (CO), оксиду азоту (NO), діоксиду азоту (NO₂) та ін. Таким чином, різко збільшується забруднення атмосферного повітря прилеглих територій.

У той же час пожнивні рештки, а особливо солома зернових культур за умови правильного подрібнення та зароблення у ґрунт може бути еквівалентом 3,5-4 тон напівперепрілого гною.

Також величезним є потенціал соломи, як відновлюваного джерела енергії. Відомо, що без шкоди родючості ґрунтів можна використовувати на паливо від 20 до 50 % отриманої соломи. У 2015 р. господарства усіх форм власності на Волині зібрали у сумі зерна пшениці, ячменю та жита 866 тис. тон. Така кількість зерна, з урахуванням середньозваженого відношення основної продукції до побічної, забезпечила отримання 1190 тис. тон соломи. З іншої сторони відомо, що за теплотворною здатністю 2,5 тони соломи привірюється 1 тис. кубічних метрів природного газу. Таким чином «паливний» потенціал соломи області коливається у межах від 95 до 238 тис. кубічних метрів природного газу.

Для зниження затрат на перевезення соломи від поля до місць використання, а також надання властивостей, які спрощують використання у якості пального, необхідним є підвищення її об'ємної маси шляхом ущільнення.

Аналіз останніх досліджень. Аналіз відомих конструкцій машин для ущільнення рослинних матеріалів загалом, та зокрема соломи, показує, що вони мають різноманітну будову та принцип дії, але усі вони використовують здатність соломи зменшувати свій об'єм під дією зусилля стиску. Проте дослідження вказують, що міцність соломи на стиск є найбільшою порівняно із іншими видами деформації. У той же час конструкції машин, які використовують принцип деформації соломи зусиллями відмінними від нормальних, нажаль не мають практичного застосування.

Лише на рівні патентів запропоновані технічні рішення які дозволяють використати зусилля кручення для ущільнення соломи [1]. Для розробки працездатних конструкцій необхідним є теоретичне та експериментальне обґрунтування параметрів такого преса.

Мета дослідження – отримання математичної моделі ущільнення рослинного матеріалу у конічній частині корпусу преса.

Результати дослідження. Проведемо теоретичні дослідження РМ (рослинного матеріалу) у конічній частині циліндроконічного корпусу преса за таких допущень:

- початковим тиском у конічній частині корпусу вважатимемо тиск створений шнеком у циліндричній частині корпусу;
- вважаємо що РМ, який знаходиться у циліндроконічному корпусі, являє собою суцільне середовище;
- РМ у циліндроконічному корпусі перебуває в граничному напруженому стані;

- значення коефіцієнта тертя РМ по стінках у циліндроконічному корпусу незмінне по всій його довжині;
- елементарним шаром РМ вважатимемо шар, у якому значення внутрішніх напружень рівні по всьому його об'ємі.

На основі викладеного та зроблених допущень розглянемо потік РМ, що рухається конічною частиною циліндроконічного корпусу (рис. 1). У деякий фіксований момент часу $t=const$ з потоку РМ виділимо елементарний шар товщиною dy . Оскільки корпус є симетричним, то вважатимемо що сили та напруження, які діють вздовж осей ОУ і ОZ рівні за модулем.

В такому випадку на даний шар діють (рис. 1, б): зліва, на віддалі x стискаюче напруження σ_σ ; справа, на віддалі $x+dx$ відповідно напруження $\sigma_\sigma + d\sigma_\sigma$, де $d\sigma_\sigma$ - приріст напружень на ділянці dx ; з боків – нормальний тиск обмежуючої поверхні P_σ і дотичний тиск від сили тертя $P_{F_{mp}}$; у центрі мас елемента прикладена сила ваги G .

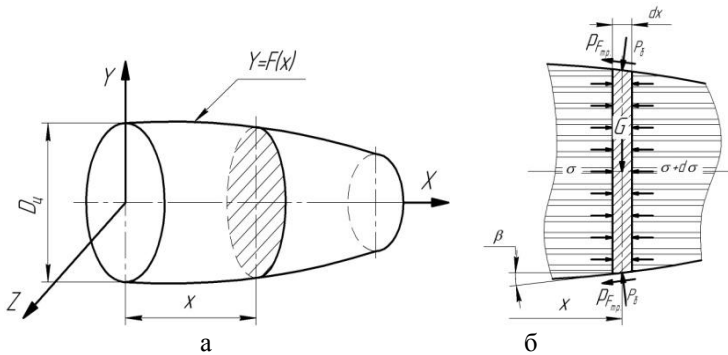


Рис. 1 – Схема дії сил на елементарний шар у конічній частині циліндроконічного корпусу

На елементарний шар також будуть діяти дотичні напруження, але на вісь ОХ вони проєктуються в нуль, тому не розглядаються. Також проєктується у нуль і сила ваги G , але вона впливатиме на величину дотичного тиску сили тертя $P_{F_{mp}}$ у нижній частині корпусу. Та через малість сили ваги у порівнянні із тиском створюваним шнеком, у подальших розрахунках силу ваги

враховувати не будемо.

У такому випадку диференційне рівняння руху центра мас елемента спроектоване на вісь ОХ матиме вигляд:

$$\sigma_{\theta} S_1 - S_2(\sigma_{\theta} + d\sigma_{\theta}) - P_{F_{mp}} S_{\theta} \cos \beta - P_{\theta} S_{\theta} \sin \beta = ma, \quad (1)$$

де S_1 - площа поперечного січення потоку РМ на відстані x від початку координат; S_2 - площа поперечного січення внутрішньої порожнини корпусу на відстані $y+dy$; S_{θ} - площа бічної поверхні розглядуваного елемента; β - кут нахилу твірної бічної поверхні потоку РМ на відстані x .

Оскільки, виділений об'єм обмежений двома нескінченно близькими площинами, то з точністю достатньою для практичних розрахунків можна вважати, що $S_1 = S_2$. У такому випадку площа бічної поверхні елемента буде рівною:

$$S_{\theta} = L \cdot dx, \quad (2)$$

де L - периметр поперечного січення потоку матеріалу на відстані x від початку координат.

Твірна бічної поверхні конічної частини корпусу, у загальному випадку може бути задана довільною функцією виду $x = F(y)$. Вид даної функції визначається конструктивними параметрами преса, фізико-механічними властивостями РМ. На основі геометричного змісту першої похідної можна записати:

$$F'(x) = tg \beta. \quad (3)$$

Площу поперечного січення потоку матеріалу на будь-якій відстані від початку координат, для розглядуваних бункерів визначимо за формулою:

$$S = \pi F^2(x), \quad (4)$$

Визначення нормального тиску обмежуючої поверхні корпусу на РМ проведемо на основі методу запропонованого Хайлісом Г.А. при встановленні тиску рослин на стінки камери пресування [2].

Для аналізу розглянемо елемент, що безпосередньо прилягає до обмежуючої поверхні, збільшений вигляд якого зображений на рис.2. На елемент діють: $\sigma_x \cdot dx \cdot tg \beta$ - нормальна сила спричинена вертикальними напруженнями ($\sigma_y = \sigma_{\theta}$); $\sigma_y dx$ - нормальна сила спричинена горизонтальними напруженнями ($\sigma_x = \sigma_z$); $\tau_{xy} \cdot dx \cdot tg \beta$, $\tau_{yx} \cdot dx$ - дотичні сили спричинені

відповідно дотичним напруженням τ_{yx} та τ_{xy} ; $\frac{P_0 \cdot dx}{\cos \beta}$ - нормальна сила реакції обмежуючої поверхні;

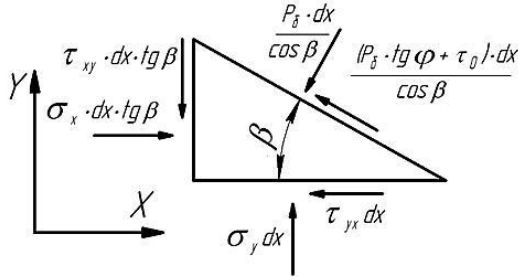


Рис.2 - Схема до визначення нормального тиску стінки корпусу на РМ

Врахувавши, що $\sigma_y = \sigma_2$ і $\sigma_x = \sigma_1$ запишемо умову рівноваги розглядуваного елемента у проєкціях на осі OX та OY:

$$\left\{ \begin{array}{l} \sum_{i=1}^n F_{ix} = \sigma_2 \cdot dx \cdot \operatorname{tg} \beta - \tau_{yx} \cdot dx - P_0 \cdot dx \cdot \operatorname{tg} \beta - (P_0 \cdot \operatorname{tg} \varphi + \tau_0) \cdot dx = 0; \\ \sum_{i=1}^n F_{iy} = \sigma_1 \cdot dx - \tau_{xy} \cdot dy \cdot \operatorname{tg} \beta - P_0 \cdot dx + (P_0 \cdot \operatorname{tg} \varphi + \tau_0) dx \cdot \operatorname{tg} \beta = 0. \end{array} \right. \quad (5)$$

До отриманої умови (5) добавимо рівняння яке випливає із закону парності напружень [3]:

$$\tau_{yx} = \tau_{xy}. \quad (6)$$

Для ідеально сипкого матеріалу, що перебуває у граничному напруженому стані, справедливе наступне співвідношення [4, 5]:

$$\frac{\sigma_2'}{\sigma_1'} = \frac{1 - \sin \varphi_0}{1 + \sin \varphi_0}, \quad (7)$$

де σ'_1 і σ'_2 - відповідно максимальне і мінімальне головне напруження.

Якщо розглянути графічне відображення даного явища із додатковою віссю τ (рис.3), то можна записати наступні залежності:

$$BC = \frac{\sigma'_1 - \sigma'_2}{2} = \frac{(\sigma_1 + \tau_0 \operatorname{ctg} \varphi) - (\sigma_2 + \tau_0 \operatorname{ctg} \varphi)}{2},$$

$$AC = \sigma'_2 + \frac{\sigma'_1 - \sigma'_2}{2} = \frac{\sigma'_1 + \sigma'_2}{2} = \frac{(\sigma_1 + \tau_0 \operatorname{ctg} \varphi) + (\sigma_2 + \tau_0 \operatorname{ctg} \varphi)}{2}.$$

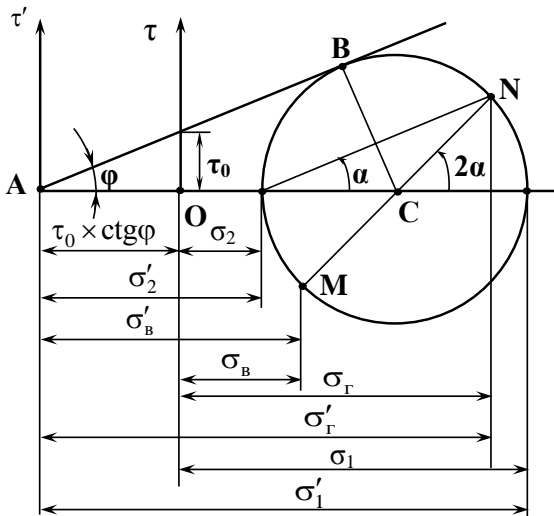


Рис. 3 - Схема граничного напруженого стану для сипкого матеріалу

Звідки отримаємо:

$$\sin \varphi = \frac{BC}{AC} = \frac{(\sigma_1 + \tau_0 \operatorname{ctg} \varphi) - (\sigma_2 + \tau_0 \operatorname{ctg} \varphi)}{(\sigma_1 + \tau_0 \operatorname{ctg} \varphi) + (\sigma_2 + \tau_0 \operatorname{ctg} \varphi)} = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2 + 2\tau_0 \operatorname{ctg} \varphi}. \quad (8)$$

Або:

$$\sigma_1 - \sigma_2 = (\sigma_1 + \sigma_2 + 2\tau_0 \operatorname{ctg} \varphi) \sin \varphi. \quad (9)$$

Після розкриття дужок та групування членів маємо:

$$\sigma_1 + \tau_0 \operatorname{ctg} \varphi_0 - \sin \varphi (\sigma_1 + \tau_0 \operatorname{ctg} \varphi) = \sigma_2 + \tau_0 \operatorname{ctg} \varphi + \sin \varphi (\sigma_2 + \tau_0 \operatorname{ctg} \varphi)$$

На основі попереднього виразу запишемо:

$$\frac{\sigma_2 + \tau_0 \operatorname{ctg} \varphi}{\sigma_1 + \tau_0 \operatorname{ctg} \varphi} = \frac{1 - \sin \varphi}{1 + \sin \varphi}. \quad (10)$$

Отримана залежність відповідає граничному напруженому стану для сипкого зв'язного матеріалу, але у той же час задовольняє і випадок ідеально сипкого матеріалу, оскільки $\sigma'_1 = \sigma_1 + \tau_0 \operatorname{ctg} \varphi$ та $\sigma'_2 = \sigma_2 + \tau_0 \operatorname{ctg} \varphi$.

Введемо позначення:

$$\xi_{\min} = \frac{\sigma_2 + \tau_0 \operatorname{ctg} \varphi}{\sigma_1 + \tau_0 \operatorname{ctg} \varphi} = \frac{1 - \sin \varphi}{1 + \sin \varphi}, \quad (11)$$

де ξ_{\min} - мінімальне значення коефіцієнта бокового тиску, коли найбільшим є напруження σ'_1 .

У загальному випадку горизонтальні σ'_2 та вертикальні σ'_6 напруження, що діють на розглядуваний елемент, не є головними. У такому випадку значення коефіцієнта бокового тиску буде відмінним від ξ_{\min} і залежатиме від кута α між розглядуваними площадками та площадкою максимального головного напруження. Для такого випадку на основі рис. 3 можна записати наступні залежності:

$$\sigma'_2 = \frac{\sigma'_1 + \sigma'_2}{2} + \frac{\sigma'_1 - \sigma'_2}{2} \cos 2\alpha = \sigma'_1 \cos^2 \alpha + \sigma'_2 \sin^2 \alpha. \quad (12)$$

$$\sigma'_6 = \frac{\sigma'_1 + \sigma'_2}{2} - \frac{\sigma'_1 - \sigma'_2}{2} \cos 2\alpha = \sigma'_1 \sin^2 \alpha + \sigma'_2 \cos^2 \alpha. \quad (13)$$

Розділивши (13) на (12) та врахувавши (11) отримаємо:

$$\frac{\sigma'_6}{\sigma'_2} = \frac{(\sigma_1 + \tau_0 \times \operatorname{ctg} \varphi) \cos^2 \alpha + (\sigma_2 + \tau_0 \times \operatorname{ctg} \varphi) \sin^2 \alpha}{(\sigma_1 + \tau_0 \times \operatorname{ctg} \varphi) \sin^2 \alpha + (\sigma_2 + \tau_0 \times \operatorname{ctg} \varphi) \cos^2 \alpha} = \frac{\operatorname{tg}^2 \alpha + \xi_{\min}}{\xi_{\min} \operatorname{tg}^2 \alpha + 1}. \quad (14)$$

Із (14) за аналогією до (11) запишемо:

$$\xi = \frac{(\sigma_e + \tau_0 \times ctg\varphi)}{(\sigma_e + \tau_0 \times ctg\varphi)} = \frac{tg^2\alpha + \xi_{min}}{\xi_{min}tg^2\alpha + 1}. \quad (15)$$

Розв'язавши рівняння (15) відносно σ_e отримаємо:

$$\sigma_e = \frac{(\sigma_e + \tau_0 \times ctg\varphi)(tg^2\alpha + \xi_{min})}{\xi_{min}tg^2\alpha + 1} - \tau_0 ctg\varphi. \quad (16)$$

Після деяких математичних перетворень запишемо:

$$\sigma_e = \frac{\sigma_e(tg^2\alpha + \xi_{min})}{\xi_{min}tg^2\alpha + 1} - \frac{2\tau_0 \times \cos\varphi \times (1 - tg^2\alpha)}{(1 + \sin\varphi)(\xi_{min}tg^2\alpha + 1)}. \quad (17)$$

Аналізуючи отриману залежність (17) можна зробити висновок, що горизонтальне напруження для СЗМ рівне горизонтальному напруженню для ідеально сипкого матеріалу зменшеному на деяку величину $C_\Sigma = \frac{2\tau_0 \times \cos\varphi \times (1 - tg^2\alpha)}{(1 + \sin\varphi)(\xi_{min}tg^2\alpha + 1)}$, що

спричинена силами зв'язності матеріалу. На основі сказаного можна записати:

$$\sigma_e = \sigma_e \xi - C_\Sigma, \quad (18)$$

де ξ - коефіцієнт бокового тиску для ідеально сипкого матеріалу.

Для встановлення залежності нормального тиску обмежуючої поверхні від вертикальних напружень помножимо перше рівняння умови (5) на $tg\beta$ і віднімемо від нього друге:

$$\sigma_e \cdot dx \cdot tg^2\beta - \tau_{yx} \cdot dx \cdot tg\beta - P_e \cdot dx \cdot tg^2\beta - (P_e tg\varphi + \tau_0) \cdot dx \cdot tg\beta - \sigma_e dx + \tau_{xy} \cdot dx \cdot tg\beta + P_e \cdot dx - (P_e \cdot tg\varphi + \tau_0) \cdot tg\beta \cdot dx = 0$$

Після врахування 6 і 18 запишемо:

$$\sigma_e \cdot tg^2\beta - P_e \cdot tg^2\beta - P_e \cdot tg\varphi \cdot tg\beta - \tau_0 \cdot tg\beta - \sigma_e \cdot \xi + C_\Sigma + P_e - P_e \cdot tg\varphi \cdot tg\beta - \tau_0 \cdot tg\beta = 0.$$

Звідки після перетворень:

$$P_0 = \frac{\sigma_2(\operatorname{tg}^2 \beta - \xi) + 2\tau_0 \cdot \operatorname{tg} \beta + C_\Sigma}{1 - 2 \cdot \operatorname{tg} \varphi \cdot \operatorname{tg} \beta - \operatorname{tg}^2 \beta}. \quad (19)$$

Для визначення кута α між площадкою вертикального напруження та площадкою максимального головного напруження розглянемо схему зображену на рис.4, та прирівняємо нулю суми проєкцій сил на осі OX і OY:

$$\begin{cases} \sum_{i=1}^n F_{xi} = 0 \Rightarrow \sigma'_1 AB - \sqrt{P_f^2 + P_N^2} \sin(90^\circ - (\Theta - \varphi_0)) = 0; \\ \sum_{i=1}^n F_{yi} = 0 \Rightarrow \sigma'_2 AC - \sqrt{P_f^2 + P_N^2} \cos(90^\circ - (\Theta - \varphi_0)) = 0. \end{cases} \quad (20)$$

Якщо врахувати, що $AB = CB \cos \Theta$ та $AC = CB \sin \Theta$, то після математичних перетворень маємо:

$$\begin{cases} \sigma'_1 CB \cos \Theta = \sqrt{P_f^2 + P_N^2} \cos(\Theta - \varphi_0); \\ \sigma'_2 CB \sin \Theta = \sqrt{P_f^2 + P_N^2} \sin(\Theta - \varphi_0). \end{cases} \quad (21)$$

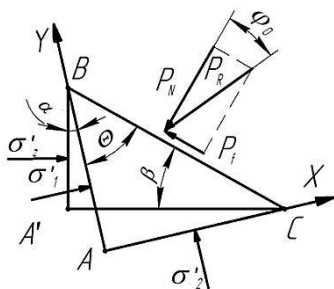


Рис.4 - Схема до визначення кута α між площадкою горизонтального напруження та площадкою максимального головного напруження

Поділивши друге рівняння системи (21) на перше отримаємо:

$$\frac{\sigma'_2}{\sigma'_1} \operatorname{tg} \Theta = \operatorname{tg}(\Theta - \varphi_0). \quad (22)$$

Врахувавши залежність (11) запишемо:

$$\xi_{\min} \operatorname{tg} \Theta = \frac{\operatorname{tg} \Theta - \operatorname{tg} \varphi_0}{1 + \operatorname{tg} \Theta \operatorname{tg} \varphi_0}. \quad (23)$$

На основі виразу (23) отримаємо наступне квадратне рівняння:

$$\xi_{\min} \operatorname{tg} \varphi_0 \operatorname{tg}^2 \Theta - (1 - \xi_{\min}) \operatorname{tg} \Theta + \operatorname{tg} \varphi_0 = 0. \quad (24)$$

Розв'язок рівняння (24) матиме вигляд:

$$\operatorname{tg} \Theta = \frac{1 - \xi_{\min}}{2 \xi_{\min} \operatorname{tg} \varphi_0}. \quad (25)$$

Кут Θ визначає положення площадки на якій діє максимальне головне напруження, а кут між цією площадкою і площадкою дії σ_g становитиме:

$$\alpha = 90^\circ - \beta - \Theta = 90^\circ - \beta - \operatorname{arctg} \left(\frac{1 - \xi_{\min}}{2 \xi_{\min} \operatorname{tg} \varphi_0} \right). \quad (26)$$

Користуючись правилом знаків у вираз (17) необхідно підставляти від'ємне значення кута α , проте, оскільки значення тангенса даного кута підноситься до квадрату, то впливом знаку можна знехтувати.

Для розв'язання диференційного рівняння (1) необхідно встановити прискорення центра мас виділеного об'єму матеріалу. Для цього скористаємось підходом запропонованим Гячевим Л.В. [6, 7], згідно якому об'єм матеріалу, що проходить через деяке січення за одиницю часу (об'ємну продуктивність) можна визначити за формулою:

$$Q_v(t) = V(t)S(t) \quad (27)$$

де $V(t)$ – швидкість руху матеріалу у деякому січення; $S(t)$ – площа січення.

Звідки з врахуванням (4) отримаємо:

$$V(t) = \frac{Q_v(t)}{\pi F^2(x(t))}, \quad (28)$$

де $x(t)$ - закон руху центра мас елементарного шару у бункері.

Об'ємна продуктивність, як вхідного, вихідного отворів, так і будь-якого перерізу конічної частини корпусу, визначається продуктивністю передуючого шнека, яка у свою чергу є постійною величиною (або прямує до постійного значення з певною похибкою). У такому випадку об'ємна продуктивність $Q_v(t)=Q_v=\text{const}$, а диференціюючи вираз (28) отримаємо

$$a = \frac{dV}{dt} = \frac{Q_v}{\pi} \frac{d(F^{-2}(x(t)))}{dt} = -\frac{2Q_v F'(x(t))x'(t)}{\pi F^3(x(t))}. \quad (29)$$

Оскільки $x'(t) = V$ і елемент розглядається при частковому значенні x , то остаточно маємо:

$$a = -\frac{2Q_v^2 F'(x)}{\pi^2 F^5(x)}. \quad (30)$$

Після підстановки (2), (4), (19) та (30) у диференційне рівняння (1) запишемо:

$$\begin{aligned} -Sd\sigma_z + \left[\frac{(\sigma_z(tg^2\beta - \xi) + 2\tau_0 \cdot tg\beta + C_\Sigma)}{1 - 2 \cdot tg\varphi \cdot tg\beta - tg^2\beta} \right] tg\varphi + \tau_0 \times L \cos \beta dx + \\ + \left[\frac{\sigma_z(tg^2\beta - \xi) + 2\tau_0 \cdot tg\beta + C_\Sigma}{1 - 2 \cdot tg\varphi \cdot tg\beta - tg^2\beta} \right] \times L \sin \beta dx = \\ = -\frac{2\gamma_0 S Q_v^2 F'(x)(\psi + \lambda\sigma_z) dx}{g\pi^2 F^5(x)}. \end{aligned} \quad (31)$$

Врахувавши (3) та після деяких математичних перетворень отримаємо:

$$\begin{aligned} -\frac{d\sigma_z}{dx} + \left(\frac{\sigma_z((F'(x))^2 - \xi) + 2\tau_0 \cdot F'(x) + C_\Sigma}{1 - 2 \cdot tg\varphi \cdot F'(x) - (F'(x))^2} \right) \frac{tg\varphi \times L \cos \beta}{S} + \\ + \frac{\tau_0 \times L \cos \beta}{S} + \left[\frac{\sigma_z((F'(x))^2 - \xi) + 2\tau_0 \cdot F'(x) + C_\Sigma}{1 - 2 \cdot tg\varphi \cdot F'(x) - (F'(x))^2} \right] \times \frac{L \sin \beta}{S} + \\ + \frac{2\gamma_0 Q_v^2 F'(x)(\psi + \lambda\sigma_z)}{g\pi^2 F^5(x)} = 0. \end{aligned}$$

Оскільки $\cos \beta = \frac{1}{\sqrt{1+\operatorname{tg}^2 \beta}}$, а $\sin \beta = \frac{\operatorname{tg} \beta}{\sqrt{1+\operatorname{tg}^2 \beta}}$ то

отримаємо

$$-\frac{d\sigma_z}{dx} + \left(\frac{\sigma_z((F'(x))^2 - \xi) + 2\tau_0 \cdot F'(x) + C_\Sigma}{1 - 2 \cdot \operatorname{tg} \varphi \cdot F'(x) - (F'(x))^2} \right) \frac{\operatorname{tg} \varphi \times L}{S\sqrt{1+(F'(x))^2}} +$$

$$+ \frac{\tau_0 \times L}{S\sqrt{1+(F'(x))^2}} + \left[\frac{\sigma_z((F'(x))^2 - \xi) + 2\tau_0 \cdot F'(x) + C_\Sigma}{1 - 2 \cdot \operatorname{tg} \varphi \cdot F'(x) - (F'(x))^2} \right] \times$$

$$\times \frac{LF'(x)}{S\sqrt{1+(F'(x))^2}} + \frac{2\gamma_0 Q^2 {}_v F'(x)(\psi + \lambda \sigma_z)}{g\pi^2 F^5(x)} = 0,$$

або

$$-\frac{d\sigma_z}{dx} + \left(\frac{\sigma_z((F'(x))^2 - \xi) + 2\tau_0 \cdot F'(x) + C_\Sigma}{1 - 2 \cdot \operatorname{tg} \varphi \cdot F'(x) - (F'(x))^2} \right) \frac{L \times (\operatorname{tg} \varphi + \tau_0)}{S\sqrt{1+(F'(x))^2}} +$$

$$+ \frac{\tau_0 \times L}{S\sqrt{1+(F'(x))^2}} + \frac{2\gamma_0 Q^2 {}_v F'(x)(\psi + \lambda \sigma_z)}{g\pi^2 F^5(x)} = 0,$$

Для розглядуваного випадку $S/L = F(y)/2$, тому маємо:

$$-\frac{d\sigma_z}{dx} + \left(\frac{\sigma_z((F'(x))^2 - \xi) + 2\tau_0 \cdot F'(x) + C_\Sigma}{1 - 2 \cdot \operatorname{tg} \varphi \cdot F'(x) - (F'(x))^2} \right) \frac{2 \times (\operatorname{tg} \varphi + \tau_0)}{F(x)\sqrt{1+(F'(x))^2}} +$$

$$+ \frac{2 \times \tau_0}{F(x)\sqrt{1+(F'(x))^2}} + \frac{2\gamma_0 Q^2 {}_v F'(x)(\psi + \lambda \sigma_z)}{g\pi^2 F^5(x)} = 0, \quad (32)$$

або

$$-\frac{d\sigma_z}{dx} + \frac{\sigma_z((F'(x))^2 - \xi) \cdot 2 \times (tg\varphi + \tau_0) + (2\tau_0 \cdot F'(x) + C_\Sigma) \cdot 2 \times (tg\varphi + \tau_0)}{(1 - 2 \cdot tg\varphi \cdot F'(x) - (F'(x))^2) \cdot F(x) \sqrt{1 + (F'(x))^2}} + \frac{2\lambda\gamma_0 Q_v^2 F'(x)}{g\pi^2 F^5(x)} + \frac{2\gamma_0 Q_v^2 F'(x)\psi}{g\pi^2 F^5(x)} = -\frac{2 \times \tau_0}{F(x) \sqrt{1 + (F'(x))^2}},$$

Звідки

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_z}{dx} + \sigma_z \left(-\frac{((F'(x))^2 - \xi) \cdot 2 \times (tg\varphi + \tau_0)}{(1 - 2 \cdot tg\varphi \cdot F'(x) - (F'(x))^2) \cdot F(x) \sqrt{1 + (F'(x))^2}} - \frac{2\lambda\gamma_0 Q_v^2 F'(x)}{g\pi^2 F^5(x)} \right) &= \frac{2 \times \tau_0}{F(x) \sqrt{1 + (F'(x))^2}} + \frac{2\gamma_0 Q_v^2 F'(x)\psi}{g\pi^2 F^5(x)} + \\ &+ \frac{(2\tau_0 \cdot F'(x) + C_\Sigma) \cdot 2 \times (tg\varphi + \tau_0)}{(1 - 2 \cdot tg\varphi \cdot F'(x) - (F'(x))^2) \cdot F(x) \sqrt{1 + (F'(x))^2}}. \end{aligned} \quad (33)$$

Отримане диференційне рівняння (33) є лінійним неоднорідним, оскільки йому можна надати вигляду:

$$\sigma'_z + \sigma_z P(y) = Q(y), \quad (34)$$

де

$$P(y) = -\frac{((F'(x))^2 - \xi) \cdot 2 \times (tg\varphi + \tau_0)}{(1 - 2 \cdot tg\varphi \cdot F'(x) - (F'(x))^2) \cdot F(x) \sqrt{1 + (F'(x))^2}} - \frac{2\lambda\gamma_0 Q_v^2 F'(x)}{g\pi^2 F^5(x)}. \quad (35)$$

$$Q(y) = \frac{2 \times \tau_0}{F(x) \sqrt{1 + (F'(x))^2}} + \frac{2\gamma_0 Q_v^2 F'(x)\psi}{g\pi^2 F^5(x)}$$

$$+ \frac{(2\tau_0 \cdot F'(x) + C_{\Sigma}) \cdot 2 \times (tg\varphi + \tau_0)}{(1 - 2 \cdot tg\varphi \cdot F'(x) - (F'(x))^2) \cdot F(x) \sqrt{1 + (F'(x))^2}} \quad (36)$$

Висновок. Для розв'язку диференційного рівняння (34) необхідне явне задання функції твірної бічної поверхні $x = F(y)$ яка входить до складу виразів (35) та (36).

Література

1. Пат. 110441 України, МПК А01F 15/00. Установа для пресування соломистих матеріалів / Цизь І.С., Попко В.Й., Мельник О.О., Цизь А.І. - № u201603508; Заявл. 04.04.2016; Опубл. 10.10.2016. Бюл. №19. - 4 с.
2. Хайлис Г.А. Механика растительных материалов. – Киев: УААН, 1994. -332 ст.
3. Опір матеріалів: Підручник / Г.С. Писаренко, О.Л. Квітка, Е.С. Уманський; За ред. Г.С. Писаренка. – К.: Вища шк., 1993. – 655 с.
4. Дидух Б.И. Механика грунтов: Учебное пособие. – М.: Изд-во УДН, 1990. – 92 с.
5. Цытович Н.А. Механика грунтов. – М.: Госстройиздат. 1973. – 272 с.
6. Гячев Л. В. Движение сыпучих материалов в бункерах и трубах. - М.: Машиностроение, 1966. -184 ст.
7. Гячев Л. В. Основы теории бункеров. Новосибирск, изд. НГУ, 1992. - 312 с.

Рецензент д.т.н. Г.А. Хайліс