

УДК 631.362.3

Е.Б. Алієв, канд. техн. наук*Інститут олійних культур НААН, м. Запоріжжя, Україна**E-mail: aliev@meta.ua*

Фізико-математичний апарат пружно-демпферної взаємодії насінин під дією вібруючого решета

Контактні явища є одними з найбільш цікавих проблем дослідження молекулярної динаміки. Складність проблеми з контактами обумовлена принаймні трьома аспектами. Перший аспект полягає в нелінійному граничному стані в області контакту, обумовленого обмеженням проникності. Параметри області контакту, що включають режим ковзання, розподіл напруги, форма і розмір області та інші невідомі до аналізу. Другий аспект – це опис фрикційних явищ, які звичайно не мають простих рішень. Третім аспектом є матеріальна та геометрична нелінійність. Враховуючи зазначені аспекти необхідно визначити фізико-математичний апарат пружно-демпферної взаємодії в рамках переміщення насінини по вібруючому решету. Мета досліджень є розробка фізико-математичного апарата пружно-демпферної взаємодії насінин під дією вібруючого решета. Дослідження проводились з використанням методів аналітичної геометрії, теоретичної механіки і молекулярної динаміки. В результаті досліджень розроблено фізико-математичний апарат пружно-демпферної взаємодії насінин під дією вібруючого решета, який буде покладений в основу методу дискретних елементів і штрафного підходу для виявлення контактів та розрахунків сил контактної взаємодії насінин і поверхні решета. Розглянуті контакти насінин між собою і поверхнею решета при різних умовах демпфування, тертя та зчеплення насіння, решето, теоретичні дослідження, модель, розділення, взаємодія, контакт

Е.Б. Алиев, канд. техн. наук*Институт масличных культур НААН, г. Запорожье, Украина*

Физико-математический аппарат упруго-демпферного взаимодействия семян под действием вибрирующего решета

Контактные явления являются одними из наиболее интересных проблем исследования молекулярной динамики. Сложность проблемы с контактами обусловлена по крайней мере тремя аспектами. Первый аспект заключается в нелинейном предельном состоянии в области контакта, обусловленного ограничением проницаемости. Параметры области контакта включают режим скольжения, распределение напряжения, форма и размер области, и другие неизвестные для анализа. Второй аспект – это описание фрикционных явлений, которые обычно не имеют простых решений. Третьим аспектом является материальная и геометрическая нелинейность. Учитывая указанные аспекты необходимо определить физико-математический аппарат упруго-демпферного взаимодействия в рамках перемещения семени по вибрирующему решету. Цель исследований заключается в разработке физико-математического аппарата упруго-демпферного взаимодействия семян под действием вибрирующего решета. Исследования проводились с использованием методов аналитической геометрии, теоретической механики и молекулярной динамики. В результате исследований разработан физико-математический аппарат упруго-демпферного взаимодействия семян под действием вибрирующего решета, который будет положен в основу метода дискретных элементов и штрафного подхода для выявления контактов и расчетов сил контактного взаимодействия семян и поверхности решета. Рассмотрены контакты семян между собой и поверхностью решета при различных условиях демпфирования, трения и сцепления. семена, решето, теоретические исследования, модель, разделение, взаимодействие, контакт

Постановка проблеми. Останні десятиліття стали свідченням величезного розвитку досліджень гранульованих середовищ та симуляції часток [1]. Однак

гранульовані матеріали становлять предмет величезної кількості досліджень як у фізиці, так і в інженерних напрямках. Поліпшення ефективності таких досліджень дає розуміння поведінки руху частинок під дією різноманітних сил, які виникають в певних умовах [2].

Аналіз останніх досліджень і публікацій. Контактні явища є одними з найбільш цікавих проблем дослідження молекулярної динаміки. Складність проблеми з контактами обумовлена принаймні трьома аспектами. Перший аспект полягає в нелінійному граничному стані в області контакту, обумовленого обмеженням проникності. Параметри області контакту, що включають режим ковзання, розподіл напруги, форма і розмір області та інші невідомі до аналізу. Другий аспект – це опис фрикційних явищ, які звичайно не мають простих рішень. Третім аспектом є матеріальна та геометрична нелінійність. Враховуючи зазначені аспекти необхідно визначити фізико-математичний апарат пружно-демпферної взаємодії в рамках переміщення насінини по вібруючому решету [3]. Дослідженню пружно-демпферної взаємодії частинок присвячено багато робіт [1-5], в яких дана проблема вирішується тільки на рівні сферичних частинок. В зв'язку з тим, що насіння має різноманітну і складну форму виникає необхідність розширити існуючий фізико-математичний апарат і розробити нові положення.

Постановка завдання. Розробити фізико-математичний апарат пружно-демпферної взаємодії насінин під дією вібруючого решета.

Виклад основного матеріалу. Дослідження проводились з використанням методів аналітичної геометрії, теоретичної механіки і молекулярної динаміки.

Форма насіння олійних культур можна апроксимувати до форми, яка представлена на рисунку 1. Вона складається з трьох сфер, які перетинаються між собою. Головною характеристикою насіння є її ефективний радіус (далі радіус), який визначається як радіус рівновеликої за обсягом кулі. Тому надалі будемо розглядати взаємодію насінин у вигляді елементів сфер із радіусом r .

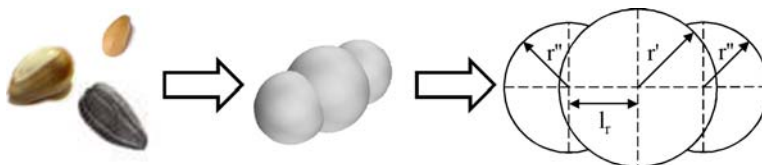


Рисунок 1 – Модель насінини

В просторовій багатокомпонентній системі, кожне вільне тіло має шість ступенів свободи при переміщенні і обертанні [4, 5]. Для того щоб проаналізувати систему, використовується метод дискретних елементів. У цьому методі рух кожної окремої насінини розглядаються індивідуально. Позиції насінин, їх швидкості і орієнтація обчислюються на кожному часовому кроці моделювання. Рівняння руху твердого тіла визначається шістьма диференціальними рівняннями

$$m_i \overline{a_i} = \overline{F_i}, \quad I_i \overline{\alpha_i} = \overline{M_i}, \quad (1)$$

де m_i – маса насінини, кг;

I_i – тензор інерції насінини, $\text{кг} \cdot \text{м}^2$;

$\overline{F_i}$ – вектор сили, що діє на насінину, Н;

$\overline{M_i}$ – момент вектору сили, що діє на насінину, $\text{Н} \cdot \text{м}$;

$\overline{a_i}$ – лінійне прискорення насінини, м/с²;

$\overline{\alpha_i}$ – кутове прискорення насінини, с⁻².

З огляду на два тіла і та j в системі N насінин, сила $\overline{F_i}$ і момент сили $\overline{M_i}$, що діють на насінину можуть бути обчислені як

$$\overline{F_i} = \sum_{j=1, j \neq i}^N \overline{F_{ij}} + m_i \overline{g}, \quad (2)$$

$$\overline{M_i} = \sum_{j=1, j \neq i}^N \overline{M_{ij}} = \sum_{j=1, j \neq i}^N \overline{r_i} \times \overline{F_{ij}}, \quad i = 1, \dots, N, \quad (3)$$

де $\overline{r_i}$ – радіус-вектор від центру до точки на поверхні насінини, м;

$\overline{g}$ – вектор прискорення вільного падіння, м/с².

Контактні розрахунки засновані на моделі м'яких частинок, що призводить до детермінованого моделювання, де стан кожної насінини в системі, і взаємодії всіх насінин визначаються за допомогою фізичних законів. Застосовуючи метод штрафу, можна визначити нормальну силу і силу тертя між насінинами, які стискаються (рис. 2, а). Ця модель передбачає, що контактні сили виникають через нефізичні перекриття між тілами в контакті [6, 7]. В результаті зіткнень, насінини будуть розсіювати енергію за рахунок нормальних сил і втрат на терті. Повна сила між двома насінинами і та j є

$$\overline{F_{ij}} = \overline{F_{ij}^n} + \overline{F_{ij}^t}, \quad (4)$$

де $\overline{F_{ij}^n}$ і $\overline{F_{ij}^t}$ – нормальні і дотичні компоненти $\overline{F_{ij}}$, Н.

Контакт між парою насінин вважаються чітким однокрапковим контактом. Насінини вважаються жорсткими, однак контакти деформуються. Нормальна сила $\overline{F_{ij}^n}$ між двома насінинами і та j, що стискаються, представляється як сума пружної сили відштовхування пружного елемента моделі і дисипативної в'язкої сили демпфуючого елемента. Ця сила може бути сформульована, як

$$\overline{F_{ij}^n} = (k_p \delta_{ij} + c_p \dot{\delta}_{ij}) \overline{n}. \quad (5)$$

де $\overline{F_{ij}^n}$ і $\overline{F_{ij}^t}$ – нормальні і дотичні компоненти $\overline{F_{ij}}$, Н; $\overline{n}$ – одиничний вектор нормалі центрів двох насінин; δ_{ij} – віртуальне перекриття насінин, м; k_p – жорсткість пружного елемента моделі, кг/с²; c_p – коефіцієнт загасання демпфуючого елемента моделі, кг/с; $\dot{\delta}_{ij}$ – відносна швидкість в нормальному напрямку між двома насінинами, м/с.

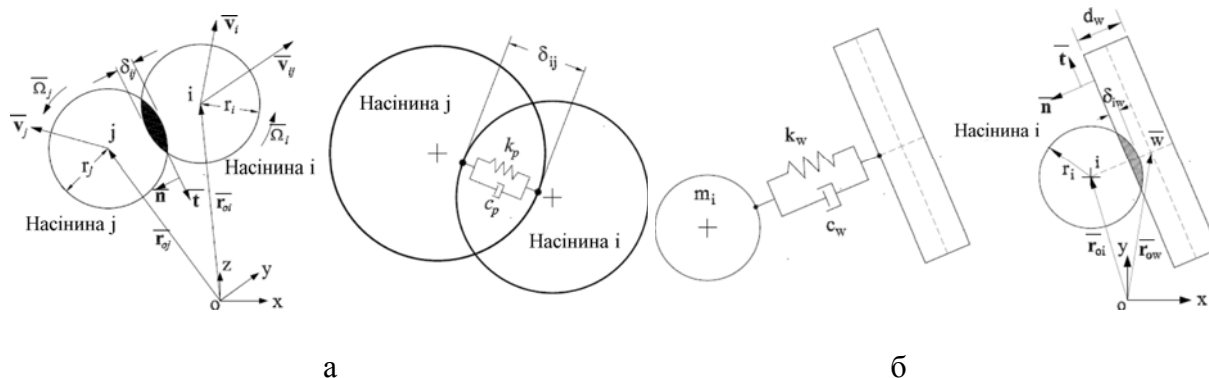


Рисунок 2 – Схеми взаємодії двох насінин (а) і насінини зі стінкою (б)

Віртуальне перекриття δ_{ij} насінин і вектор нормалі центрів двох насінин $\bar{n}$ можна визначити за наступними виразами:

$$\delta_{ij} = (r_i + r_j) - (\bar{r}_{oi} - \bar{r}_{oj})^T \bar{n}, \quad \bar{n} = (\bar{r}_{oi} - \bar{r}_{oj}) / |\bar{r}_{oi} - \bar{r}_{oj}|. \quad (6)$$

Згідно математичної обробки дисипативних енергій, які приведені в [8, 9], вираз для енергії ΔT , що розсіюється, при взаємодії двох сферичних тіл може бути представлений

$$\Delta T = m_i m_j (v_n^{(bef)})^2 (1 - \varepsilon_n^2) / (2(m_i + m_j)). \quad (7)$$

де ΔT – дисипативна енергій взаємодії, Дж;

m – маса насінини, кг;

$v_n^{(bef)}$ – відносна нормальна швидкість перед зіткненням насінин, м/с; ε_n – коефіцієнт нормальної релаксації.

Якщо загасання занадто велике, то можна розрахувати коефіцієнт загасання, використовуючи вираз

$$c_p = 2\sqrt{m_i m_j / (m_i + m_j) k_p} = 2\sqrt{m_j k_p}. \quad (8)$$

Замість згаданої вище лінійної моделі в'язкої дисипації, альтернативним способом введення дисипації в систему є використання різних сил для завантаження та розвантаження [10]. Цей підхід враховує постійну, пластичну деформацію під час звичайного контакту. При такому підході навантаження пружного елемента моделі k_l , як правило, менше, ніж його розвантаження k_{un} , тобто шлях розвантаження лежить нижче навантаження $k_l < k_{un}$ і, таким чином, втрати енергії пропорційні величині деформації частинок. Для цього випадку з цієї моделі буде виключено швидкісне затухання $c_p \dot{\delta}_{ij}$.

Таким чином, контактне зусилля в нормальному напрямку буде мати вигляд

$$\bar{F}_{ij} = \bar{F}_{ij}^n = \begin{cases} k_l \delta_{ij} \bar{n}, & \text{для випадку навантаження,} \\ k_{un} (\delta_{ij} - \delta_0) \bar{n}, & \text{для випадку розвантаження,} \end{cases} \quad (9)$$

де δ_0 – кінцеве перекриття насінин, при якому контактна сила зникає при розвантаженні (рис 3, а), м.

Ця кількість перекриття може бути розрахована шляхом застосування сили безперервності при максимальному перекритті як

$$k_l \delta_{\max} = k_{un} (\delta_{\max} - \delta_0). \quad (10)$$

Розсіювання енергії може бути визначене як площа поверхні в межах трикутної області (рис. 3, а), що призведе до коефіцієнта ε_m , який може бути визначений як

$$\varepsilon_m = \sqrt{k_l / k_{un}}. \quad (11)$$

де $0 < \varepsilon_m < 1$ – коефіцієнт ретусії імпульсу.

Отже, рівняння (10) можна переставити і знову записати

$$\delta_0 = (1 - \varepsilon_m)^2 \delta_{\max}. \quad (12)$$

Під час початкового навантаження сила зростає лінійно з нахилом k_l по відношенню до віртуального перекриття δ до максимального перекриття $\delta_{\max}$. Це максимальне перекриття може бути досягнуто при умові, що відносна швидкість між двома насінинами дорівнює нулю. Після цього моменту обидві насінини починають рухатися окремо одна від одної в процесі розвантаження. Розвантаження йде вниз по другій лінії з кутом нахилу k_{un} , доки сила не зникне через час t_c при перетині осі x при кінцевому перекритті δ_0 (12). Оскільки існує пластична деформація, перекриття не повернеться до нуля, коли сила дорівнює нулю.

Час t_c може бути обчислений у вигляді суми контактної тривалості половини насінин з жорсткістю k_l , k_{un} і може бути виражена як [11].

$$t_c = \pi(\sqrt{m_{ij}/k_l} + \sqrt{m_{ij}/k_{un}})/2. \quad (13)$$

У той час, як дві насінини не повністю розділені ($\delta = \delta_0 \neq 0$), то може статися так, що вони виступають проти зовнішнього зіткнення з одним або декількома навколишніми насінинами. Це зіткнення буде застосовувати додаткову зовнішню силу для початкових насінин і будуть зближуватися через ефект перезавантаження. Перезавантаження при $0 < \delta_r < \delta_0$, де δ_r це перекриття, після якого починається перезавантаження, матиме місце з градієнтом k_{un} уздовж лінії сили $k_{un}(\delta - \delta_r)$ до тих пір, поки вихідна крива завантаження буде досягнута. Подальше перезавантаження буде наступним, ніж початковий шлях завантаження з силою $k_l\delta$ до максимальної деформації.

Відсутність потреби у включенні будь-якого довільного затухання c_p і прямого аналітичного прогнозування параметрів ε_m і t_c вважається великою перевагою цієї моделі. Крім того, цю модель можна легко розширити, включивши ефект адгезії під час контакту, який виникає при застосуванні сил притягнення замість відштовхувальних, тобто коли

$$\overline{F_i}^T \cdot \overline{n_{ij}} < 0, \quad (14)$$

де $\overline{n_{ij}}$ – нормальний одиничний вектор з центрів однієї насінини до іншої.

Закон сили, враховуючи адгезію може бути змінений

$$\overline{F_{ij}} = \overline{F_{ij}^n} = \begin{cases} k_l \delta_{ij} \overline{n}, & \text{для випадку навантаження,} \\ k_{un} (\delta_{ij} - \delta_0) \overline{n}, & \text{для випадку розвантаження,} \\ k_{ad} \delta_{ij} \overline{n}, & \text{для випадку адгезії,} \end{cases} \quad (15)$$

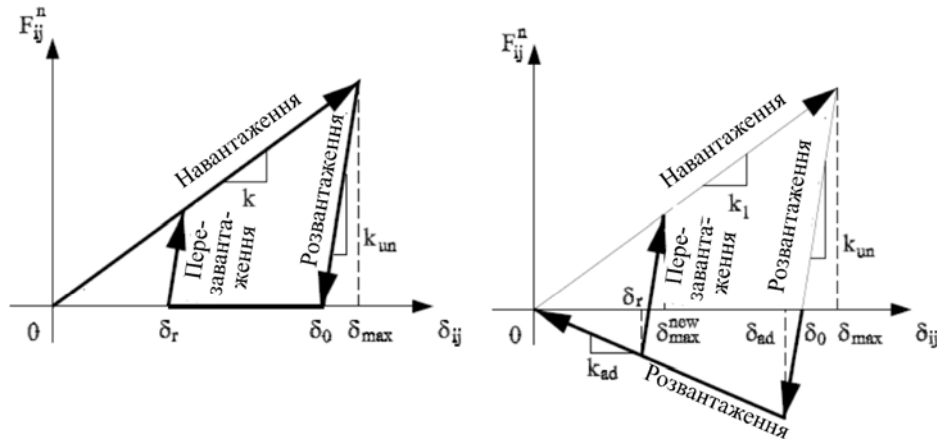
де k_{ad} – коефіцієнт зчеплення, який повинен бути негативним у випадку адгезії (рис. 3, б).

Однак, якщо досягнутої сили притягнення не достатньо, щоб змінити напрям руху насінин, то вона збільшується [12]. Максимальне значення сили притягнення досягається, коли шлях розвантаження нахилу k_{un} перетинає зменшувальну адгезію градієнта k_{ad} . Застосовуючи подібність трикутників, можна записати

$$(\delta_0 - \delta_{ad})/(k_{ad} \delta_{ad}) = (\delta_{\max} - \delta_0)/(k_l \delta_{\max}). \quad (16)$$

Виражаючи δ_{ad} маємо

$$\delta_{ad} = (1 - \varepsilon_m^2) k_l \delta_{\max} / (k_l + k_{ad} \varepsilon_m^2). \quad (17)$$



а – модель сили відштовхування б – модель сили притягнення

Рисунок 3 – Принципова схема петлі гістерезису контакту навантаження та розвантаження

Далі сили розвантаження $k_{ad}\delta_{ij}$ обчислюються уздовж негативного градієнта лінії, яка обмежує максимально можливі сили притягнення між насінинами. Ефект перевантаження може знову виникнути в будь-якій точці між ними уздовж цієї лінії, тобто $0 < \delta_r < \delta_{ad}$ і сила зростає з позитивним градієнтом k_{un} до досягнення нового значення δ_{max}^{new} на вихідній кривій навантаження. В іншому випадку, навантаження не може статися і сила зменшується уздовж лінії адгезії до $\delta_{ij} = 0$, в разі, коли дві насінини більше не перекривають одна одну.

Тангенціальні сили активні в контактах, де відносна тангенціальна швидкість насінин не дорівнює нулю. Нормальні та тангенціальні компоненти відносної швидкості $\bar{v}_{ij}^t$ двох насінин у нормальному та тангенціальному напрямках $\bar{n}$ та $\bar{t}$ є

$$\bar{v}_{ij}^n = \dot{\delta}_{ij} \bar{n} = (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_j)^T \bar{n}, \quad (18)$$

$$\bar{v}_{ij}^t = (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_j)^T \bar{t} + \bar{\Omega}_i \mathbf{r}_i + \bar{\Omega}_j \mathbf{r}_j, \quad (19)$$

$$\bar{t} = \bar{v}_{ij}^t / v_{ij}^t, \quad (20)$$

де $\bar{v}_{ij}^t$ – вектор відносної швидкості двох насінин, м/с;

$\mathbf{v}_i, \mathbf{v}_j$ – швидкості частинок i та j , відповідно;

$\bar{\Omega}_i, \bar{\Omega}_j$ – кутові швидкості частинок i та j , відповідно (рис. 2, а).

Якщо тангенціальна швидкість у площині контакту дорівнює нулю на початку контакту, то контакт є нормальним, інакше він буде зсувним або тангенціальним. Тут тангенціальна сила $\bar{F}_{ij}^t$ пов'язана з нормальною силою кулонівськими законами тертя, а саме

$$\bar{F}_{ij}^t = \begin{cases} \bar{F}_{static}^t \leq \mu_s \bar{F}_{ij}^n, v_{ij}^t = 0, \\ \bar{F}_{dynamic}^t = \mu_d \bar{F}_{ij}^n, v_{ij}^t \neq 0, \end{cases} \quad (21)$$

де μ_s, μ_d – статичні та динамічні коефіцієнти тертя, відповідно.

Знак « $\leq$ », який з'являється в рівнянні (21), означає, що у випадку статичного

тертя $\overline{F_{ij}^t}$ просто компенсується невідомою зовнішньою силою зсуву $\overline{F_{ij}^{ext}}$, що діє на контакт, так що $v_{ij}^t = 0$. Якщо $\overline{F_{ij}^{ext}} > \mu_s \overline{F_{ij}^n}$, то з'являється режим динамічного тертя, де застосовується $\overline{F_{ij}^t} = \mu_d \overline{F_{ij}^n}$ [13]. Розрив при нульовій швидкості розглядається як недолік кулонівського закону.

Взагалі, статичне тертя завжди більше, ніж динамічне тертя ковзання, тобто $\mu_s > \mu_d$. Для простоти коефіцієнт статичного та ковзаючого тертя можна вважати рівним. Тому тангенціальна сила зсуву може бути виражена за законом Кулона як

$$\overline{F_{ij}^t} = -\mu_d \left| \overline{F_{ij}^n} \right| \overline{t}. \quad (22)$$

Шляхом прямої підстановки рівнянь (5) і (22) в рівняння (4), контактну силу, що описують цю модель, можна записати у вигляді

$$\overline{F_{ij}} = (k_p \delta_{ij} + c_p \dot{\delta}_{ij}) \overline{n} - \mu_d \left| \overline{F_{ij}^n} \right| \overline{t}. \quad (23)$$

Заміна $\overline{F_{ij}}$ в рівняннях (2) і (3) буде давати результуюче контактне зусилля і момент сили, що діють на насінина через взаємодію насінина-насінина.

Оскільки кулонівське тертя розривна модель сили, в деяких дослідницьких роботах виконані корективи в модель, щоб уникнути цього в моделюванні [14, 15]. В цих дослідженнях введено зрушення демпфірування, з використанням якого визначається в'язке тертя. Ця сила, яка пропорційна тангенціальній швидкості між двома насінинами, що стискаються приймає форму

$$\overline{F_{ij}} = -\tilde{c}_t \overline{v_{ij}^t}, \quad (24)$$

де c_t – константа демпфування зсуву контакту.

Деякі інші моделі використовують як кулонівські, так і в'язкі ефекти при визначенні тангенціальної сили [16]. У цій моделі штрафний метод пружно-демпферної моделі застосовується двічі у нормальному та поперечному напрямках контакту. Модель контакту описується набором співвідношень примусового переміщення

$$F_n = k_n \delta_n + c_n \dot{\delta}_n, \quad (25)$$

$$F_t = \mu_d f_n + k_t \delta_t + c_t \dot{\delta}_t \quad (26)$$

для нормальних і тангенціальних контактних сил F_n і F_t відповідно, де δ_n і δ_t – контактні відстані (перекриття) в нормальних і тангенціальних напрямках, $\dot{\delta}_n$ та $\dot{\delta}_t$ – відносні швидкості в цих напрямках, які були задані в рівняннях (18) і (19). Починаючи з часу t_0 , при якому спочатку було встановлено контакт, відстань δ_t , над якою розтягується тангенціальна пружина, визначається

$$\delta_t = \int_0^{t_0} v_{ij}^t(\tau) d\tau. \quad (27)$$

Принцип пружно-демпферної моделі також застосовується для пошуку сил між насінинами та стінами (рис. 2, б). Аналогічно контактної взаємодії двох насінин між собою, для контакту із стінкою необхідно знати розмір перекриття під час контакту,

який може бути розрахований як

$$\delta_{iw} = (r_i + d_w/2) - (\overline{r_{oi}} - \overline{r_{ow}})^T \overline{n}, \quad \overline{n} = (\overline{r_{oi}} - \overline{r_{ow}}) / |\overline{r_{oi}} - \overline{r_{ow}}|. \quad (28)$$

де δ_{iw} – перекриття насінини із стінкою, м;

d_w – товщина стінки, м;

$\overline{r_{oi}}$ і $\overline{r_{ow}}$ – вектори положення центральної точки насінини і та стіни відповідно, м;

$\overline{n}$ – одиничний нормальний вектор до поверхні стінки у напрямку відбиття, тобто одиничний нормальний вектор від стіни до центру насінини (рис. 2, б).

Крім того, коли насінина набуває контакту з поверхнею стіни, виробляється протилежна контактна сила. Ця нормальна сила являє собою суперпозицію сили пружності та сили в'язкого демпфірування. Якщо взяти лінійну модель Герца, маємо

$$\overline{F_{iw}^n} = (k_w \delta_{iw} + c_w \dot{\delta}_{iw}) \overline{n}, \quad (29)$$

де k_w – пружна жорсткість зі стіною, кг/с²;

c_w – коефіцієнт демпфування зі стіною, кг/с;

$\dot{\delta}_{iw}$ – відносна швидкість між насіниною і стінкою, м/с.

У разі переміщення або вібрації стін, відносна нормальна швидкість $\dot{\delta}_{iw} \overline{n}$ прийме форму

$$\dot{\delta}_{iw} \overline{n} = \overline{v_i^n} - \overline{v_w^n}. \quad (30)$$

де $\overline{v_i^n}$ та $\overline{v_w^n}$ – нормальна швидкість насінини та стінки, відповідно, м/с.

Кількість в'язкого загасання під час контакту контролюється коефіцієнтом c_w . Розсіювання енергії збільшуватиметься, коли c_w стане більшим, а кінетична енергія буде зменшена після контакту через зменшення швидкості, який призведе до швидшої герметизації системи. Знижуючи силу можна враховувати і в тангенціальній площині контакту. Використовуючи найпростішу форму закону Кулона, сила тертя $\overline{F_{iw}^t}$ зі стінкою може мати форму

$$\overline{F_{iw}^t} = -\mu_d \left| \overline{F_{iw}^n} \right| \overline{t}, \quad (31)$$

яка направлена в протилежному напрямку швидкості зсуву в тангенціальній площині контакту. Підвищення коефіцієнта тертя допоможе в демпфіруванні насінин в тангенціальному напрямку.

Висновки. Розроблено фізико-математичний апарат пружно-демпферної взаємодії насінин під дією вібруючого решета, який буде покладений в основу методу дискретних елементів і штрафного підходу для виявлення контактів та розрахунків сил контактної взаємодії насінин і поверхні решета. Розглянуті контакти насінин між собою і поверхнею решета при різних умовах демпфування, тертя та зчеплення.

Список літератури

1. Rhodes, M. Introduction to Particle Technology [Text] / M. Rhodes. – Chichester: Wiley-Interscience, 2005.
2. De Gennes, P. Granular Matter [Text] / P. de Gennes – A Tentative View, Reviews of Modern Physics. – Vol. 71. – 1999. – P. 374-382.

3. Herrmann, H. Simulations of granular media [Text] / H. Herrmann, M. Müller. – Conference Proceedings from the Workshop 'Molecular Dynamics on Parallel Computers', World Scientific. – 1999. – P. 1-10.
4. Schiehlen, W. Technische Dynamik (in German) [Text] / W. Schiehlen, P. Eberhard. – Stuttgart: Teubner, 2004.
5. Shabana, A. Dynamics of Multibody Systems [Text] / A. Shabana. – New York: Wiley-Interscience, 1989.
6. Alkhaldi, H. Computation of Screening Phenomena in a Vertical Tumbling Cylinder [Text] / H. Alkhaldi, P. Eberhard. – Proceedings in Applied Mathematics and Mechanics (PAMM). – Berlin, Germany, 2006.
7. Eberhard, P. Efficient Computation of Colliding Particles in a Vertical Tumbling Sorting Machine [Text] / P. Eberhard, H. Alkhaldi. – Proceedings Second International Congress on Computational Mechanics and Simulation (ICCMS). – Vol. 1. – I.K. Publishing House, New Delhi, India. – 2006. – P. 81-87.
8. Khulief, Y. A Continuous Force Model for the Impact Analysis of Flexible Multibody Systems [Text] / Y. Khulief, A. Shabana. – Mechanism and Machine Theory. – Vol. 22. – 1987. – P. 213-224.
9. Lankarani, H. A Contact Force Model with Hysteresis Damping for Impact Analysis of Multibody Systems [Text] / H. Lankarani, P. Nikraves. – Journal of Mechanical Design. – Vol. 112. – 1990. – P. 369-376.
10. Sadd, M. Contact Law Effects on Wave Propagation in Particulate Materials Using Distinct Element Modeling [Text] / M. Sadd, Q. Tai, A. Shukla. – The International Journal of Non-Linear Mechanics. – Vol. 28. – No. 2. – 1993. – P. 251-265.
11. Luding, S. Collisions and Contacts between two Particles [Text] / Luding S. – Physics of Dry Granular Media, E350-NATO ASI series, Dordrecht, Kluwer Academic Publishers. – 1998. – P. 285-314.
12. Muth, B. Contact Simulation for Many Particles Considering Adhesion [Text] / B. Muth, P. Eberhard, S. Luding. – Mechanics Based Design of Structures and Machines. – Vol. 31. – No. 3. – 2003. – P. 433-457.
13. Schäfer J. Force Schemes in Simulations of Granular Materials [Text] / J. Schäfer, Wolf D. Dippel. – Journal de Physique I. – Vol. 6. – 1996. – P. 5-20.
14. Cundall, P. A Discrete Numerical Model for Granular Assemblies [Text] / P. Cundall, O. Strack. – Geotechnique. – Vol. 29. – 1979. – P. 47-65.
15. Luding, S. Anomalous Energy Dissipation in Molecular Dynamics Simulations of Grains [Text] / S. Luding, E. Clement, A. Blumen, J. Rajchenbach, J. Duran. – Physical Review E. – Vol. 50. – 1994. – P. 4113-4122.
16. Mao, K. Efficient Computation of Particle Motions in Discrete Element Modeling of Particle Damping [Text] / K. Mao, Z. Xu, M. Wang, T. Chen. – Eighth International Symposium on Plasticity and Impact Mechanics, New Delhi, India. – 2003. – P. 994-1005.

Elchin Aliiev, PhD tech. sci.

Institute of Oilseed Crops NAAS, Zaporozhye, Ukraine

Physics-mathematical apparatus of elastic-damper interaction of seeds under the action of a vibrating sieve

The aim of the research is to develop a physical and mathematical apparatus for the elastic-damper interaction of seeds under the action of a vibrating sieve. The studies were carried out using methods of analytical geometry, theoretical mechanics, and molecular dynamics.

Contact phenomena are one of the most interesting problems of studying molecular dynamics. The complexity of the problem with contacts is due at least to three aspects. The first aspect is the nonlinear limiting state in the contact region due to the restriction of permeability. Parameters of the contact area include slip mode, voltage distribution, shape and size of the area, and other unknowns for analysis. The second aspect is a description of frictional phenomena, which usually do not have simple solutions. The third aspect is the material and geometric nonlinearity. Taking these aspects into account, the physical and mathematical apparatus of elastic-damper interaction in the framework of the movement of seeds on a vibrating sieve was determined during the research.

As a result of the research, a physico-mathematical apparatus for the elastic-damper interaction of seeds under the action of a vibrating sieve was developed, which will be used as a basis for the method of discrete elements and the penalty approach for identifying contacts and calculating the contact forces of seeds and the sieve surface. Contacts of seeds between themselves and the sieve surface under various conditions of damping, friction and adhesion are considered.

seeds, sieve, theoretical studies, model, separation, interaction, contact

Одержано 05.10.17