

Ю. П. Шоловій, Н. І. Магерус

Національний університет "Львівська політехніка",
кафедра механіки та автоматизації машинобудування

АНАЛІЗ ВИТІКАННЯ ДРІБНОДИСПЕРСНОГО СИПКОГО МАТЕРІАЛУ З КОНІЧНОЇ ЛУНКИ БУНКЕРА

© Шоловій Ю. П., Магерус Н. І., 2017

Проведено аналіз теоретичного дослідження процесу витікання дрібнодисперсного сипкого матеріалу з конічної розвантажувальної лунки бункера під дією сил гравітації та за вібраційного збурення потоку конічним днищем. Математична модель гравітаційного витікання ґрунтувалась на дослідженні силових факторів, що призводять до формування стійкого склепіння над випускним отвором. Модель витікання під дією вібрації побудована на основі моделі Лоренца, яка описує поведінку сипкого продукту під впливом механічних коливань. Досліджено вплив параметрів лунки та режимів вібрації на ефективність процесу.

Ключові слова: сипкий матеріал, склепіння, модель Лоренца, бункер.

An analysis of the theoretical study of the process of leakage of finely dispersed bulk material from the conical discharge bunker hole under the influence of gravitational forces and the vibrational perturbation of the flow by the conical bottom is carried out. The mathematical model of gravitational leakage was based on the study of force factors, which lead to the formation of a stable vault above the outlet. The vibrational leakage model is based on the Lorentz model, which allows us to describe the behavior of a loose product under the influence of mechanical vibrations. The influence of hole parameters and vibration modes on the efficiency of the process is investigated.

Key words: bulk material, arches, Lorentz model, bunker.

Вступ. У конструкції будь-якого дозатора сипких матеріалів (СМ) використовують накопичувальні ємності для завантаження технологічних позицій формування дози, важливим елементом яких є розвантажувальні лунки. На практиці найчастіше використовують дві форми лунок: конічну (рис. 1, а) і клиноподібну (рис. 1, б, в) з випускним отвором прямокутного перерізу та із співвідношенням його довжин $l_{цц} : b_{цц} > 3$ [1], а також два їх типи різновиди: симетричну (рис. 1, б) та асиметричну (рис. 1, в). Частковим варіантом асиметричної клиноподібної лунки є нижня частина конічної лунки із конічним днищем в області випускного отвору.

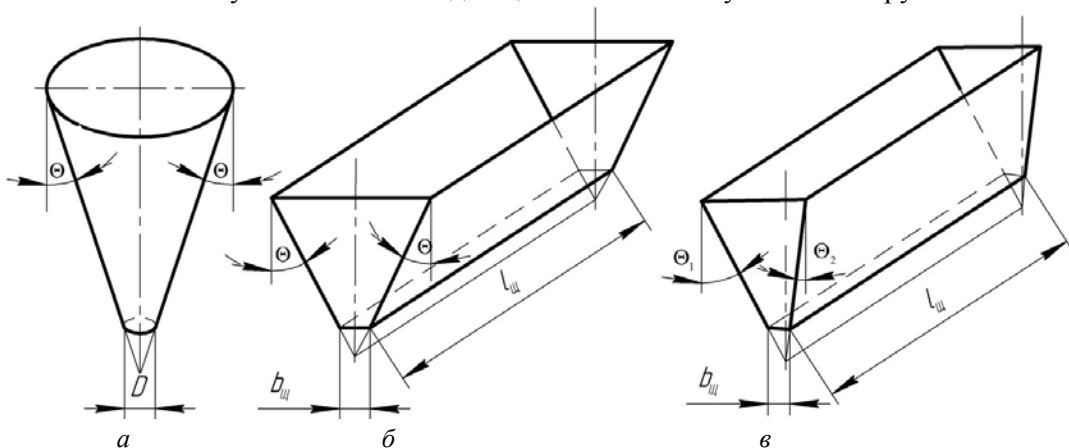


Рис. 1. Типові форми розвантажувальних лунок накопичувальних ємностей дозаторів

Витікання СМ крізь випускні отвори лунок найчастіше відбувається за допомогою сили земного тяжіння. Однак під час дозування дрібнодисперсних СМ гравітаційне витікання не завжди можливе і технологічно виправдане. У таких випадках використовують додаткові пристрої для покращення умов витікання, зокрема вібраційне збурення потоку СМ.

Аналіз останніх досліджень. Питання рівномірного витікання СМ з ємкостей, підвищення продуктивності процесу розвантаження бункерів, дослідженню поведінки СМ у процесі витікання розглядають праці, у яких вивчалися причини зависання СМ та утворення склепінь над випускними отворами ємкостей, причини непрогнозованої поведінки та виникнення пульсацій потоку у процесі витікання, досліджувались різні фактори, що впливають на інтенсивність потоку СМ при витіканні матеріалу з випускних отворів ємкостей [2]. Одним із ефективних методів покращення умов витікання є використання впливу вібрації на СМ, яка руйнує зв'язки між частинками продукту, змінює його напружений стан і тим самим покращує показники текучості. Багато робіт розглядають дослідження впливу вібрації на поведінку СМ, зміну насипної щільності СМ під дією механічних коливань, встановлення оптимальних параметрів вібрації, що дасть змогу стабілізувати фізико-механічні властивості продукту дозування, забезпечити високу продуктивність та точність процесу дозування [3]. Запропоновано реалізовувати вплив вібрації на СМ за допомогою віброуючих днищ, додаткових перегородок, похилих лотків, безпосереднім введенням в робочу камеру вібраційних збудників.

Однак усі теоретичні та прикладні дослідження стосуються СМ з гранульованим складом від дрібнозернистих і вище, і дуже мало приділено уваги вивченню дрібнодисперсних СМ з розмірами частинок, меншими за 50 мкм.

Постановка проблеми. Зважаючи на варіативність фізико-механічних властивостей дрібнодисперсних СМ у процесі переробки, хаотичний і непрогнозований характер руху під час витікання з випускних отворів ємкостей, а інколи і повну його відсутність, значні сили зчеплення, що призводять до налипання продукту до стінок бункерів і розвантажувальних лунок, необхідно дослідити та проаналізувати процеси їх гравітаційного витікання з випускних отворів ємкостей та за вібраційного збурення потоку, а також дослідити вплив конструктивних параметрів розвантажувальної лунки (розміру випускного отвору, кута нахилу стінок тощо) на поведінку продукту під час витікання з ємкостей.

Виклад основного матеріалу. Для аналізу гравітаційного витікання СМ з конічної розвантажувальної лунки бункера (рис. 2) була розроблена математична модель, що ґрунтувалась на дослідженні силових факторів, які призводять до формування стійкого склепіння над випускним отвором. На продукт, що знаходився в елементарному об'ємі склепіння, діяли відповідні прирости сил, значення яких визначаються формою та розмірами розвантажувальної лунки.

Використавши аналіз напруженого стану нерухомого шару продукту, було складено рівняння рівноваги сил, що діють на елементарний об'єм склепіння заввишки dh_C . Для конічної розвантажувальної лунки бункера (рис. 2) у проекції на вертикальну вісь воно має такий вигляд:

$$dF_{aym} + dF_C = dG, \tag{1}$$

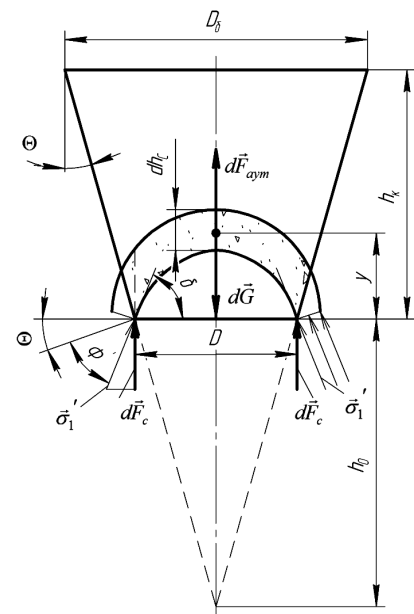


Рис. 2. Схема дії сил, що діють на елементарний об'єм склепіння, під час гравітаційного витікання дрібнодисперсного СМ із конічної розвантажувальної лунки бункера

де dF_{AUT} – приріст сили аутогезії; dF_C – приріст сили протидії витіканню; dG – приріст сили тяжіння.

Прирости сил, що входять у рівняння (1), визначено за такими залежностями [4]:

$$\begin{aligned} dG &= \frac{r_0 \cdot g \cdot dh_C \cdot p \cdot D^2}{4}; \\ dF_C &= s_1' \cdot \sin(d) \cdot dh_C \cdot \cos(d) \cdot p \cdot D; \\ dF_{aym} &= \frac{t_0 \cdot dh_C \cdot d \cdot D}{f \cdot \sin(d)}, \end{aligned} \quad (2)$$

де r_0 – насипна щільність дрібнодисперсного СМ; g – пришвидшення земного тяжіння; D – діаметр випускного отвору розвантажувальної лунки; s_1' – напруження вільного витікання; t_0 – початковий опір зсуву СМ під дією дотичного навантаження; $f = \tan(\Phi)$ – коефіцієнт внутрішнього тертя СМ; Φ – кут внутрішнього тертя СМ; $d = \Theta + \Phi'$; Θ – кут нахилу стінок лунки бункера до вертикалі; Φ' – кут тертя СМ до стінки розвантажувальної лунки бункера.

Використавши вирази для визначення усіх приростів сил (2), що діють на елементарний об'єм склепіння у конічній лунці бункера, та підставивши їх у рівняння рівноваги сил (1), отримаємо

$$\frac{t_0 \cdot dh_C \cdot d \cdot D}{f \cdot \sin(d)} + s_1' \cdot \sin(d) \cdot dh_C \cdot \cos(d) \cdot p \cdot D = \frac{r_0 \cdot g \cdot dh_C \cdot p \cdot D^2}{4}. \quad (3)$$

Із рівняння рівноваги сил (3) визначено граничний максимальний діаметр випускного отвору D конічної розвантажувальної лунки бункера, за якого реалізовується ефект “самозапирання” потоку продукту за відсутності дії вібрації:

$$D = \frac{4 \cdot (t_0 \cdot d + 0,5 \cdot s_1' \cdot \sin(2d) \cdot \sin(d) \cdot p \cdot f)}{f \cdot \sin(d) \cdot r_0 \cdot g \cdot p}. \quad (4)$$

Аналогічно досліджено поведінку дрібнодисперсного СМ під час гравітаційного витікання із конічної розвантажувальної лунки із кільцевим випускним отвором, що утворений стінками лунки та конічним днищем та визначено ширину кільцевого випускного отвору b_0 . Для моделювання було використане рівняння рівноваги сил, що діють на СМ в елементарному об'ємі склепіння.

Для подальшого дослідження геометричних параметрів розвантажувальних лунок бункера були встановлені напруження вільного витікання СМ [5]. Використавши гіпотезу про граничну рівновагу продукту в елементарному об'ємі заввишки dh_C , осьове напруження СМ має такий вигляд:

$$\begin{aligned} s_{h_0} &= \frac{r_0 g (h_0 + y)}{C_n (a_n - 1)} \left(1 - \left(\frac{h_0 + y}{h_0 + h_k} \right)^{a_n - 1} \right) + s_{10}^H \cdot \left(\frac{h_0 + y}{h_0 + h_k} \right)^{a_n} \times \\ &\times \left(1 + 2f^2 - \sqrt{(1 + 2f^2)^2 - 1 - 4f_w^2 \cdot (1 + f^2)} \right) \end{aligned} \quad (5)$$

де h_0 – відстань від випускного отвору розвантажувальної лунки бункера до уявної вершини конуса; y – поточна вертикальна координата місця утворення стійкого склепіння; h_k – висота розвантажувальної лунки бункера; s_{10}^H – радіальне напруження СМ на верхній межі

розвантажувальної лунки бункера; C_n, a_n – коефіцієнти [5]; $f_w = \tan(\Phi')$ – коефіцієнт тертя СМ до стінки розвантажувальної лунки бункера.

Оскільки важливим параметром конічної розвантажувальної лунки бункера є діаметр випускного отвору D та кут нахилу її стінок Θ , то використавши результати математичного моделювання, у програмному середовищі MathCAD отримано графічні залежності $D(\Theta)$ (рис. 3). Умови безперервного витікання СМ також істотно залежать від кута тертя матеріалу Φ' до його робочих поверхонь (рис. 4). Коефіцієнт зовнішнього тертя СМ f_w характеризує опір переміщенню частинок сипкого матеріалу по робочій поверхні дозатора та розвантажувальної лунки. На його величину впливають фізико-механічні властивості СМ, властивості контактуючих поверхонь, швидкість переміщення продукту та тривалість контакту поверхонь тертя.

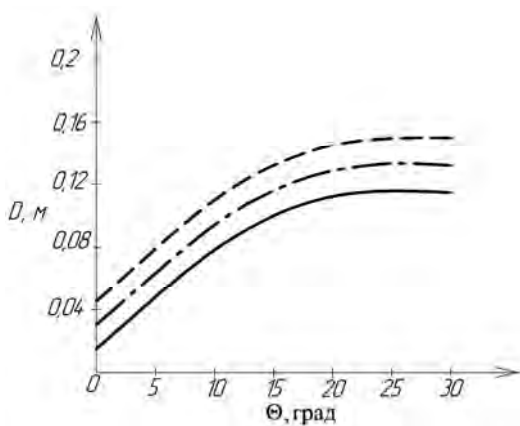


Рис. 3. Залежність розміру випускного отвору конічної розвантажувальної лунки бункера від кута її нахилу (— для $t_0 = 50$ Па; - - - для $t_0 = 100$ Па; — · — для $t_0 = 150$ Па)

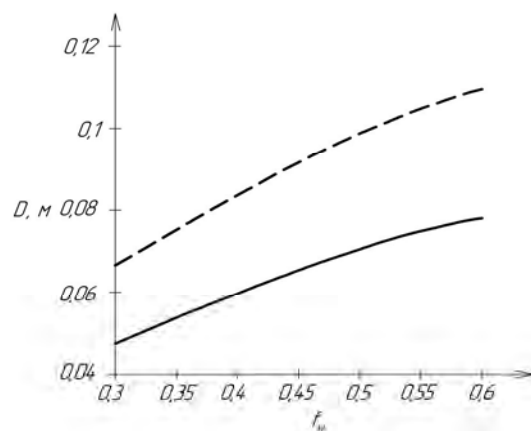


Рис. 4. Залежність розміру випускного отвору конічної розвантажувальної лунки бункера від коефіцієнта зовнішнього тертя (— для $r_0 = 500$ кг/м³; - - - для $r_0 = 700$ кг/м³)

На основі отриманих графічних залежностей (рис. 3) можна зробити такі висновки:

- зростаючий характер кривих пояснюється тим, що із збільшенням кута нахилу стінок розвантажувальної лунки зростає значення насипної щільності СМ в області випускного отвору, що призводить до зростання граничного розміру випускного отвору розвантажувальної лунки бункера;
- інтенсивність зростання графіків значно більша за кутів нахилу стінок розвантажувальної лунки бункера $\Theta \leq 20^\circ$. Це пов'язано із значним ущільненням матеріалу у зоні випускного отвору, яке досягає свого критичного значення для досліджуваного СМ за $\Theta \approx 20^\circ$.

Із графічних залежностей (рис. 4) випливає, що із зростанням коефіцієнта зовнішнього тертя СМ f_w до стінок розвантажувальної лунки бункера зростає граничний розмір її випускного отвору D (рис. 4, а) чи b_o (рис. 4, б), за якого немає витікання СМ через відсутність дії вібрації. Однак за $f_w \geq 0,5$ інтенсивність зростання кривих $D(f_w), b_o(f_w)$ (рис. 4) значно знижується, оскільки опір переміщенню продукту стає настільки значним, що граничний шар частинок, які контактують із стінками розвантажувальної лунки бункера,

прилипає до них, а ковзання відбувається тільки між шарами матеріалу. Зниження коефіцієнта зовнішнього тертя СМ f_w покращує умови витікання продукту.

Для дослідження поведінки дрібнодисперсного СМ під дією вібрації у конічній лунці бункера використано модель суцільного середовища. Під впливом вібрації СМ може перебувати у трьох можливих станах: попереднього ущільнення, циркуляційних і хаотичних рухів. Модель Лоренца дає змогу із достатньою точністю описати поведінку продукту у стані віброзрідження чи віброкипіння [4]. Оскільки дрібнодисперсний СМ під впливом механічних коливань поводить себе аналогічно до рідини, то найефективнішим способом одержання моделі Лоренца є її виведення із рівнянь Нав'є-Стокса згідно з розрахунковою схемою (рис. 5):

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial V_x}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial x} + n \left(\frac{\partial^2 V_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V_x}{\partial y^2} \right) - V_x \frac{\partial V_x}{\partial x} - V_y \frac{\partial V_x}{\partial y}, \\ \frac{\partial V_y}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial y} + n \left(\frac{\partial^2 V_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V_y}{\partial y^2} \right) - V_x \frac{\partial V_y}{\partial x} - V_y \frac{\partial V_y}{\partial y} + g \left(\frac{r}{r_u} + \frac{r_n}{r_u} - 1 \right) + \frac{6grkf(h_k - y)}{d_u r_u} \times \\ \times \text{sign}(V_y - aw \cos(\omega t) e^{-ey}) + \frac{3C_n r_n}{4d_u r_u} \cdot |U_0 e^{-dy} \cdot \sin(\omega t) - V_y| \cdot \text{sign}(U_0 e^{-dy} \cdot \sin(\omega t) - V_y) + \\ + \frac{6S_H \cos(\Theta_K)}{\left(1 + \tan\left(\frac{b}{2}\right)\right) d_u^2 r_u} \cdot \text{sign}(V_y - aw \cos(\omega t) e^{-ey}), \end{array} \right. \quad (6)$$

де V_x і V_y – горизонтальна і вертикальна компоненти швидкості СМ; t – час; r – насипна щільність СМ; p – тиск СМ; n – коефіцієнт кінематичної в'язкості СМ; g – пришвидження

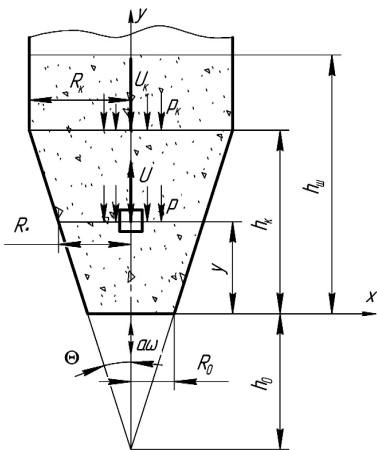


Рис. 5. Розрахункова схема поведінки СМ під дією вібрації

земного тяжіння; r_n – густина повітря; r_u – густина частинки СМ; k – коефіцієнт рухливості СМ; f – коефіцієнт внутрішнього тертя СМ; y – текуча координата частинки СМ; h_k – висота шару СМ, що піддається впливу вібрації; e – коефіцієнт затухання коливань в СМ; d – коефіцієнт затухання швидкості повітряного потоку; a і ω – амплітуда і частота коливань; d_u – умовний діаметр частинки СМ; C_n – коефіцієнт опору повітря; U_0 – амплітудне значення швидкості руху повітря у бункері; S_H – поверхневий шар води; Θ_K – крайовий кут змочування поверхні; b – кут, що вказує на кількість води у СМ.

Для одержання розв'язку системи рівнянь (6) записано граничні умови:

$$y = 0, V_y = 0, y = h, V_y = 0, p_k = 0, x = \pm R, V_y = a_y \cdot \cos(\omega t), V_x = a_x \cdot \sin(\omega t). \quad (7)$$

Здійснивши необхідні перетворення, отримано систему рівнянь:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial V_x}{\partial t} = -\frac{1}{r_0} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x} + n \left(\frac{\partial^2 V_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V_x}{\partial y^2} \right) - \frac{\partial V_x}{\partial x} \cdot V_x - \frac{\partial V_x}{\partial y} \cdot V_y, \\ \frac{\partial V_y}{\partial t} = -\frac{1}{r_0} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial y} + n \left(\frac{\partial^2 V_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V_y}{\partial y^2} \right) - \frac{\partial V_y}{\partial x} \cdot V_x - \frac{\partial V_y}{\partial y} \cdot V_y + \\ + g \left(\frac{r}{r_q} + \frac{r_n}{r_q} - 1 + C(y) + \frac{dC(y)}{dy} \cdot y \right) + \frac{6grkf}{d_q r_q} \cdot (h_k - y) + \frac{3C_n r_n}{4d_q r_q} \cdot (U - V_y)^2 + \\ + \frac{6s_n \cos(\Theta_k)}{\left(1 + \tan\left(\frac{b}{2}\right)\right) \cdot d_q^2 \cdot r_q} - hgz \cdot \left(C(y) + \frac{dC(y)}{dy} \cdot y \right) - \frac{p_k}{r_0} \cdot \frac{dC(y)}{dy}, \\ \frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} = 0, \\ \frac{\partial z}{\partial t} = g \cdot \left(\frac{\partial^2 z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 z}{\partial y^2} \right) - V_x \cdot \frac{\partial z}{\partial x} + V_y \cdot \frac{\partial z}{\partial y} + \frac{\Delta U}{h_k} \cdot V_y, \end{array} \right. \quad (8)$$

де \tilde{p} – відхилення тиску СМ від динамічного; h – коефіцієнт розширення СМ від швидкості повітряного потоку U ; z – відхилення швидкості повітряного потоку від лінійного профілю;

$$C(y) = \frac{1}{\left(\frac{R_k}{R}\right)^2 + 1 - \left(\frac{R}{R_k}\right)^2}, \quad R_k = R_0 + h_k \cdot \tan(\Theta); \quad R = R_0 + y \cdot \tan(\Theta); \quad R_0 - \text{радіус випускного}$$

отвору бункера.

Після виконання спрощень [4] система рівнянь (8) набуває вигляду моделі Лоренца:

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{x}_1 = s (y_1 - x_1), \\ \dot{y}_1 = r \cdot x_1 - y_1 + x_1 \cdot z_1, \\ \dot{z}_1 = x_1 \cdot y_1 - b \cdot z_1, \end{array} \right. \quad (9)$$

де безрозмірні параметри матимуть такий вигляд:

$$s = \frac{awh_k}{n}, \quad r = K \cdot \left(\frac{r_0}{r_q} + C(y) + \frac{dC(y)}{dy} \cdot y \right) \cdot \frac{aw^2}{g}, \quad b = \frac{4}{(h_k/R_k)^2 + 1}. \quad (10)$$

Як показує практика, зміна швидкості повітряного потоку ΔU по висоті шару СМ, коефіцієнт розширення матеріалу від швидкості повітряного потоку h та кінематична в'язкість η тісно пов'язані із параметрами вібрації a і w та геометричними розмірами лунки h_k і R_k . Значення цього коефіцієнта за зміни геометрії лунки і режимів дозування є фактично незмінним $K \approx 1$.

Характерним показником вібрації, що визначає рух матеріалу, є інтенсивність вібрації aw^2 . За $aw^2/g < 1$ спостерігається ущільнення матеріалу. За $aw^2/g \geq 1$ у конічній лунці бункера спостерігається впорядкований рух середовища у вигляді циркуляційних потоків (віброкипіння). За значного збільшення інтенсивності вібрації $aw^2/g \gg 1$ циркуляційні рухи перетворюються у хаос.

Використання моделі Лоренца дає змогу підібрати режими вібрації, що забезпечують ефективну роботу вібраційних бункерів. Модель Лоренца функціонально пов'язує параметри S , r , b із режимами роботи вібраційної машини a і W , а також геометрією лунки R_0 , h_k , Θ . Характерним показником у моделі Лоренца, у якому поєднані параметри вібрації та геометрії розвантажувальної лунки, є параметр $r = \left(E + \frac{r_0}{r_u} \right) \cdot \frac{aW^2}{g}$. Як уже зазначалось, за $r < r^*$

спостерігається ущільнення матеріалу, за $r \geq r^*$ – розрихлення продукту і, відповідно, його безперервне та рівномірне витікання. Із математичної моделі отримано формулу, що дає можливість встановити залежність параметра перевантаження X від геометричних розмірів розвантажувальної лунки бункера:

$$X = r^* \cdot \frac{1}{\left(\frac{R_k}{R} \right)^2 + 1 - \left(\frac{R}{R_k} \right)^2} + \frac{2 \tan(\Theta) \cdot \left(\frac{R_k^2}{R^3} + \frac{R}{R_k^2} \right)}{\left(\left(\frac{R_k}{R} \right)^2 + 1 - \left(\frac{R}{R_k} \right)^2 \right)^2} \cdot y + \frac{r_0}{r_u}. \quad (11)$$

Для аналізу динаміки витікання було вибрано пшеничне борошно із такими фізико-механічними властивостями: $r_0 = 0,6 \cdot 10^3$ кг/м³; $r_u = 0,8 \cdot 10^3$ кг/м³. Чим менший розмір частинок СМ, що дозується, тим вище значення параметра r^* моделі Лоренца, за якого гарантуються нормальні умови витікання. Для цього СМ обрано $r^* = 8$. Під час моделювання розглядали варіант повного завантаження конічної лунки бункера, за якого висота шару продукту h дорівнює висоті h_k розвантажувальної лунки бункера, тобто виконується умова $h = h_k$. З метою отримання залежностей $x(R_0)$ конструктивно приймали, що $y = 0,05$ м; $h_k = 0,6$ м.

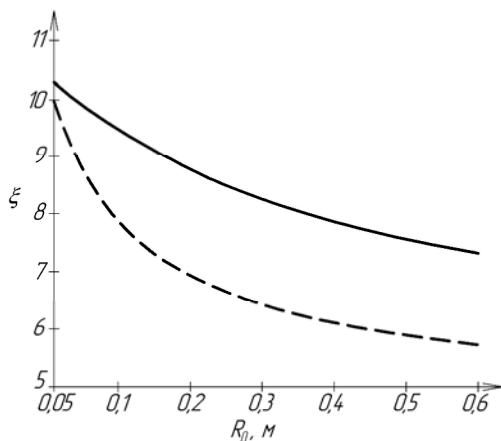


Рис. 6. Залежність $x(R_0)$ (— — — для $\Theta = 10^\circ$, — — — для $\Theta = 35^\circ$)

Для дрібнодисперсного СМ із заданими властивостями оптимальне значення кута нахилу лунки $\Theta \leq 36^\circ$, тому залежності $x(R_0)$ побудовано для $\Theta = 35^\circ$ та $\Theta = 10^\circ$. Використавши задані вхідні параметри та рівняння (28), у програмному середовищі MathCAD отримано графіки $x(R_0)$ (рис. 6), аналізуючи які, можна зробити висновок, що зростання радіуса випускного отвору R_0 , що відповідає розміру коливного днища, призводить до збільшення площі поширення вібрації. Це спричиняє зменшення параметра перевантаження x , який необхідний для забезпечення рівномірного та безперервного витікання дрібнодисперсного СМ.

Встановлено, що чим менший кут нахилу стінок розвантажувальної лунки Θ , тим істотніше впливає радіус випускного отвору R_0 розвантажувальної лунки на параметр перевантаження x .

Досліджена також залежність параметра перевантаження від висоти лунки бункера $x(h_k)$ для $R_0 = 0,05$ м та $R_0 = 0,2$ м (рис. 7).

Аналіз залежностей дає змогу стверджувати, що за збільшення висоти лунки h_k збільшується інтенсивність вібрації aw^2 , яка необхідна для досягнення СМ стану віброкипіння. Із збільшенням радіуса випускного отвору R_0 розвантажувальної лунки бункера динамічна система стає менш чутливою до зміни висоти шару матеріалу h_k , оскільки збільшується площа дії вібрації. На характер руху дрібнодисперсних СМ під дією вібрації впливає кут нахилу стінок Θ_1 розвантажувальної лунки бункера.

Аналіз кривих (рис. 8) показує, що із зростанням кута нахилу стінок Θ розвантажувальної лунки бункера збільшується інтенсивність вібрації aw^2 , що необхідна для забезпечення безперервного та рівномірного витікання дрібнодисперсного СМ. Це пояснюється зростанням ущільнення матеріалу у зоні її випускного отвору.

Важливим показником ефективної роботи вібраційного бункера є продуктивність Q , яка прямо залежить від швидкості витікання дрібнодисперсного СМ у зоні випускного отвору:

$$V_{вум} = a \cdot w \cdot \sin\left(\frac{p \cdot e}{2}\right) \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{4}{p} \cdot Z_k \cdot \cos\left(\frac{p \cdot e}{2}\right)\right)^2}, \quad (12)$$

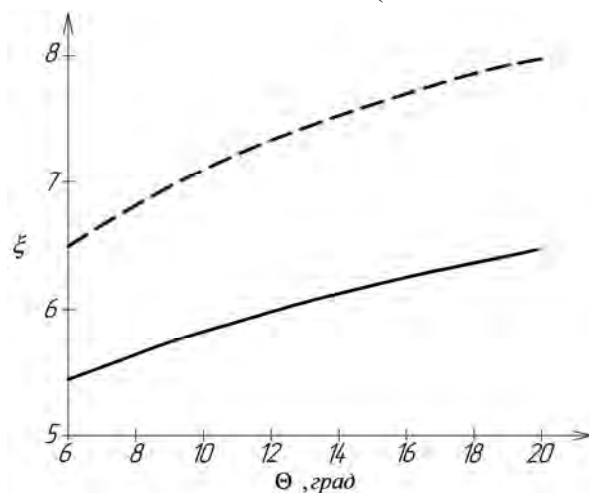


Рис. 8. Залежність $x(\Theta)$ (— для $h_k = 0,2$ м; - - - для $h_k = 0,4$ м)

де Z_k – параметр інтенсивності коливань; $e = 0,834 \cdot \sqrt{S_h}$ – коефіцієнт; S_h – число Струхаля

Висновки. У роботі розроблено математичні моделі гравітаційного витікання дрібнодисперсного СМ з конічної лунки бункера та під дією вібрації. Запропоновані моделі дають змогу дослідити вплив конструктивних параметрів випускної лунки на поведінку продукту

дозування, а також підібрати оптимальні режими вібрації та геометрію лунки, що дасть змогу забезпечити наперед задані параметри технологічного процесу. Використання результатів досліджень дає можливість регулювати і прогнозувати рух матеріалу у лунці і тим самим підвищувати продуктивність та точність процесу вібраційного об'ємного дозування.

1. Членов В. А. Виброкипящий слой / В. А. Членов, Н. В. Михайлов. – М.: Наука, 1972. – 343 с.
2. Дженикс Э. В. Складирование и выпуск сыпучих материалов / Э. В. Дженикс. – М.: Мир, 1968. – 164 с.
3. Урьев Н. Б. Исследование реологических свойств высокодисперсных порошков в процессе вибраций / Н. Б. Урьев, Н. В. Михайлов, П. А. Ребиндер // Доклады АН СССР. – 1969. – Т. 184, № 2. – С. 387–390.
4. Шоловій Ю. П. Моделювання поведінки дрібнодисперсного сипкого матеріалу під дією вібрації у конічній лунці дозатора за допомогою системи Лоренца / Ю. П. Шоловій, Н. М. Тимошенко, Н. І. Магерус // Технологічні комплекси. – 2014. – № 1. – С. 109–117.
5. Катальмов А. В. Дозирование сыпучих и вязких материалов / А. В. Катальмов, В. А. Любартович; за ред. Ю. К. Кузнецова. – Л.: Химия, 1990. – 240 с.