

2. Докуніхін В.З. Транспортні витрати при децентралізованому технічному обслуговуванні автомобілів / В.З. Докуніхін, О.М. Святненко // Вісник ХНТУСГ. – Харків: ХНТУСГ, 2011. – Вип. 93, т. 2. – С. 117–122.
3. Докуніхін В.З. Скорочення транспортних витрат при кооперованому обслуговуванні автомобілів в АПК / В.З. Докуніхін // Вісник ХНТУСГ. – Харків: ХНТУСГ, 2011. – Вип. 93, т. 2. – С. 111–117.
4. Докуніхін В.З. Удосконалення методики розрахунку транспортних витрат при ТО автомобілів / В.З. Докуніхін, В.М. Савченко // Вісник ДААУ. – 2002. – №1. – С. 36–38.
5. Докуніхін В.З. Форми організації технічного обслуговування і ремонту автомобільного транспорту сільськогосподарських підприємств / В.З. Докуніхін // Управління проектами, системний аналіз і логістика. – 2006. – №3. – С. 55–57.
6. Лудченко О.А. Технічна експлуатація і обслуговування автомобілів: Технологія : Підручник / О.А. Лудченко. – К.: Вища школа, 2007. – 527 с.
7. Організаційні форми технічного сервісу та прогноз їх розвитку в ринкових умовах господарювання в агропромисловому комплексі України / Молодик М.Н., Моргуєн А.М., Шаповал Л.І. та ін. – К.: ННЦ «ІМЕСГ», 2001. – 171 с.

Обосновано использование агрегатно-узлового метода ремонта автомобильного транспорта сельскохозяйственных предприятий и основные принципы организации кооперативной формы технического обслуживания автомобилей на основе данного метода.

Автомобиль, техническое обслуживание, поточный ремонт, некомплексный гараж, транспортные расходы.

In paper is modular-nodal method of repair of motor transport of the agricultural factories and main principles of architecture of the co-operative shape of engineering service of cars on basis of given method is justified.

Car, engineering service, continuous repair, not complex garage, cost of transportation.

УДК. 631.816;631.03

РУХ МАТЕРІАЛЬНОЇ ЧАСТИНКИ ПО ШОРСТКИХ ДИСКАХ

***В.І. Смаглій, кандидат технічних наук
Національний науковий центр «Інститут механізації та
електрифікації сільського господарства»***

Виведені рівняння руху матеріальної частинки по поверхні плоского і конічного дисків, які обертаються навколо вертикальної осі, в прямокутній декартовій і криволінійних (полярній і циліндричній)

© В.І. Смаглій, 2013

системах координат. Ці рівняння переходять одне в інше а також в рівняння руху частинки по поверхні циліндра який обертається, що підтверджує їх достовірність.

Рух, матеріальна частинка, диск.

Постановка проблеми. Диски без лопаток, застосовуються у відцентрових розпилювачах ядохімікатів, у пристроях для кругового розподілу зерна в вібровідцентрових та пневматичних сепараторах, тощо [1, 2, 5].

Аналіз останніх досліджень. Загальні рівняння руху матеріальної частинки в криволінійних координатах подані в [3, 6, 7]. Рівняння руху такої частинки на плоскому шорсткому диску, який обертається навколо вертикальної осі, виведено в полярній системі координат в роботі [3]. Рівняння руху частинки на конічному диску при абсолютних параметрах її руху подано без їх виведення в [1, 5]. Однак в [1, 5] подаються різні системи рівнянь. Це, а також відсутність найбільш простого виведення цих рівнянь в прямокутній декартовій системі координат для обох типів таких дисків, спонукає до подальших досліджень в цьому напрямку.

Мета досліджень. Вивести такі рівняння на основі найбільш загальних законів механіки.

Результати досліджень. Розглянемо шорсткий плоский диск, який обертається навколо вертикальної осі з кутовою швидкістю $\omega(1/c)$, поданий на рис. 1. На частинку, яка рухається по диску в координатах XOY з абсолютною швидкістю v (м/с), буде діяти лише сила тертя диска по частинці. В цьому випадку розв'язання задачі лежить в визначенні напрямків дії цих сил тертя та розподілу їх складових по осях OX та OY . Зрозуміло, що загальна сила тертя F (Н) диска по частинці при коефіцієнті його тертя $f \neq 0$ буде дорівнювати $F = fmg$, де: m – маса частинки, кг; $g = 9,81m/c^2$ - прискорення земного тяжіння. Відомо, що сила тертя опори діє на частинку протилежно відносній швидкості руху частинки по цій опорі. Тоді швидкість V_B (м/с) руху частинки відносно точки її контакту з диском, який обертається за годинниковою стрілкою з кутовою швидкістю $\omega(1/c)$, у випадку перебування частинки на радіусі R (м) (рис. 1) буде рівна:

$$V_B = \sqrt{(-\omega R \sin \varphi - V_x)^2 + (\omega R \cos \varphi - V_y)^2}, \quad (1)$$

де φ – кут між віссю OX і радіусом R (рис. 1), радіан; V_x, V_y - швидкість руху частинки відповідно по осі OX і осі OY , м/с.

Знаки в (1) взяті з урахуванням того, що при взятих (рис. 1) початкових значеннях $0 \leq \varphi \leq \pi/2$ значення $V_x \leq 0$, а значення ωR завжди беруться позитивними.

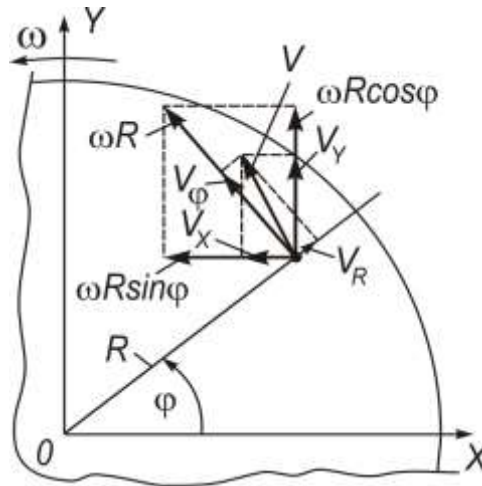


Рис. 1. Схема розташування векторів ωR і V та їх складових в декартовій та полярній системах координат для плоского диска.

Слід звернути увагу, що при обертанні диска за годинниковою стрілкою знаки перед ω змінюються в (1) на протилежний.

Враховуючи, що сила тертя частинки по осях буде розподілятися пропорційно співвідношенням складових відносних швидкостей руху частинки по цих осях до самої цієї швидкості, з рис. 1 одержуємо:

$$\begin{aligned} \dot{V}_x &= fg \frac{-\omega R \sin \varphi - V_x}{\sqrt{(-\omega R \sin \varphi - V_x)^2 + (\omega R \cos \varphi - V_y)^2}}; \\ \dot{V}_y &= fg \frac{\omega R \cos \varphi - V_y}{\sqrt{(-\omega R \sin \varphi - V_x)^2 + (\omega R \cos \varphi - V_y)^2}}. \end{aligned} \quad (2)$$

Система (2) розв'язується з допомогою стандартних програм при: $\sin \varphi = \frac{Y}{R}$; $\cos \varphi = \frac{X}{R}$; $R = \sqrt{X^2 + Y^2}$; $\dot{V}_x = \ddot{X}$; $\dot{V}_y = \ddot{Y}$; $V_x = \dot{X}$; $V_y = \dot{Y}$.

З (2) видно, що при подачі частинки в точку на осі OX зі значеннями $V_x = V_y = 0$, прискорення частинки по осі OX буде спочатку рівне нулю, а потім зростатиме по своєму модулю і направлене вбік осі OY, тобто протилежно напрямку OX. Прискорення частинки по осі OY спочатку буде максимальним, а далі зі збільшенням φ стане поступово падати. Це вигинатиме її траєкторію в напрямку обертання диска. Коли $f = 0$, значення $\dot{V}_x = 0$, $\dot{V}_y = 0$, а частинка з (2) або буде стояти, або рухатись на диску прямолінійно зі швидкістю, рівній початковій. Коли $f \rightarrow \infty$, сила тертя, зрівнявшись в (2) з відцентровою силою, не буде далі зростати, а частинка, зберігаючи рівність сили тертя і відцентрової сили, буде рухатись по колу, що відповідає дійсності. Виведення таких рівнянь в криволінійних координатах найкраще проводити з допомогою рівнянь Лагранжа другого роду [3, 4, 6] виду:

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial E}{\partial \dot{R}} - \frac{\partial E}{\partial R} = Q_R; \quad \frac{d}{dt} \frac{\partial E}{\partial \dot{\varphi}} - \frac{\partial E}{\partial \varphi} = Q_\varphi; \quad \frac{d}{dt} \frac{\partial E}{\partial \dot{h}} - \frac{\partial E}{\partial h} = Q_H. \quad (3)$$

де E - кінетична енергія (Дж) частинки, яка рівна:

$$E = \frac{m}{2} [(\dot{R})^2 + R^2(\dot{\varphi})^2 + (\dot{h})^2], \quad (4)$$

де h - висота підняття частинки над земною поверхнею, м;

Q_R , - так звана жива сила, яка діє на частинку по радіусу R , Н;

Q_φ - жива сила, яка діє на неї дотично до кола радіусом R , Н м;

Q_H - так звана жива сила, яка діє в вертикальному напрямку, Н.

Взяття похідних в (3) для обох варіантів виконання диска дає:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial \dot{R}} = m\dot{R}; \quad \frac{\partial E}{\partial R} = mR(\dot{\varphi})^2; \quad \frac{\partial E}{\partial \dot{\varphi}} = mR^2\dot{\varphi}; \quad \frac{\partial E}{\partial \varphi} = 0; \quad \frac{\partial E}{\partial \dot{h}} = m\dot{h}; \quad \frac{\partial E}{\partial h} = 0; \\ \frac{d}{dt} \frac{\partial E}{\partial \dot{R}} = m\ddot{R}; \quad \frac{d}{dt} \frac{\partial E}{\partial \dot{\varphi}} = 2mR(\dot{R})(\dot{\varphi}) + mR^2\ddot{\varphi}; \quad \frac{d}{dt} \frac{\partial E}{\partial \dot{h}} = m\ddot{h}. \end{aligned}$$

Після підстановки значень частинних похідних в (3), матимемо:

$$m\ddot{R} - mR(\dot{\varphi})^2 = Q_R; \quad 2mR(\dot{R})(\dot{\varphi}) + mR^2\ddot{\varphi} = Q_\varphi; \quad m\ddot{h} = Q_H. \quad (5)$$

Живі сили проявляють себе тут у вигляді: нормальній сили реакції N диска; сили тяжіння - mg ; сил тертя та моменту сил тертя.

Для плоского диска, де $\ddot{h} = 0$, з третього рівняння (5) одержуємо: $Q_H = N - mg = 0$; $N = mg$. Швидкість частинки відносно точки її контакту з диском, буде рівна по R значенню радіальної швидкості V_R , а в коловому напрямку (рис. 1) значенню $(\omega R - V_\varphi)$, де V_φ - колова швидкість частинки, яка приймається позитивною, м/с. Абсолютна відносна швидкість частинки відносно вказаної точки плоского диска

рівна: $V_B = \sqrt{(\omega R - V_\varphi)^2 + V_R^2}$, а живі сили: $Q_R = -fmg \frac{V_R}{\sqrt{(\omega R - V_\varphi)^2 + V_R^2}}$;

$Q_\varphi = Rfmg \frac{(\omega R - V_\varphi)}{\sqrt{(\omega R - V_\varphi)^2 + V_R^2}}$. Оскільки: $V_R = \dot{R}$; $V_\varphi = R\dot{\varphi}$; $\ddot{R} = \frac{d\dot{R}}{dt}$; $\ddot{\varphi} = \frac{d\dot{\varphi}}{dt}$,

рівняння (5) стануть замкнутими з невідомими R і φ :

$$\frac{d\dot{R}}{dt} = R(\dot{\varphi})^2 - \frac{fgV_R}{\sqrt{(\omega R - V_\varphi)^2 + (V_R)^2}}; \quad \frac{d\dot{\varphi}}{dt} = \frac{fg(\omega R - V_\varphi)}{R\sqrt{(\omega R - V_\varphi)^2 + V_R^2}} - \frac{2(\dot{R})(\dot{\varphi})}{R}; \quad \frac{d\dot{h}}{dt} = 0. \quad (6)$$

Або в більш зручному для інтегрування вигляді:

$$\frac{d\dot{R}}{dt} = R(\dot{\varphi})^2 - \frac{fg\dot{R}}{\sqrt{[\omega R - R(\dot{\varphi})]^2 + (\dot{R})^2}}; \quad \frac{d\dot{\varphi}}{dt} = \frac{fg(\omega - \dot{\varphi})}{\sqrt{[\omega R - R(\dot{\varphi})]^2 + (\dot{R})^2}} - \frac{2(\dot{R})(\dot{\varphi})}{R}; \quad \frac{d\dot{h}}{dt} = 0$$

Вони розв'язується з допомогою стандартних програм і при переході до відносного руху частинки співпадають з [3]. Аналіз (6) показує, що при подачі частинки з нульовою початковою швидкістю в точку на координатній осі з певним радіусом R , радіальне прискорення частинки і її радіальна швидкість будуть в початковий момент рівними нулю, а прискорення $\ddot{\varphi}$ кутової швидкості обертання частинки буде найбільшим. Зі зростанням в часі кутової, а з цим і колової швидкості обертання частинки навколо осі, радіальне прискорення частинки буде зростати, а прискорення кутової швидкості частинки буде падати, що буде загинати траєкторія руху частинки в напрямку обертання диска. Рівняннями [4] виду:

$$X = R \cos \varphi; \quad Y = R \sin \varphi; \quad V_x = \dot{R} \cos \varphi - R \sin \varphi \dot{\varphi}; \quad V_y = \dot{R} \sin \varphi + R \cos \varphi \dot{\varphi}; \\ \dot{V}_x = [\ddot{R} - R(\dot{\varphi})^2] \cos \varphi - (2\dot{R}\dot{\varphi} + R\ddot{\varphi}) \sin \varphi; \quad \dot{V}_y = [\ddot{R} - R(\dot{\varphi})^2] \sin \varphi + (2\dot{R}\dot{\varphi} + R\ddot{\varphi}) \cos \varphi, \quad 3$$

яких
$$\dot{V}_x \cos \varphi + \dot{V}_y \sin \varphi = \ddot{R} + R(\dot{\varphi})^2; \quad \dot{V}_y \cos \varphi - \dot{V}_x \sin \varphi = R\ddot{\varphi} + 2\dot{R}\dot{\varphi}, \quad (2)$$

переходить в (6). Вираз зліва першого рівняння (6) є прискоренням частинки по радіусу R . Перший член справа – відцентрове прискорення частинки, другий справа є прискорення від радіальної складової сили тертя диска. В другому рівнянні (6) вираз зліва є прискоренням кутової швидкості обертання частинки навколо осі; перший член справа – прискорення кутової швидкості її обертання від тангенціальної складової сили тертя диска по частинці; другий член справа – прискорення від сили інерції Коріоліса. Зрозуміло, що активна сила Коріоліса ввійшла складовою в силу тертя диска по частинці в коловому напрямку, а їхня різниця поділена на масу частинки і стала прискоренням кутової швидкості $\ddot{\varphi}$ обертання частинки навколо цієї осі, тобто членом зліва. На відміну від руху частинки вздовж плоскої перпендикулярної диску лопатки [8], встановленої на диску під кутом до радіуса, де в аналогічному випадку її рух по диску також проходить під кутом до радіуса, в нашому випадку дія відцентрової сили і сили інерції Коріоліса завжди проявляється так, якби частинка рухалась по радіальній лопатці, яка обертається разом з диском зі змінною (рівною $\dot{\varphi}$, а не з постійною) коловою швидкістю обертання частинки. Якраз через зміне $\dot{\varphi}$ сила інерції Коріоліса в нашому випадку є меншою від тангенціальної сили, яка розганяє частинку в коловому напрямку. В лопатки, встановленої радіально перпендикулярно горизонтальному плоскому диску у випадку $\omega = const$, її нормальна реакція, рівна активній силі Коріоліса, завжди рівна силі інерції Коріоліса [8]. Це є ключем до виведення рівняння руху частинки по конусному диску. Для цього розглянемо на рис. 2 конусний диск, твірний якого нахилена до горизонтальної площини під кутом β . Як

видно з рис. 2а, на частинку, що перебуває на бічній конічній поверхні диска, діють: відцентрова сила частинки, яка рівна $m(\dot{\varphi})^2 R$; сила ваги частинки, яка рівна mg ; сила нормальної реакції бічної поверхні диска, яка рівна $N = m(\dot{\varphi})^2 R \sin \beta + mg \cos \beta$.

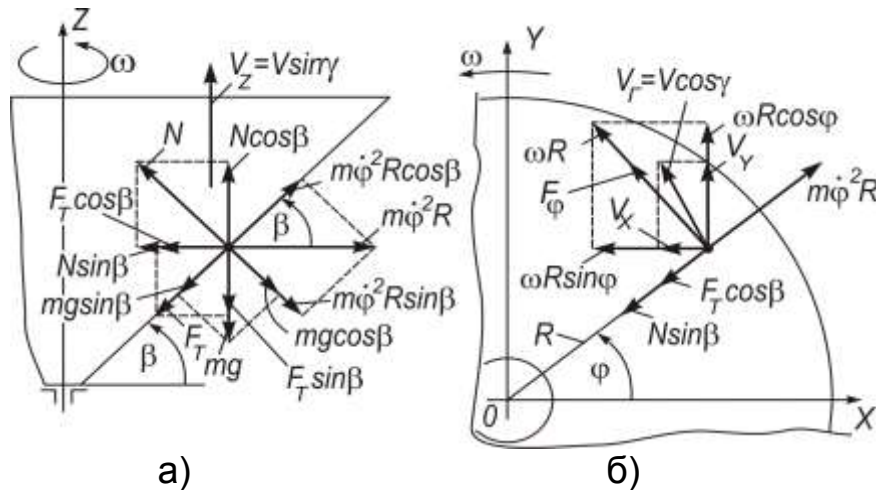


Рис. 2. Сили, які діють на частинку, та параметри її руху в конусному диску: а) у площині осі обертання диска та радіуса R ; б) вид зверху.

Сила тертя F бічної поверхні диска по частинці, які можуть бути розкладені на складові. Як і в плоскому диску, швидкість частинки відносно точки конусного диска що знаходиться під частинкою, буде рівна по осях OX і OY (рис. 2,б) відповідно $(-\omega R \sin \varphi - V_x)$ і $(\omega R \cos \varphi - V_y)$, а по осі OZ - рівна V_z , тобто фактичному значенню складової швидкості руху частинки по цій осі. Таким чином, абсолютна відносна швидкість частинки відносно диска буде рівна: $V_B = \sqrt{(-\omega R \sin \varphi - V_x)^2 + (\omega R \cos \varphi - V_y)^2 + V_z^2}$, а складові сили тертя диска по частинці по осях координат X, Y, Z будуть рівні:

$$F_x = \frac{-Nf(\omega R \sin \varphi + V_x)}{V_B}; \quad F_y = \frac{Nf(\omega R \cos \varphi - V_y)}{V_B}; \quad F_z = \frac{-NfV_z}{V_B}. \quad (7)$$

Ці вирази можна одержати і через силу F_T тертя по твірній конуса (рис. 2,б). Другою активною силою, яка діє на частинку по радіусу R , є сила F_A , яка рівна складовій $-N \sin \beta$ (рис. 2,а), тобто:

$F_A = -m(\dot{\varphi})^2 R \sin^2 \beta - mg \cos \beta \sin \beta$. Знак (-) свідчить, що ця сила направлена до осі обертання диска. Після її розкладання по осях OX та OY з урахуванням (7), отримуємо:

$$\dot{V}_x = -[(\dot{\varphi})^2 R \sin^2 \beta + g \cos \beta \sin \beta] \cos \varphi - f \frac{[(\dot{\varphi})^2 R \sin \beta + g \cos \beta](\omega R \sin \varphi + V_x)}{\sqrt{(-\omega R \sin \varphi - V_x)^2 + (\omega R \cos \varphi - V_y)^2 + V_z^2}};$$

$$\dot{V}_Y = -[(\dot{\varphi})^2 R \sin^2 \beta - g \cos \beta \sin \beta] \sin \varphi + f \frac{[(\dot{\varphi})^2 R \sin \beta + g \cos \beta](\omega R \cos \varphi - V_Y)}{\sqrt{(-\omega R \sin \varphi - V_X)^2 + (\omega R \cos \varphi - V_Y)^2 + V_Z^2}};$$

$$\dot{V}_Z = [(\dot{\varphi})^2 R \sin \beta \cos \beta - g \sin^2 \beta] - f \frac{[(\dot{\varphi})^2 R \sin \beta + g \cos \beta] V_Z}{\sqrt{(-\omega R \sin \varphi - V_X)^2 + (\omega R \cos \varphi - V_Y)^2 + V_Z^2}}. \quad (8)$$

Останнє рівняння одержано з урахуванням того, що в напрямку осі OZ на частинку діють дві активних сили, а саме: вертикальна складова $N \cos \beta$ та сила ваги частинки $(-mg)$ (рис. 2,а), а також пасивна сила F_Z тертя з (7). З рис. 2 значення $\dot{\varphi} = (V_Y \cos \varphi - V_X \sin \varphi) / R$, що, після врахування: $R = \sqrt{X^2 + Y^2}$; $\sin \varphi = X / R$; $\cos \varphi = Y / R$; $dX / dt = V_X$; $dY / dt = V_Y$, робить систему останніх рівнянь замкнутою, яка розв'язується стандартними програмами. Постає питання, куди тут поділася відцентрова сила частинки? Аналіз показує, що вона ввійшла складовою нормальної реакції бокової конічної стінки диска, а також збільшила собою сили тертя стінки по частинці, чим збільшила перепони в радіальному русі частинки. Щодо самої відцентрової сили, то вона є силою інерції і проявляє себе лише як сила реакції на криволінійну траєкторію руху частинок, яку формують тут активні сили. Слід сказати, що при $\beta = 0$, останні рівняння переходять в рівняння (2) для плоского диска, а при $\beta = 90^\circ$ в рівняння руху в вертикальному циліндрі, який обертається.

При виведенні таких рівнянь в криволінійних координатах, так звані живі сили будуть рівні з рис. 2:

$$Q_R = -N \sin \beta - F_T \cos \beta; \quad Q_\varphi = R F_\varphi; \quad Q_H = N \cos \beta - mg - F_T \sin \beta, \quad (9)$$

де F_T - складова сили тертя диска по частинці в напрямку його твірної, Н; F_φ - складова сили тертя диска по частинці в коловому напрямку, Н. Відносний рух частинки вздовж твірної конічної поверхні диска рівний абсолютній швидкості руху частинки в цьому напрямку $\sqrt{V_R^2 + V_H^2}$, аналогічно в коловому напрямку $(\omega R - V_\varphi)$. Звідки отримуємо:

$$Q_R = -m(\dot{\varphi})^2 R \sin^2 \beta - mg \sin \beta \cos \beta - f \frac{[m(\dot{\varphi})^2 R \sin \beta + mg \cos \beta](V_R)}{\sqrt{(\omega R - V_\varphi)^2 + V_R^2 + V_H^2}};$$

$$Q_\varphi = R f \frac{[m(\dot{\varphi})^2 R \sin \beta + mg \cos \beta](\omega R - V_\varphi)}{\sqrt{(\omega R - V_\varphi)^2 + V_R^2 + V_H^2}};$$

$$Q_H = m(\dot{\varphi})^2 R \sin \beta \cos \beta - mg \sin^2 \beta - f \frac{[m(\dot{\varphi})^2 R \sin \beta + mg \cos \beta](V_H)}{\sqrt{(\omega R - V_\varphi)^2 + V_R^2 + V_H^2}}.$$

Підставивши останні значення живих сил в систему рівнянь (5), маємо:

$$\frac{dV_R}{dt} = \frac{V_\varphi^2}{R} \cos^2 \beta - g \cos \beta \sin \beta - f \frac{[(V_\varphi)^2 \sin \beta + Rg \cos \beta](V_R)}{R\sqrt{(\omega R - V_\varphi)^2 + V_R^2 + V_H^2}};$$

$$\frac{dV_\varphi}{dt} = f \frac{[(V_\varphi)^2 \sin \beta + Rg \cos \beta](\omega R - V_\varphi)}{R\sqrt{(\omega R - V_\varphi)^2 + V_R^2 + V_H^2}} - \frac{2V_R V_\varphi}{R}; \quad (10)$$

$$\frac{dV_H}{dt} = \frac{(V_\varphi)^2}{R} \sin \beta \cos \beta - g \sin^2 \beta - f \frac{[(V_\varphi)^2 \sin \beta + Rg \cos \beta](V_H)}{R\sqrt{(\omega R - V_\varphi)^2 + V_R^2 + V_H^2}}.$$

Або для спрощення інтегрування:

$$\ddot{R} = (\dot{\varphi})^2 R \cos^2 \beta - g \sin \beta \cos \beta - f \frac{[(\dot{\varphi})^2 R \sin \beta + g \cos \beta](\dot{R})}{\sqrt{[\omega R - (\dot{\varphi})R]^2 + (\dot{R})^2 + (\dot{h})^2}};$$

$$\ddot{\varphi} = f \frac{[(\dot{\varphi})^2 R \sin \beta + g \cos \beta](\omega R - \dot{\varphi} R)}{R\sqrt{[\omega R - (\dot{\varphi})R]^2 + (\dot{R})^2 + (\dot{h})^2}} - \frac{2(\dot{R})(\dot{\varphi})}{R}; \quad (11)$$

$$\ddot{h} = (\dot{\varphi})^2 R \sin \beta \cos \beta - g \sin^2 \beta - f \frac{[(\dot{\varphi})^2 R \sin \beta + g \cos \beta](\dot{h})}{\sqrt{[\omega R - (\dot{\varphi})R]^2 + (\dot{R})^2 + (\dot{h})^2}}.$$

При переході з (10) в (11) приймалось: $dV_R / dt = \ddot{R}$; $dV_\varphi / dt = R(\ddot{\varphi})$;

$(\dot{R}) = V_R$; $V_\varphi = R(\dot{\varphi})$; $dV_H / dt = \dot{V}_z = \ddot{h}$; $\dot{h} = dh / dt = V_H = V_z = V \sin \gamma$, де γ - кут нахилу вектора абсолютної швидкості частинки V до горизонтальної площини, радіан.

З першого рівняння (10), (11) видно, що вздовж радіуса частинку рухає горизонтальна проекція поздовжньої до твірної складової відцентрової сили, а гальмують частинку – горизонтальна проекція поздовжньої до твірної складової сили ваги частинки та радіальна складова сили тертя диска по частинці. Це відповідає схемі сил з рис. 2,а. З другого рівняння (10), (11) слідує, що в коловому напрямку частинку рухає колова складова сил тертя диска по частинці, а гальмує її сила інерції Коріоліса. З третього рівняння (10), (11) видно, що вгору частинку рухає спроектована на вісь OZ поздовжня твірній складова відцентрової сили, а гальмують – спроектована на вісь OZ поздовжня твірній складова сили ваги частинки разом з вертикальною складовою сили її тертя. Як і треба було очікувати, ділення третього рівняння (10), (11) на перше – дає $\text{tg} \beta$, оскільки вони є складовими руху частинки вздовж твірної (рис. 2,а). Коли $\beta = 0$ рівняння (10), (11) переходять в (6), а при

$\beta = 90^\circ$ в рівняння руху частинки в циліндрі, що обертається. Рівняння (8) переходять в (10), (11) і навпаки, шляхом переходу до системи координат, яка обертається навколо осі OZ, аналогічно переходу (2) в (6), і навпаки. Знаменники складових сили тертя диска по частинці переводяться в обох випадках підстановкою в них значень V_x та V_y . Зазначимо, що після усунення в [5] деяких описок і неточностей, приведена в [5] розрахункова система рівнянь руху частинки по поверхні конічного розкидача зерна буде співпадати з одержаною системою рівнянь (11).

Висновки

Найбільш простим рівнянням руху частинки по шорсткому плоскому диску, що обертається навколо вертикальної осі, є рівняння, виведене в прямокутній декартовій системі координат.

При русі матеріальної частинки по плоскому шорсткому диску, що обертається навколо вертикальної осі, відцентрова сила і сила Коріоліса проявляють себе так, начебто частинка рухається вздовж радіальної лопатки на цьому диску, який обертається зі змінною кутовою швидкістю $\dot{\varphi}$, визначеною системою рівнянь (6).

Отримані на основі рівнянь Лагранжа другого роду рівняння (11) руху частинки по поверхні конічного шорсткого диска, що обертається навколо вертикальної осі, правильно відображають механічні явища, які супроводжують такий процес, а їх перехід до рівнянь, отриманих для прямокутної декартової системи координат, а також до рівнянь (2), (6) руху частинки на плоскому диску і по стінках циліндра, що обертається навколо вертикальної осі, підтверджує правильність цих рівнянь.

Список літератури

1. Гончаров Є.С. Резерви удосконалення пневматичної сепарації зернових матеріалів / Є.С. Гончаров // Механізація і електрифікація сільського господарства. – Глеваха: Урожай, 1971. – Вип. 18. – С. 30.
2. Заїка П.М. Теорія сільськогосподарських машин. Т. 1 (ч. 4) Машини для захисту рослин від шкідників і хвороб / П.М. Заїка. – Х.: Око, 2002. – 360 с.
3. Василенко П.М. Теорія движения частицы по шероховатим поверхностям сельськогосподарських машин / П.М. Василенко. – К.: Издательство УАСХН, 1960. – 279 с.
4. Геронимус Я.Л. Теоретическая механіка / Я.Л. Геронимус. – М.: Наука, 1973. – 511 с.
5. Гончаров Є.С. Механико-математическая модель ротационного разбрасивателя зерна / Є.С. Гончаров, Н.Т. Махинько // Механізація і електрифікація сільського господарства. – Глеваха: Урожай, 1985. – Вип. 62. – С. 25.
6. Павловський М.А. Теоретична механіка / М.А. Павловський. – К.: Техніка, 2004. – 510 с.
7. Кильчевский Н.А. Основы тензорного исчисления с приложениями к механике / Н.А. Кильчевский. – К.: Наукова думка, 1972. – 148 с.

8. Смаглій В.І. Виведення сили і прискорення Кориоліса при русі матеріальної частинки вздовж лопатки, що обертається навколо вертикальної осі : наукова доповідь / В.І. Смаглій. – Глеваха: ННЦ «ІМЕСГ», 2010. – 18 с.

Выведены уравнения движения материальной частицы по поверхности плоского и конического дисков, которые вращаются вокруг вертикальной оси, в прямоугольной декартовой и полярной системах координат. Полученные уравнения переходят в друг друга, а также в уравнение движения частицы по поверхности вращающегося цилиндра, что подтверждает их достоверность.

Движение, материальная частица, диск.

Equations of motion of material particles on surface flat and conical disks that rotate around vertical axis, in rectangular cartesian and polar coordinate systems. Findings equations transfer in each other, as well as in equation of particles on surface of rotating cylinder that confirms their authenticity.

Motion, material particle, disk.

УДК 637.1

ДІАГНОСТИЧНА СИСТЕМА ФІЗІОЛОГІЧНОГО СТАНУ КОРОВИ НА ОСНОВІ ОЦІНКИ ЇЇ РУХЛИВОСТІ

***Е.Б. Алієв, О.С. Тісліченко, інженери
Національний науковий центр «Інститут механізації та
електрифікації сільського господарства»***

Викладено шлях вирішення проблеми діагностики фізіологічного стану тварини, а саме захворювання кінцівок, на основі оцінки її рухливості. Обґрунтовано використання системи відеоаналізу на базі датчик-камери «Kinect» з інфрачервоним випромінюванням в якості технічного засобу побудови діагностичної системи.

Діагностика, захворювання кінцівок, Kinect, рухливість, система.

Постановка проблеми. Хвороби кінцівок у корів спостерігаються часто і завдають господарствам відчутних збитків. Дослідженнями [1] було встановлено структуру середньостатистичного стада за стадіями захворювання кінцівок згідно з запропонованою бальною оцінкою (табл. 1), яка представлена на рис. 1.

© Е.Б. Алієв, О.С. Тісліченко, 2013