

11. Сусол Р., Тацій О. (2020). Господарсько-корисні ознаки свиней породи п'єтрен в умовах півдня України. Аграрний вісник Причорномор'я, (96). 96-103. doi: 10.37000/abbsl.2020.96.12

Abstract

Slaughter qualities of young pigs of meat direction productivity

O.Tsereniuk, O.Akimov

The aim of the research was a comparative study of the slaughter qualities of the leading lines of Welsh and Landrace boars of domestic selection. The research was conducted based on traditional approaches. It was found that the difference between the experimental animals of the breeds Landrace and Wales is insignificant. Probable differences are found only between young animals from individual lines in the Landrace breed and their peers in the Wales breed. The general level of meat for both breeds is at a high enough level, which indicates the possibility of further use in breeding work with these breeds of all boars evaluated in these studies.

Key words: pig breeding, young pigs, slaughter qualities, meat, lines.

УДК 539.30/32

ДО ДИНАМІКИ ЗЕРНА НА РУХОМІЙ ПОХИЛІЙ ПЛОЩИНІ

**Нанка О.В., к.т.н., професор, Ієвлєв І.І., к.фіз.мат.н., доцент,
Семенцов В.В., к.т.н., доцент, Семенцов В.І., к.т.н., доцент
(Харківський національний технічний університет сільського
господарства імені Петра Василенка)**

Досліджується рух однорідної кулі по похилій площині в полі сил тяжіння. Дія площини на кулю проявляється у вигляді нормального тиску площини на кулю, сил тертя, пар сил тертя кочення і вертіння. Результати роботи використані для моделювання процесу зрідження зернового шару при його русі по поверхні решета. Розглянуто два окремих випадки: перший, відносна рівновага кулі на твердій площині, що здійснює поступальний вібраційний рух, і, другий, кочення кулі по нерухомій площині, нахилений під деяким кутом до горизонту. З'ясовуються умови, що сприяють псевдозрідженню зернового шару.

Ключові слова: зерно, куля, сили тертя кочення, вертіння, зв'язок, псевдозрідження.

Вступ. Сільськогосподарське виробництво часто пов'язане з технологічними процесами зернових культур. Як правило, зерно підлягає процедурі просіювання, розділення за фракціями і розміром. У цьому випадку зерно доводиться до, так званого, стану псевдозрідження, коли його реологічні властивості схожі на властивості рідин або газів [1]. Є два способи приведення

зерна (або гранульованого, сипучого) середовища в зазначений стан. Це дія потоку газу (рідини), що проходить через шар сипучого матеріалу, або накладення високочастотних вібрацій на середу [2 - 6]. Першому способу присвячено досить багато літератури, проведені експериментальні роботи, побудовані різні моделі [7 - 9]. Теоретичні методи опису другого способу псевдозрідження сипучих середовищ все ще недостатньо розвинені. Це пов'язано, звичайно, зі складним механізмом взаємодії часток сипучого середовища між собою. Формулювання ж коректних граничних умов, на наш погляд, не розглядалося [7-9]. Відомо, що сипуче середовище може знаходитися в трьох станах, які можна розглядати як фази стану: твердотільне деформувальне, рідкий і газоподібний стани. В якому саме стані буде перебувати середовище залежить від його динаміки (рівновага, повільний рух, швидкий рух). Є розділ механіки, присвячений гранульованим матеріалам, що чинять, так званий, швидкий рух [9 - 11]. Ефективність роботи решіт, що застосовуються для просіювання зерна, залежить від того, наскільки хорошим буде псевдозрідження шару зерна [13]. Тому важливо знати які чинники сприятимуть псевдозрідженню. Кожне зерно, що лежить на поверхні решета можна розглядати як тверде тіло, на яке накладається односторонній неголономний зв'язок. Якщо тимчасово знехтувати взаємодією зерен між собою (що допустимо для тонких зернових шарів), то можна вважати, що перехід до псевдозрідженого станом супроводжується процесом звільнення від зв'язків. Т.ч. приходимо до необхідності розгляду динаміки твердого тіла, що контактує з твердою поверхнею. Теорія таких завдань давно і добре розроблена [14-20]. Особливістю постановки завдання для даного випадку є наявність сил тертя між тілом і поверхнею. Велика увага вчених до завдань динаміки систем, схильних до дії сил тертя, проявилася після опублікування французьким вченим П. Пенлеве в 1895 році своєї роботи по тертю [21]. Тут вже наведені різні прояви тертя: тертя ковзання, кочення і вертіння, наведені найпростіші закони тертя. Надалі завдання динаміки систем, схильних до тертя, увійшли в класичну механіку як обов'язковий розділ [22 - 24]. Інтерес до цих завдань не слабшає і в даний час. Труднощі математичного плану при дослідженні таких завдань змушують висувати додаткові спрощенні припущення: тіло, вироджується в матеріальну точку, тіло, що володіє будь-якої симетрією, наявність тільки тертя ковзання, плоскі задачі [23, 24].

Решето, як правило, виконується у вигляді площини з твердого матеріалу, нахиленою під деяким кутом до горизонту. Ця площина для поліпшення процесу зрідження шару зерна схильна до вібрації - високочастотним коливанням з малою амплітудою [4-8]. Зерно під дією сили тяжіння рухається тонким шаром в напрямку якнайшвидшого спуску по площині решета. Зі збільшенням кута швидкість руху зерна збільшується і можливий випадок, коли шар подібно лавині буде ковзати як тверде тіло без перемішування зерна всередині цього шару. При такому режимі руху зерна погіршується процес просіювання. Тому, очевидно, потрібно залишати зерновий шар в режимі перекочування зерна, коли тангенс кута нахилу площини менше коефіцієнта тертя ковзання.

Скористаємося методикою постановки і рішення задачі, яка застосовується в роботі Маркєєва А.П. для руху однорідної кулі по горизонтальній площині, лише з урахуванням тертя ковзання [18, стр. 227].

Формулювання завдання. Будемо розглядати однорідний шар щільності ρ і радіусу a , розташований на площині S_1 , нахилений до горизонту під кутом α і здійснює поступальний рух (рис.1). Вважаємо, що ковзання кулі по площині відсутня, а можуть мати місце кочення і вертіння його.

Введемо три системи координат: нерухому з декартовими координатами (x_1^0, x_2^0, x_3^0) і координатної площиною $x_1^0 O x_2^0$, нахиленою до горизонту під кутом α

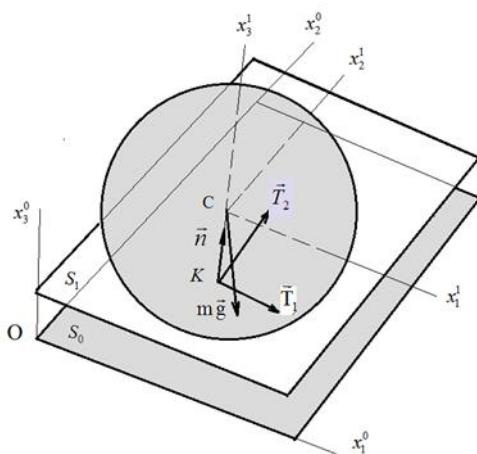


Рисунок 1 – Куля, рухлива система координат.

Друга система K_1 з декартовими координатами (x_1^1, x_2^1, x_3^1) і початком в точці C , що рухається поступально разом з центром мас кулі, причому осі координат першої та другої систем координат весь час залишаються паралельними один одному. Третя система координат K_2 з декартовими координатами (x_1^2, x_2^2, x_3^2) і початком координат в точці C жорстко пов'язана з рухомим кулею. Позначимо через $(\vec{e}_1^\alpha, \vec{e}_2^\alpha, \vec{e}_3^\alpha)$ ($\alpha=0,1,2$) орти систем координат K_α ($\alpha=0,1,2$), відповідно. Очевидно, орти $(\vec{e}_1^\alpha, \vec{e}_2^\alpha, \vec{e}_3^\alpha)$ ($\alpha=0,1$) зберігають свою орієнтацію і з часом не змінюються, орти ж $(\vec{e}_1^2, \vec{e}_2^2, \vec{e}_3^2)$ є змінними, залежними від t .

Задамо рух системи координат K_1 однорідним полем переміщень

$$\vec{u} = u_i(t) \vec{e}_i^0 \quad (1)$$

По повторюваним індексам тут і надалі мається на увазі підсумовування від 1 до 3, верхній індекс у компоненти вільного вектора \vec{A} говорить про обраний базисі $(\vec{e}_1^\alpha, \vec{e}_2^\alpha, \vec{e}_3^\alpha)$, за яким здійснюється розкладання $A_i^\alpha = (\vec{A} \cdot \vec{e}_i^\alpha)$,

відсутність верхнього індексу говорить про розкладання по базису системи координат K_0 !

Позначимо через K точку дотику площини S_1 з кулею. Вважаємо, що про-ковзання в цій точці відсутні. Швидкість \vec{v}_K точки K з одного боку буде дорівнювати $\vec{v}_K = \vec{v}_C + \vec{\omega} \times \overline{CK}$. З іншого боку, куля котиться по площині без ковзання. Тому $\vec{v}_K = \dot{\vec{u}}$, де $\dot{\vec{u}}$ - швидкість поступального руху системи K_1 . Звідси випливає векторна рівність

$$\vec{v}_C - \dot{\vec{u}} + \vec{\omega} \times \overline{CK} = 0 \quad (2)$$

де $\vec{\omega} = \omega_i \vec{e}_i^0 = \omega_i^1 \vec{e}_i^1$ - вектор миттєвої кутової швидкості кулі

Проекції на осі координат K_0 векторного співвідношення (2) мають вигляд

$$v_{C,1} - \dot{u}_1 - a\omega_2 = 0 \quad v_{C,2} - \dot{u}_2 + a\omega_1 = 0, \quad v_{C,3} - \dot{u}_3 = 0 \quad (3)$$

де $v_{C,1}, v_{C,2}, v_{C,3}$ - компоненти вектора швидкості $\vec{v}_C = v_{C,i} \vec{e}_i^0$ центру мас кулі. Зауважимо, що в силу паралельності осей координатних систем K_0 і K_1 має місце рівність проєкцій $A_i^0 = A_i^1 = A_i$ будь-якого вільного вектора \vec{A} !

Нехай на кулю діє сила тяжіння, рівнодіюча якої $m\vec{g}$ прикладена в центрі мас C . Реакції зв'язків можна представити у вигляді суми дотичній складової, спричиненої тертям

$$\vec{T} = T_1 \vec{e}_1^1 + T_2 \vec{e}_2^1 \quad (4)$$

і нормальної складової, яка визначає тиск зв'язку на тіло

$$\vec{N} = \vec{n}N = \vec{e}_3^1 N \quad (5)$$

прикладених в точці дотику K кулі до площини. Крім цього на тіло діють моменти пар сил тертя кочення \vec{M}_K і вертіння \vec{M}_R [19,20]

$$\vec{M}_K = \vec{e}_1^1 M_{K,1} + \vec{e}_2^1 M_{K,2}, \quad \vec{M}_R = \vec{e}_3^1 M_R \quad (6)$$

Рівняння динаміки кулі. Відомо, що вільне тверде тіло має шість ступенів свободи і рівняння динаміки його впливають з теорем про рух центру мас тіла і зміну кінетичного моменту тіла [15-18, 20]

$$m\dot{\vec{v}}_C = \vec{R}^e, \quad \dot{\vec{L}}_C = \vec{M}_C^e \quad (7)$$

де $m = \rho 4\pi a^3 / 3$ - маса кулі,

$$\vec{v}_C = v_{C,i}^1 \vec{e}_i^1 = v_{C,i} \vec{e}_i^0 = v_{C,i} \vec{e}_i^1,$$

$\vec{R}^e = T_1 \vec{e}_1^1 + T_2 \vec{e}_2^1 + N \vec{e}_3^1 + m\vec{g}$ - головний вектор зовнішніх сил, що діють на тіло,

$\vec{L}_C = \vec{e}_i^1 I_{ik}^1 \omega_k^1$ - кінетичний момент кулі відносно точки C ,
 I_{ik}^1 - компоненти тензора інерції в системі координат K_1 ,
 $\vec{M}_C^e = \vec{r}_K^1 \times (T_1 \vec{e}_1^1 + T_2 \vec{e}_2^1) + \vec{M}_K + \vec{M}_R$ - головний момент зовнішніх сил,
 $\vec{r}_K^1 = \overline{CK} = -a \vec{e}_3^1$ - радіус-вектор точки K в системі координат K_1 ,
 $\vec{g} = \vec{e}_1^1 g \sin \alpha - \vec{e}_3^1 g \cos \alpha$

У разі однорідної кулі тензор інерції є кульовим тензором $I_{ik}^1 = J \delta_{ik}$, де $J = 2ma^2 / 5$ осьовий момент інерції є постійною величиною як в системі координат K_2 , так і K_1 . Проекції першого векторного рівняння в (7) на осі координат K_0 і другого в проекціях на осі координат K_1 приймають вид

$$m\dot{v}_{c,1} = T_1 + mg \sin \alpha \quad (1)$$

$$m\dot{v}_{c,2} = T_2 \quad (2)$$

$$m\dot{v}_{c,3} = N - mg \cos \alpha \quad (3)$$

$$J\dot{\omega}_1^1 = aT_2 + M_{K,1}^1 \quad (4)$$

$$J\dot{\omega}_2^1 = -aT_1 + M_{K,2}^1 \quad (5)$$

$$J\dot{\omega}_3^1 = M_V^1 \quad (6)$$

Слід зауважити, що в силу симетрії тензора інерції кулі і сталості осьового моменту інерції J тут вдається записати динамічні рівняння Ейлера в спрощеному вигляді в системі координат K_1 , не переходячи в систему K_2 .

У зазначені шість рівнянь входять дев'ять невідомих ($v_{c,1}, v_{c,2}, v_{c,3}, \omega_1^1, \omega_2^1, \omega_3^1, T_1, T_2, N$). Тому дана система рівнянь є незамкненою.

Наявність зв'язків (3) дають додаткові співвідношення

$$v_{c,1} = \dot{u}_1 + a\omega_2^1, \quad v_{c,2} = \dot{u}_2 - a\omega_1^1, \quad v_{c,3} = \dot{u}_3 \quad (14)$$

Використовуючи дані вирази і рівняння (8) - (10), можна отримати співвідношення для N, T_1, T_2

$$N = m(\ddot{u}_3 + g \cos \alpha) \quad (7)$$

$$T_1 = m(\ddot{u}_1 + a\dot{\omega}_2^1 - g \sin \alpha) \quad (8)$$

$$T_2 = m(\ddot{u}_2 - a\dot{\omega}_1^1) \quad (9)$$

При коченні тіла на нього діє опір у вигляді моменту тертя кочення

$$\vec{M}_K = -f_K N \vec{v} \quad \left(\vec{v} = \frac{\vec{\omega} - \vec{e}_3^1 \cdot \vec{\omega} \vec{e}_3^1}{|\vec{\omega} - \vec{e}_3^1 \cdot \vec{\omega} \vec{e}_3^1|} \right) \quad (18)$$

і вертінню

$$M_V = -f_V N \text{sign}(\omega_3^1) \quad (19)$$

з коефіцієнтами f_K, f_V кочення і вертіння, відповідно.

Так як зв'язок є одностороннім, то для її збереження потрібно, щоб тиск N площини на тіло був позитивним

$$N \equiv m(\ddot{u}_3 + g \cos \alpha) > 0 \quad (20)$$

Очевидно, що (20) виконується, якщо має місце нерівність

$$\min_t \ddot{u}_3 + g \cos \alpha > 0 \quad (21)$$

У разі протилежної нерівності тіло стає вільним.

Нехай переміщення \vec{u} відбуваються за гармонійним законом

$$\vec{u} = \vec{e}_i^0 A_i \sin(\nu t) \quad (22)$$

Тоді нерівність (21) буде мати місце при

$$A_3 \nu^2 < g \cos \alpha \quad (23)$$

При коченні тіла по площині повинні виконуватися умови відсутності ковзання [19]

$$\sqrt{T_1^2 + T_2^2} \leq f_T N \quad (24)$$

де f_T коефіцієнт тертя ковзання. Або з урахуванням (15) - (17)

$$\max_t \sqrt{(\ddot{u}_1 + a\dot{\omega}_2^1 - g \sin \alpha)^2 + (\ddot{u}_2 - a\dot{\omega}_1^1)^2} < f_T (\ddot{u}_3 + g \cos \alpha) \quad (25)$$

Рівняння (11) - (13) з урахуванням (15) - (19) дають рівняння відносно невідомих $\omega_1^1, \omega_2^1, \omega_3^1$

$$\begin{cases} (ma^2 + J)\dot{\omega}_1^1 = ma\ddot{u}_1 - f_K m(\ddot{u}_3 + g \cos \alpha)\nu_1 \\ (ma^2 + J)\dot{\omega}_2^1 = ma(\ddot{u}_2 - g \sin \alpha) - f_K m(\ddot{u}_3 + g \cos \alpha)\nu_2 \\ J\dot{\omega}_3^1 = -f_V m(\ddot{u}_3 + g \cos \alpha)\text{sign}(\omega_3^1) \end{cases} \quad (26)$$

З цих співвідношень видно, що третє рівняння є незалежним від перших двох, являє собою рівняння першого порядку щодо змінної ω_3^1 . Його рішення при початковій умові $\omega_3^1(0) = \omega_{3,0}$ має вигляд [25]

$$\omega_3^1(t) = m f_V \text{sgn}(\omega_{3,0}) \frac{\nu(1 - \cos(\nu t))A_3 - g t \cos(\alpha)}{J} + \omega_{3,0} \quad (27)$$

Після звернення ω_3^1 в нуль далі $\omega_3^1(t) = 0$. Для малих амплітуд вібрацій

($A_3 \approx 0$) час, за який ω_3^1 перетворюється в нуль, приблизно дорівнює

$$t^* = \omega_{3,0} J(g m f_V \cos \alpha)^{-1}$$

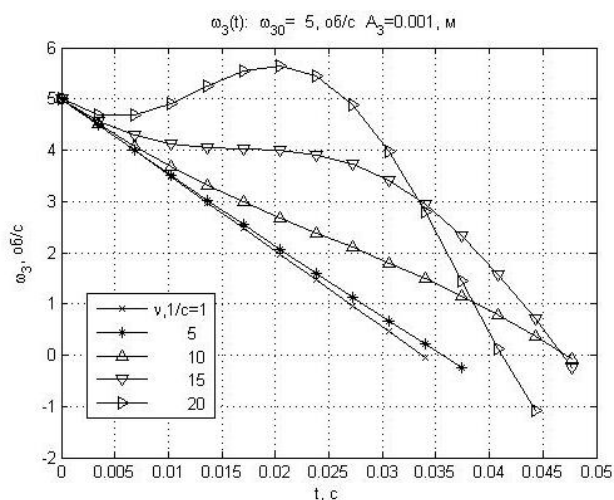


Рисунок 2

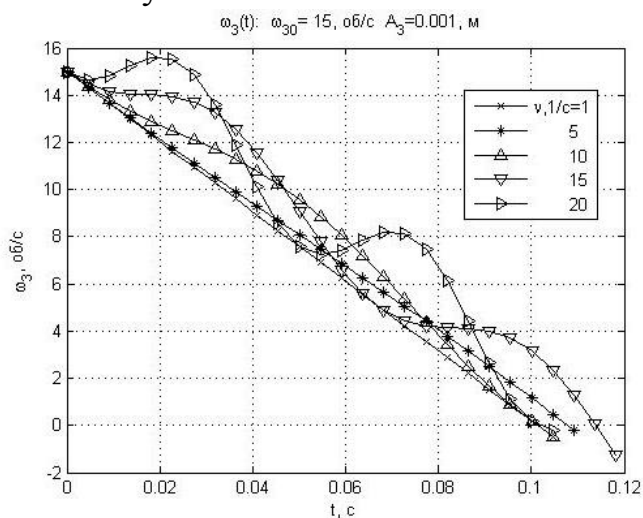


Рисунок 4

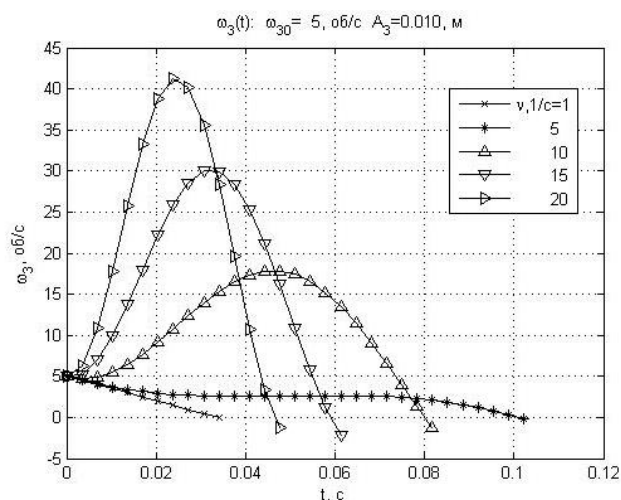


Рисунок 3

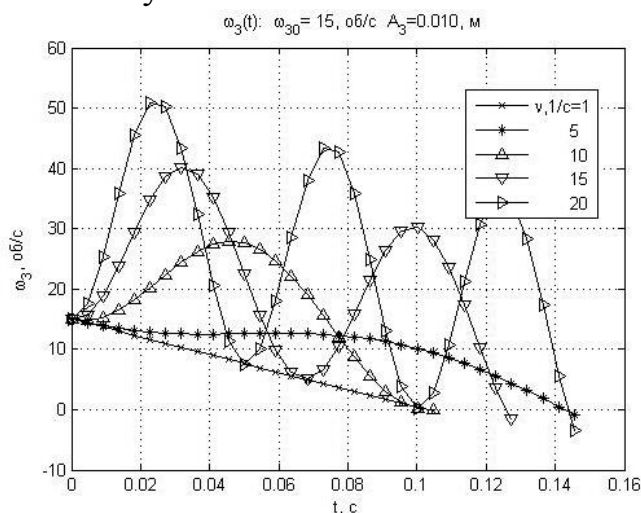


Рисунок 5

На рис. 2 - 5 наведено графіки залежності $\omega_3(t)$ для різних значень параметрів $A_3, \omega_{3,0}$. З малюнків видно, що наявність вібрацій решета призводить до коливального характеру вертіння $\omega_3(t)$.

Перші два рівняння (26) містять невідомі ω_1^1, ω_2^1 , що представляють собою компоненти вектора $\vec{\omega}_K = \vec{e}_1^1 \omega_1^1 + \vec{e}_2^1 \omega_2^1$, що лежить в площині S_1 . Введемо нові незалежні змінні $\omega_K = |\vec{\omega}_K|, \beta$, де β є кут між векторами $\vec{\omega}_K$ і \vec{e}_1^1 . У цьому випадку одиничний вектор \vec{v} матиме вигляд $\vec{v} = \vec{e}_1^1 \cos \beta + \vec{e}_2^1 \sin \beta$, а ω_1^1, ω_2^1 можна подати так

$$\omega_1^1 = \omega_K \cos \beta, \quad \omega_2^1 = \omega_K \sin \beta \quad (28)$$

Нескладні, перетворення призводять перші два рівняння (26) до виду

$$\begin{aligned} \dot{\omega}_K &= \\ &= -m \frac{[\cos \beta A_2 v^2 \sin(vt) - \sin \beta (A_1 v^2 \sin(vt) + g \sin \alpha)] a + f_K [g \cos \alpha - A_3 v^2 \sin(vt)]}{a^2 m + J} \\ \dot{\beta} &= m a \frac{A_2 v^2 \sin(vt) \sin \beta + \cos \beta (g \sin \alpha + A_1 v^2 \sin(vt))}{\omega_K (a^2 m + J)} \end{aligned} \quad (29)$$

Окремий випадок 1. Відносна рівновага кулі на рухомій площині.

Відносна рівновага означає, що куля не катався по рухомій площині $\vec{\omega} = 0$, або $\vec{v}_C = \vec{u} = \vec{A} v \cos(vt)$, а нормальна сила реакції задовольняють нерівності

$$\frac{N}{m} \equiv \ddot{u}_3 + g \cos \alpha > 0 \quad (30)$$

яке завідомо виконується, якщо

$$g \cos \alpha > A_3 v^2 \quad (30)$$

При відсутності ковзання кулі має виконуватися нерівність (24), де

$$T_1 = m(-A_1 v^2 \sin(vt) - g \sin \alpha), \quad T_2 = -m A_2 v^2 \sin(vt), \quad N = m(-A_3 v^2 \sin(vt) + g \cos \alpha)$$

тобто нерівність

$$\sqrt{(A_1 v^2 \sin(vt) + g \sin \alpha)^2 + (A_2 v^2 \sin(vt))^2} < f_T (-A_3 v^2 \sin(vt) + g \cos \alpha) \quad (31)$$

Умова відносної рівноваги для головного моменту зовнішніх сил дає рівність $\vec{M}_C^e \equiv \vec{r}_K^1 \times (T_1 \vec{e}_1^1 + T_2 \vec{e}_2^1) + \vec{M}_K + \vec{M}_V = 0$

звідки випливають співвідношення для знаходження складових моментів пар \vec{M}_K, \vec{M}_R

$$M_{K,1} = -am\ddot{u}_2, \quad M_{K,2} = am(\ddot{u}_1 - g \sin \alpha), \quad M_V = 0$$

а умова відсутності кочення дає нерівність

$$\sqrt{M_{K,1}^2 + M_{K,2}^2} < f_K N$$

або, інакше,

$$\sqrt{(A_1 v^2 \sin(vt) + g \sin \alpha)^2 + (A_2 v^2 \sin(vt))^2} < \frac{f_K}{a} (-A_3 v^2 \sin(vt) + g \cos \alpha) \quad (32)$$

Порівнюючи нерівності (31) і (32), можна помітити, що вони відрізняються тільки коефіцієнтами f_T і f_K/a , що стоять в їх правих частинах.

Це означає, що для зерен радіусу a меншого, ніж $a^* = f_k / f_T$, виконання умови (31) призводить до виконання умови (32), тобто відсутність ковзання призводить і до відсутності кочення. І, навпаки, для $a > a^*$ при виконанні умови (32), буде виконуватися умова (31), тобто при відсутності кочення не буде і ковзання.

Введемо позначення $\Phi(t) = \sqrt{(\ddot{u}_1 - g \sin \alpha)^2 + \ddot{u}_2^2}$ та скористувавшись виразом (22), уявимо його у формі

$$\Phi = \Phi(t, \nu) = \sqrt{(g \sin \alpha + A_1 \nu^2 \sin(\nu t))^2 + A_2^2 \nu^4 \sin^2(\nu t)}$$

Ця функція є періодичною періоду $T = 2\pi / \nu$. Дослідження її екстремальних властивостей говорить про те, що вона має два екстремуми на інтервалі $[0, T/2]$ в точках t_1, t_2 ($t_1 < t_2$), де

$$t_1 = \frac{1}{\nu} \arcsin \left(\frac{g A_1 \sin \alpha}{\nu^2 (A_1^2 + A_2^2)} \right), \quad t_2 = \frac{\pi}{2\nu}$$

Причому $\Phi(t_1, \nu) > 0$, $\Phi(t_2, \nu) < 0$. Таким чином, $\Phi(t, \nu)$ має максимум в точці $t = t_2$

$$\max_t \Phi(t, \nu) = \frac{\nu^4 (-\nu^2 A_1^2 - \nu^2 A_2^2 + \sin(\alpha) g A_1)}{\sqrt{g^2 (\sin(\alpha))^2 - 2 A_1 \nu^2 g \sin(\alpha) + A_1^2 \nu^4 + A_2^2 \nu^4}} \quad (10)$$

Т.ч. необхідні умови відсутності кочення кулі можна записати у формі

$$\frac{f_k}{a} (g \cos \alpha - A_3 \nu^2) > \frac{\nu^4 (-\nu^2 A_1^2 - \nu^2 A_2^2 + \sin(\alpha) g A_1)}{\sqrt{g^2 (\sin(\alpha))^2 - 2 A_1 \nu^2 g \sin(\alpha) + A_1^2 \nu^4 + A_2^2 \nu^4}} \quad (11)$$

Окремий випадок 2. Рух кулі по похилій нерухомою площині. Нехай площина S_1 тепер нерухома: $\vec{u} = 0$, а куля може котитися по ній без ковзання: $\vec{\omega} \neq 0$. Вище було показано, ω_3 пов'язане з вертінням кулі і закон цього руху визначається виразом (27), що говорить про згасаючому згодом характер вертіння. Рух кочення визначається складовими ω_1, ω_2 вектора кутової швидкості $\vec{\omega}$, що задовольняють рівнянням (29), які в даному випадку для змінних ω_k, β приймають вид

$$\frac{d\omega_k}{dt} = \frac{m}{a^2 m + J} (a g \sin \alpha \sin \beta - f_k g \cos \alpha) \quad (12)$$

$$\frac{d\beta}{dt} = \frac{a m}{(a^2 m + J)} \frac{g \sin \alpha \cos \beta}{\omega_k} \quad (13)$$

Дана система рівнянь є автономною, виключаючи змінну t можна перейти до одного лінійного диференціального рівняння для функціональної залежності $\omega_K = \omega_K(\beta)$

$$\frac{d\omega_K}{d\beta} = -\omega_K \frac{f_K - a \operatorname{tg}\alpha \sin \beta}{a \operatorname{tg}\alpha \cos \beta} \quad (14)$$

рішення якого при початковому умови має вигляд [35]

$$\omega_K(\beta) = \frac{\omega_{K,0}}{\cos(\beta)} \left(\sec(\beta) + \tan(\beta) \right)^{\frac{f_K \cos(\alpha)}{a \sin(\alpha)}} \quad (15)$$

Її областю визначення є множина $\beta \in \bigcup_{m=-\infty}^{\infty} (-\pi/2 \pm 2\pi m, \pi/2 \pm 2\pi m]$, графік функції на інтервалі $(0, \pi/2)$ наведено на рис.6.

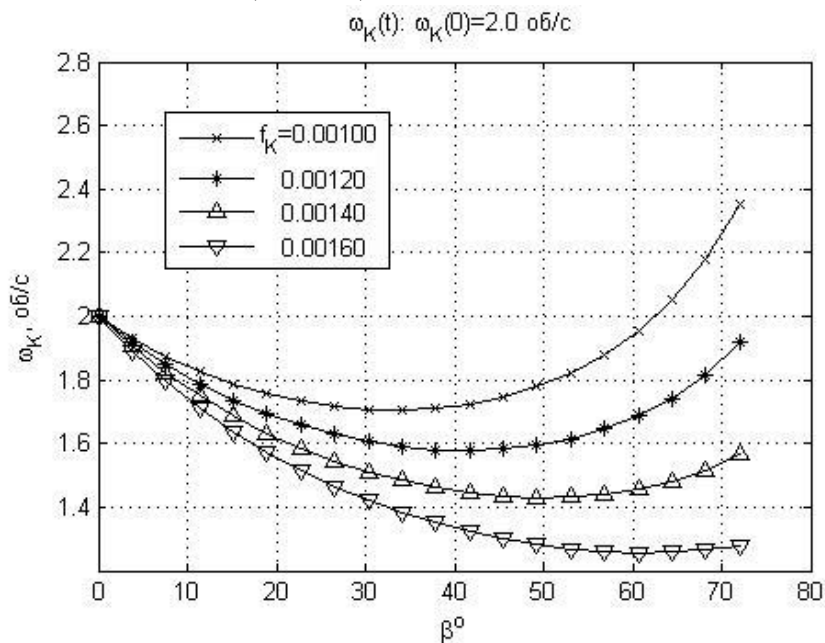


Рисунок 6 – Залежність $\omega_K(\beta)$

Чисельне визначення динаміки кулі по нерухомій площині. Завдання зводиться до чисельного розв'язання системи двох звичайних диференціальних нелінійних рівнянь (35), (36) з початковими умовами $\omega_K(0) = \omega_{K,0}$, $\beta(0) = \beta_0$. Розрахунок проводився за допомогою математичного пакета MATLAB за допомогою чисельного методу Рунге-Кутта.

Результати обчислень наведені на рис. 7, 8 у вигляді графіків функцій $\omega_K(t)$, $\beta(t)$, $\beta(\omega_K)$ та годографа вектора швидкості руху центру мас. При розрахунках були взяті такі значення параметрів: $\rho = 800 \text{ кг/м}^3$, $a = 0.005 \text{ м}$, $\omega_{K,0} = 2 \text{ об/с}$, $\beta_0 = \pi/4$, коефіцієнт тертя кочення обирався з інтервалу $f_K = 0.001 \div 0.0031$.

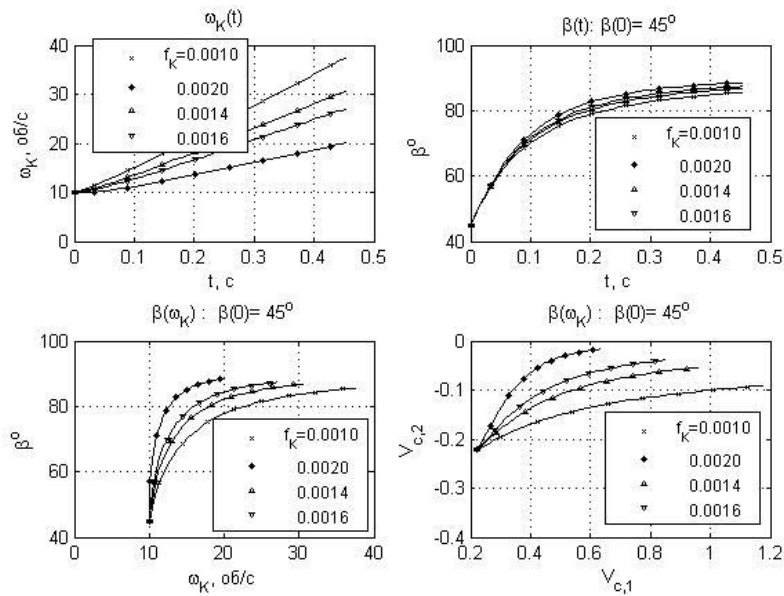


Рисунок 7

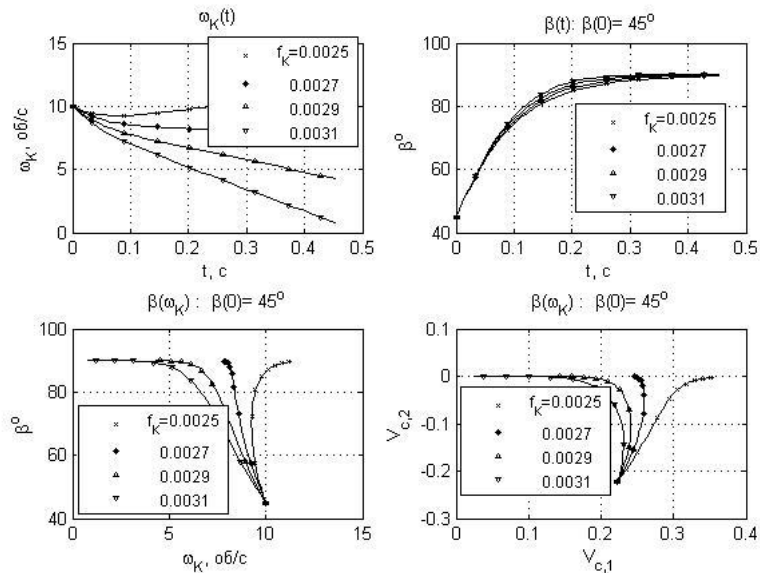


Рисунок 8

Видно, що при малих величинах f_K куля з часом розганяється, напрямок руху прагне до напрямку швидкого ската площині S_1 (позитивний напрямок вісі Ox_1^0): $\beta \rightarrow \pi/2$. Згодом складова $V_{C,2}$ по модулю прагне до нуля, складова же $V_{C,1}$ або зростає при достатній крутизні нахилу S_1 і малому коефіцієнті тертя кочення, або в іншому випадку прагне до нуля (правий нижній графік рис.7).

Висновки. Мета роботи полягає у визначенні факторів, що сприяють переходу шару зерна (гранульованого середовища) в стан псевдозрідження. Вище в п.3⁰ отримані нерівності, (30) - (34), що визначають достатні умови рівноваги зерна на рухомій площині. Очевидно, порушення будь-якого з цих

нерівностей має привести до втрати рівноваги, що передує псевдозрідженню. Характер втрати рівноваги визначається розміром кулястого зерна: при малих радіусах тіло схильне почати ковзання, при великих радіусах - кочення. Очевидну дію вібрацій, що приводить до втрати зв'язку, відображує нерівністю (23).

Рух кулі по нерухомій площині носить прогнозований характер. Куля починає рухатися під кутом по відношенню до осі Ox_1^1 , подальший характер її руху залежить від величини коефіцієнта тертя кочення. При малих значеннях f_k куля під дією сили тяжіння розганяється, траєкторія її вирівнюється в напрямку осі Ox_1^1 . При збільшенні коефіцієнта тертя кочення до певного значення спостерігається гальмування руху кулі, ω_k^1 звертається в нуль разом зі швидкістю руху центру мас. Тут, очевидно, сприятливим для псевдозрідження є варіант розгону зерна з часом.

Список літератури

1. Аэров М.Э., Тодес О.М., Наринский Д.А. Аппараты со стационарным зернистым слоем. Л.: Химия. - 1979. - 176 с.
2. Гольдштик М.А. Процессы переноса в зернистом слое. Новосибирск: СО АН СССР. Ин-т теплофиз. - 1984. - 163 с.
3. Гольдштик М.А. Элементарная теория кипящего слоя. - ПМТФ, 1972, №6. - С. 106-112.
4. Зенков Р.Л. Механика насыпных грузов. М.: Машиностроение. - 1964. - 251 с.
5. Заика П.М. Динамика вибрационных очистительных машин. М.: Машиностроение. - 1977. - 278 с.
6. Блехман И.И., Хайнман В.Я. О теории вибрационного разделения сыпучих смесей/ Изв. АН СССР. Механика, 1965, №5, с.22-30.
7. Иевлев И.И. К динамике гранулированных сред в наклонных лотках. Прикладна гідромеханіка. - 2000. Том 3, №1. С. 1-11.
8. Johansson L., Klarlring A. Study of Frictional Impact Using a Nonsmooth Equations Solver. Journal of Applied Mechanics. June 2000, vol.67, p.267-273.
9. Лозовецкий В.В., Мордвинцев В.М. Расчет движения шаровой засыпки как квазиньютоновской жидкости в бункере осесимметричной геометрии. Прикл. проблемы прочности и пластичности. Межвуз. сб. Нижегородский ун-т. - 1991. - С.111-116.
10. Tamás Borzsonyi, Thomas C. Halsey, Robert E. Ecke. Avalanche dynamics on a rough inclined plane. PHYSICAL REVIEW E 78, 011306. - 2008.
11. Ширко И.В. (под ред.). Механика гранулированных сред. Теория быстрых движений. М.: Мир. - 1985. - 280 с.
12. Сэвидж С. Гравитационное течение несвязанных гранулированных материалов. В кн. Механика гранулированных сред: Теория быстрых движений. М.: Мир. - 1985. - с. 86-146.

13. Вайсберг Л.А., Картавий А.Н., Коровников А.Н. Просеивающие поверхности грохотов. Конструкции, материалы, опыт применения / Под ред. Л.А. Вайсберга. СПб.: Изд-во ВСЕГЕИ. - 2005. – 252 с.
14. Аппель П. Теоретическая механика. Т.1. Статика, динамика материальной точки. М.: Госиздат ФМЛ. - 1960. - 515 с
15. Аппель П. Теоретическая механика. Т.2. Динамика системы. Аналитическая механика. Гос.издат ФМЛ. М.: - 1960. - 487 с.
16. Голдстейн Г. Классическая механика. М.: Госиздат техн.-теор. лит-ры. - 1957.- 408 с.
17. Кильчевский Н.А. Курс теоретической механики. Т.2. М.: Наука. - 1977, - 544 с.
18. Маркеев А.П. Теоретическая механика: Учебник для университетов. Москва: ЧеРо. -1999. - 572 с.
19. Маркеев А.П. Динамика тела, соприкасающегося с твердой поверхностью. М.: Наука. Гл. ред. ФМЛ.- 1992. - 336 с.
20. Василенко П.М. Теория движущейся частицы по шероховатым поверхностям сельскохозяйственных машин. Киев: Изд-во Укр. академ. с\х наук. - 1960. - 283 с.
21. Пенлеве П. Лекции о трении. М.: Гос.издат.техн.-теор.лит. - 1954. - 316 с.
22. Розенблат Г.М. Динамические системы с сухим трением. М.: Ижевск: Регулярная и хаотическая динамика. - 2006. - 203 с.
23. Ишлинский А.Ю., Соколов Б.Н., Черноушко Ф.Л. О движении плоских тел при наличии сухого трения. Изв.РАН. МТТ. 1981. №4. - С. 17-28.
24. Горячева И.Г., Добычин М.Н. Контактные задачи в трибологии. М.: Машиностроение. - 1988. -256 с.
25. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. М.: Наука. - 1965. - 704 с.

УДК 631.326:620.952

ФІЗИКО-МЕХАНІЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ПАЛИВНИХ БРИКЕТІВ ІЗ РОСЛИННОЇ СИРОВИНИ

Субота С.В., наук. співр.

(Національний науковий центр “Інститут механізації та електрифікації сільського господарства”)

Енергетичною стратегією України до 2035 року «Безпека, енергоефективність, конкурентоспроможність» передбачено формування місцевих систем теплопостачання на основі економічно обгрунтованого потенціалу місцевих видів палива. Одним з основних напрямків використання місцевого палива є використання рослинної сировини у генерації електро та