

С.Ф. Пилипака, д-р техн. наук
 Національний університет біоресурсів і природокористування України
 В.М. Пришляк, канд. техн. наук
 Вінницький національний аграрний університет

ТЕОРІЯ РУХУ МАТЕРІАЛЬНОЇ ТОЧКИ У ВІДЦЕНТРОВОМУ РОЗСІЮВАЛЬНОМУ АПАРАТІ

Вступ

Внесення мінеральних добрив у ґрунт шляхом розсіювання здійснюється відцентровими апаратами із лопатками різних конструкцій, але найбільш поширеними є лопатки, що кріпляться до горизонтального диска, який обертається навколо вертикальної осі. Закономірності руху мінеральних добрив з достатньою для практики точністю можна аналітично описати, розглядаючи рух окремих матеріальних точок. При цьому, як показали результати попередніх досліджень, рух вказаних точок можна аналітично описувати, не враховуючи їх розмірів і форми. Матеріальна точка під дією відцентрової сили рухається по поверхні лопатки і одночасно обертається разом із нею навколо вертикальної осі, тобто перебуває у складному русі. Якщо кінематика матеріальної точки у відцентрових апаратах із прямолінійними лопатками досить добре вивчена, то для апаратів із криволінійними лопатками у вигляді циліндричного жолоба вона потребує окремих досліджень.

Аналіз останніх досліджень

Вивченню теоретичних основ складного руху матеріальної точки по поверхні шорсткого диска, що обертається навколо вертикальної осі, присвячені фундаментальні праці [1, 2]. В них розглянуто рух точки за наявності і відсутності лопаток. У праці [3] розглянуто випадок, коли точка після сходу із диска потрапляє на прямолінійну лопатку із Г-подібним поперечним перерізом, встановлену під певним кутом до горизонтальної площини. Точка під дією відцентрової сили рухається по лопатці вгору від осі обертання і в момент сходу із лопатки має такий же кут, що забезпечує більшу дальність її польоту в порівнянні із горизонтальними лопатками. У дослідженні [4] розглянуто рух точки по криволінійній лопатці, коли в момент вступу точки на неї кут нахилу дорівнює нулю, і в процесі руху зростає, набуваючи на сході із лопатки заданої величини. У праці [5] досліджено відносну і абсолютну траєкторії точки при нахилі диска із прямолінійними лопатками під певним кутом до горизонту, що забезпечує політ точки у момент сходження з диска вгору за умови, що точка падає в розрахунковий сектор диска. У деяких розсіювальних апаратах застосовуються горизонтально встановлені циліндричні лопатки у вигляді жолоба. Щоб скласти диференціальні рівняння руху матеріальної точки по такій лопатці, доцільно застосовувати відомі формули Френе, які відіграють велику роль не тільки у диференціальній гео-

метрії поверхонь, а і у кінематиці точки, про що детально описано у праці [6].

Мета дослідження

Зважаючи на те, що траєкторією руху матеріальної точки вздовж криволінійної циліндричної лопатки є просторова крива, дослідити її кінематичні характеристики та з'ясувати закономірності переміщення.

Зміст дослідження

Складання математичної моделі руху матеріальної точки (в подальшому наближено матеріальної частинки) по лопатці розсіювального апарата почнемо із побудови еквівалентної схеми. Закріпимо циліндричний жолоб на горизонтальному диску, як це показано на рис. 1а. При обертанні диска у напрямку, що показано стрілкою, кінці нижньої прямолінійної твірної жолоба описуватимуть кола, із яких більше є периферією диска, а менше матиме кривизну $k = 1/r$, де r — його радіус. У точці на меншому колі розташуємо супровідний тригранник Френе, як показано на рис. 1а. Він і жолоб прикріплені до диска жорстко, отже жолоб по відношенню до тригранника буде нерухомим, а сам тригранник при обертанні диска із кутовою швидкістю ω буде супровідним для кола $k = 1/r$. Рівняння циліндричного жолоба на орти тригранника запишуться:

$$\rho_r = -R \sin \alpha, \quad \rho_n = -u, \quad \rho_b = -R \cos \alpha + R, \quad (1)$$

де R — радіус кола — основи циліндричного жолоба; α і u — змінні параметри поверхні, причому α — кут повороту точки навколо осі циліндра, u — довжина прямолінійної твірної циліндра.

При обертанні диска частинка, яка попадає на циліндричний жолоб, починає ним рухатися під дією відцентрової сили по певній траєкторії. Щоб отримати рівняння траєкторії, необхідно дві незалежні змінні α і u зв'язати між собою певною залежністю. У нашому випадку доцільно зробити їх функціями довжини дуги s напрямного кола $k = 1/r$ (це дає змогу використати формули Френе). Таким чином, $\alpha = \alpha(s)$ і $u = u(s)$ — невідомі функції, які потрібно знайти, щоб побудувати траєкторію руху частинки по жолобу і визначити інші кінематичні характеристики.

Диференціальне рівняння руху частинки у векторно-му вигляді запишеться

$$m\bar{a} = \bar{F}, \quad (2)$$

де m — маса частинки; \bar{a} — вектор абсолютного прискорення; \bar{F} — вектор прикладених до частинки сил.

Якщо траєкторія руху точки у системі тригранника Френе задана проекціями $\rho_\tau, \rho_n, \rho_b$ на його орти, то абсолютне прискорення на ці ж орти має вигляд [6]:

$$\begin{aligned} a_\tau &= V^2(\rho_\tau'' - k^2 \rho_\tau - 2k\rho_n'), \\ a_n &= V^2(\rho_n'' - k^2 \rho_n + 2k\rho_\tau' + k), \\ a_b &= V^2 \rho_b'', \end{aligned} \quad (3)$$

де $k = 1/r$ — кривизна напрямного кола; V — швидкість руху вершини тригранника по напрямному колу.

Диференціювання по s рівнянь (1) знайдемо перші і другі похідні виразів, що входять до (3):

$$\begin{aligned} \rho_\tau' &= -R\alpha' \cos \alpha; & \rho_\tau'' &= -R(\alpha'' \cos \alpha - \alpha'^2 \sin \alpha); \\ \rho_n' &= -u'; & \rho_n'' &= -u''; \\ \rho_b' &= R\alpha' \sin \alpha; & \rho_b'' &= R(\alpha'' \sin \alpha + \alpha'^2 \cos \alpha). \end{aligned} \quad (4)$$

Векторне рівняння (2) потрібно розписати в проекціях на осі певної системи координат (нерухомої або рухомої). Рух частинки в певній точці циліндра можна розглядати, як рух у дотичній площині. Тому доцільно провести дотичну площину μ до поверхні циліндра в точці O знаходження частинки (рис. 1б) і скласти рівняння руху частинки в цій площині (при цьому кут між дотичною і горизонтальною площинами $\beta = \beta(s)$ є змінним). Осі прямокутної системи $Oxyz$ розташуємо так, щоб вісь Oy була спрямована вздовж твірної циліндра, вісь Ox розташуємо перпендикулярно до осі Oy в дотичній площині, тоді вісь Oz буде спрямована перпендикулярно до дотичної площини, тобто по нормалі до поверхні циліндра.

Підставивши (4) в (3), одержимо проекції абсолютно прискорення частинки на орти тригранника:

$$\begin{aligned} a_\tau &= V^2 [R(\alpha'^2 + k^2) \sin \alpha - R\alpha'' \cos \alpha + 2ku], \\ a_n &= V^2 [k(1 + ku) - 2Rk\alpha' \cos \alpha - u''], \\ a_b &= V^2 R(\alpha'' \sin \alpha + \alpha'^2 \cos \alpha). \end{aligned} \quad (5)$$

Можна показати, що кут β між дотичною площиною μ і горизонтальною площиною Oxy дорівнює кутові $\alpha = \alpha(s)$. Враховуючи це, можна спроектувати складові абсолютного прискорення a із ортів тригранника на осі системи $Oxyz$ (рис. 1в):

$$\begin{aligned} a_x &= a_\tau \cos \alpha - a_b \sin \alpha, \\ a_y &= a_n, \\ a_z &= a_\tau \sin \alpha + a_b \cos \alpha. \end{aligned} \quad (6)$$

Підставимо (5) у (6) і отримаємо абсолютне прискорення частинки в проекціях на осі системи $Oxyz$:

$$\begin{aligned} a_x &= V^2 (Rk^2 \sin \alpha \cos \alpha + 2ku' \cos \alpha - R\alpha''), \\ a_y &= V^2 (k + k^2u - 2Rk\alpha' \cos \alpha - u''), \\ a_z &= V^2 (R\alpha'^2 + Rk^2 \sin^2 \alpha + 2ku' \sin \alpha). \end{aligned} \quad (7)$$

Вага частинки mg , де $g = 9,81 \text{ м/с}^2$, у проекціях на осі системи координат $Oxyz$ запишеться (рис. 1в):

$$\{mg \sin \alpha, \quad 0, \quad -mg \cos \alpha\}. \quad (8)$$

Знайдемо координати вектора \bar{T} дотичної до відносно траєкторії. Його проекції на орти тригранника дорівнюють першим похідним (4). Приведемо його до одиничного, тоді одержимо:

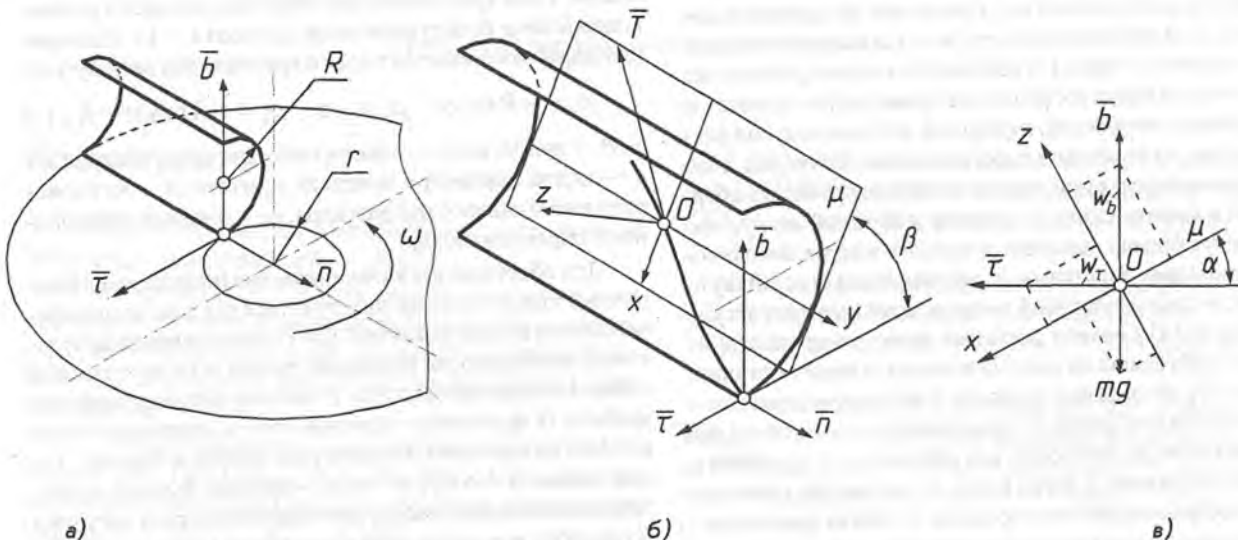


Рис. 1. Еквівалентна схема розсіювального відцентрового апарата:

- а) горизонтальний диск із циліндричним жолобом;
- б) циліндричний жолоб та проведена до нього в точці знаходження частинки дотична площина μ ;
- в) взаємне положення двох систем: тригранника Френе і системи координат $Oxyz$ з дотичною площиною μ .

$$\left\{ \frac{R\alpha' \cos \alpha}{\sqrt{R^2 \alpha'^2 + u'^2}}; -\frac{u'}{\sqrt{R^2 \alpha'^2 + u'^2}}; \frac{R\alpha' \sin \alpha}{\sqrt{R^2 \alpha'^2 + u'^2}} \right\}. \quad (9)$$

Застосувавши формули переходу (6) від системи тригранника до системи $Oxyz$, отримаємо проекції вектора (9) на осі системи $Oxyz$:

$$\left\{ -\frac{R\alpha'}{\sqrt{R^2 \alpha'^2 + u'^2}}; -\frac{u'}{\sqrt{R^2 \alpha'^2 + u'^2}}; 0 \right\}. \quad (10)$$

Знаючи вектор абсолютного прискорення частинки, прикладені сили та напрям її руху в системі $Oxyz$, можна записати диференціальне рівняння (2) у проекціях на осі системи $Oxyz$:

$$\begin{aligned} ma_x &= mg \sin \alpha - (fP)_x; \\ ma_y &= -(fP)_y; \\ ma_z &= P - mg \cos \alpha, \end{aligned} \quad (11)$$

де $(fP)_x$ і $(fP)_y$ — складові сили тертя на осі Ox і Oy , відповідно, причому P — сила тиску поверхні лопатки на частинку, f — коефіцієнт тертя.

Із останнього рівняння (11) знаходимо

$$P = m(a_z + g \cos \alpha). \quad (12)$$

Із урахуванням напрямних косинусів (10) складові сили тертя на осі Ox і Oy запишуться:

$$\begin{aligned} (fP)_x &= -\frac{fmR\alpha'}{\sqrt{R^2 \alpha'^2 + u'^2}} (a_z + g \cos \alpha); \\ (fP)_y &= \frac{fmu'}{\sqrt{R^2 \alpha'^2 + u'^2}} (a_z + g \cos \alpha). \end{aligned} \quad (13)$$

Шляхом підстановки (13) у (11) одержимо систему із двох рівнянь:

$$\begin{aligned} ma_x &= mg \sin \alpha + \frac{fmR\alpha'}{\sqrt{R^2 \alpha'^2 + u'^2}} (a_z + g \cos \alpha); \\ ma_y &= -\frac{fmu'}{\sqrt{R^2 \alpha'^2 + u'^2}} (a_z + g \cos \alpha). \end{aligned} \quad (14)$$

Обидва рівняння (14) скоротимо на масу частинки m , підставимо у них вирази (7), і після скорочень і перетворень одержимо (маючи на увазі, що $V = \omega k$)

$$\begin{aligned} \alpha'' &= k^2 \sin \alpha \cos \alpha - 2 \frac{k}{R} u' \cos \alpha - \frac{gk^2}{R\omega^2} \sin \alpha - \\ &\quad - \frac{fgk^2 \alpha' \cos \alpha}{\omega^2 \sqrt{R^2 \alpha'^2 + u'^2}} - \\ &\quad - \frac{f\alpha'}{\sqrt{R^2 \alpha'^2 + u'^2}} (R\alpha'^2 + Rk^2 \sin^2 \alpha - 2ku' \sin \alpha); \\ u'' &= k^2 u - k + 2Rk\alpha' \cos \alpha - \frac{fgk^2 u' \cos \alpha}{\omega^2 \sqrt{R^2 \alpha'^2 + u'^2}} - \\ &\quad - \frac{fu'}{\sqrt{R^2 \alpha'^2 + u'^2}} (R\alpha'^2 + Rk^2 \sin^2 \alpha - 2ku' \sin \alpha). \end{aligned} \quad (15)$$

Систему диференціальних рівнянь (15) було розв'язано чисельними методами за допомогою пакета *Simulink* системи *MatLab*. Було з'ясовано деякі закономірності кінематичних параметрів частинки залежно від радіуса R циліндричної лопатки та кутової швидкості ω обертання диска. Підставивши залежності $\alpha = \alpha(s)$ і $u = u(s)$, одержані в результаті чисельного інтегрування системи (15), у виразі (1), отримуємо відносну траєкторію частинки по поверхні циліндричного жолоба. На рис. 2а побудовано відносні траєкторії руху частинки по циліндричному жолобу радіуса $R = 0,05$ м і його довжині 0,3 м при різних кутових швидкостях обертання диска. Частинка попадає на циліндричну поверхню на відстані 0,95 м від осі обертання ($r = 1/k = 0,05$ м).

Із рис. 2а видно, що при збільшенні кутової швидкості частинка все вище піднімається по циліндру, хоча сходять із нього приблизно на однаковій висоті, трохи нижче твірної, що відповідає кутові повороту $\alpha = 90^\circ$. Дослідження показали, що висота підйому частинки по циліндру обмежена. Наприклад, при кутовій швидкості $\omega = 50$ рад/с висота підйому частинки обмежена кутом $\alpha = 105^\circ$ (одна поділка на циліндрі відповідає кутові 15°). При збільшенні кутової швидкості максимальна висота підйому частинки росте повільно до певної межі, не доходячи до верхньої твірної.

Знайдемо відносну швидкість руху частинки з виразу $V = dL/dt$, де L — довжина відносної траєкторії, t — час.

Елемент довжини траєкторії знаходимо за відомими формулами визначення довжини дуги із урахуванням (4):

$$\frac{dL}{ds} = \sqrt{\rho_r'^2 + \rho_n'^2 + \rho_b'^2} = \sqrt{R^2 \alpha'^2 + u'^2}. \quad (16)$$

Оскільки незалежною змінною в (16) є довжина дуги s кола переносної траєкторії, то при визначенні відносної швидкості теж перейдемо до цієї змінної:

$$V = \frac{dL}{dt} = \frac{dL}{ds} \cdot \frac{ds}{dt} = V_n \frac{dL}{ds}, \quad (17)$$

де $V_n = \frac{ds}{dt}$ — переносна швидкість руху вершини тригранника Френе по колу радіуса r .

При заданій кутовій швидкості ω обертання диска переносна швидкість відома: $V_n = \omega r = \omega k$. Отже вираз (17) із врахуванням (16) запишеться:

$$V = \frac{\omega}{k} \sqrt{R^2 \alpha'^2 + u'^2}. \quad (18)$$

На рис. 2б побудовано графіки зміни відносних швидкостей залежно від кутової швидкості ω обертання диска. Щоправда, ці графіки побудовано не для залежності $V = V(s)$, а для залежності $V = V(u)$, де u — довжина прямолінійної твірної циліндра. Така залежність є більш наглядною, оскільки дає можливість визначити швидкість руху частинки в будь-якій точці по довжині лопатки і її легко отримати в системі *MatLab* виключенням змінної із залежностей $V = V(s)$ і $u = u(s)$. Із рис. 2б видно, що швидкість частинки росте у момент розгону, підіймаючись до верхньої точки на циліндрі, вона зменшується, а потім стабілізується і далі зростає за законом, близьким до лінійного.

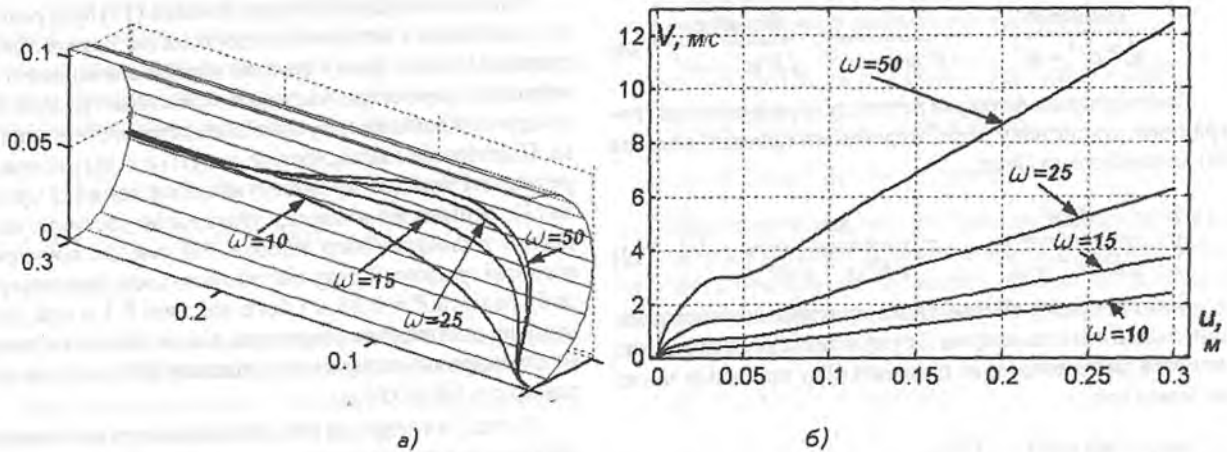


Рис. 2. Кінематичні характеристики відносного руху частинки по поверхні циліндричної лопатки при $R = 0,05$ м; $r = 1/k = 0,05$ м; $f = 0,3$ і різних кутових швидкостях обертання диска:
 а) відносні траєкторії руху частинки;
 б) відповідні відносні швидкості руху частинки.

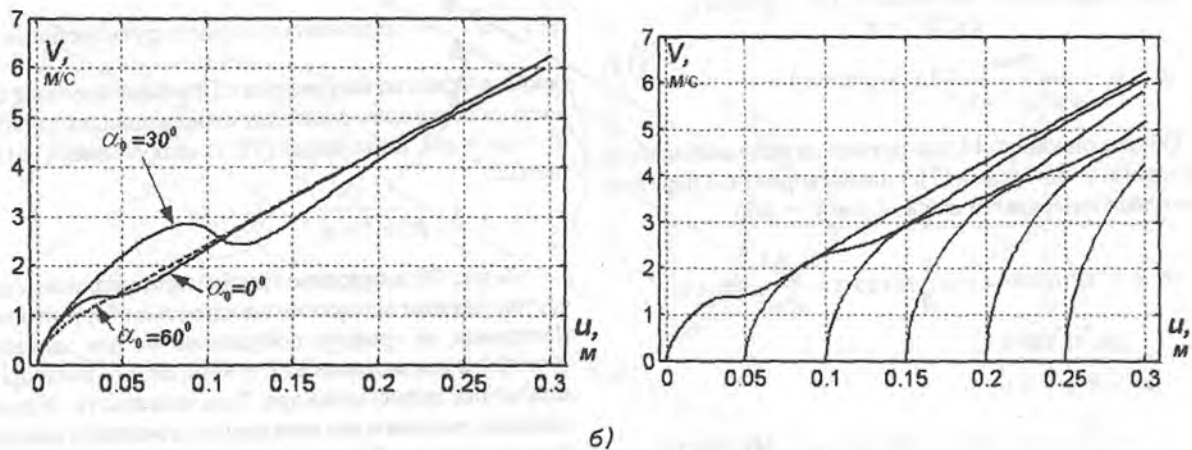
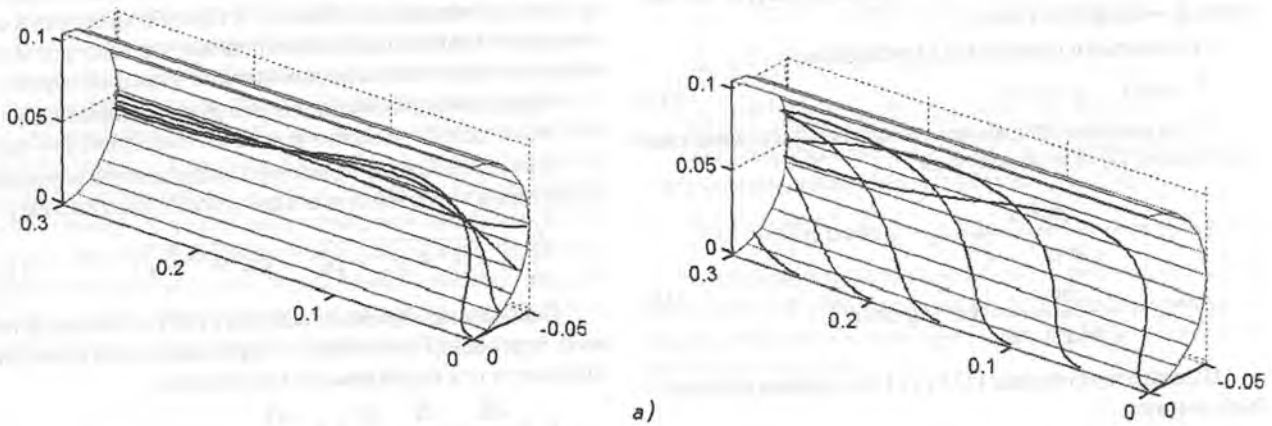


Рис. 3. Кінематичні характеристики відносного руху частинки по поверхні циліндричної лопатки при $R = 0,05$ м; $r = 1/k = 0,05$ м; $f = 0,3$; $\omega = 25$ рад/с і різних точках попадання частинки на поверхню:
 а) відносні траєкторії руху частинки при різних точках попадання її на поверхню по висоті (вгорі) та по довжині (внизу);
 б) графіки відповідних відносних швидкостей руху частинки.

На рис. 3 показано графіки відносних траєкторій і швидкостей частинки при її попаданні на поверхню лопатки у різних точках. На рис. 3а вгорі побудовано траєкторії при попаданні частинки на поверхню лопатки у різних точках по висоті (через кожні 30° початкового значення кута α_0). При підйомі до середини циліндра зміна відносної швидкості циліндра все більше наближається до лінійного закону. Наприклад, при $\alpha_0 = 60^\circ$ і $\alpha_0 = 90^\circ$ графіки швидкостей збігаються (на рис. 3б вгорі їх позначено штриховою лінією). На рис. 3внизу побудовано траєкторії відносного руху при попаданні частинки у різні точки нижньої твірної циліндра через $0,05$ м та відповідні графіки відносних швидкостей.

Знайдемо вплив на форму траєкторії частинки величини радіуса R поперечного перерізу циліндричної лопатки. На рис. 4 побудовано траєкторії руху частинки по циліндричній лопатці з радіусом поперечного перерізу $R = 0,15$ м. У цьому випадку можлива цілком несподівана поведінка частинки при її русі по поверхні циліндра. На рис. 4а показано зміну траєкторії частинки при збільшенні кутової швидкості за рівних інших умов.

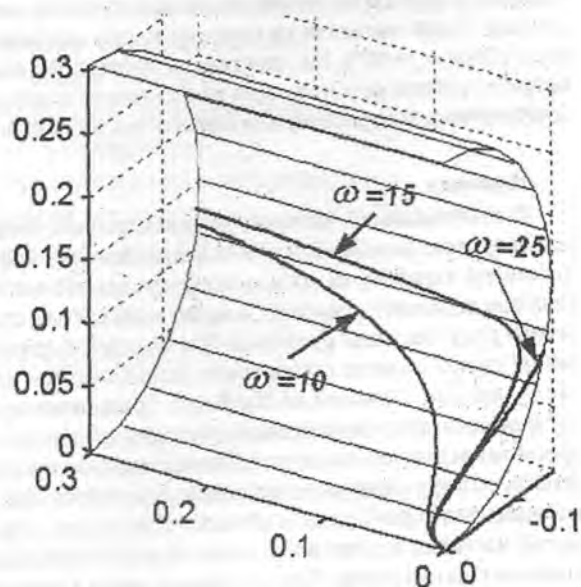
Якщо при $\omega = 10$ рад/с траєкторія є очікуваною (як, наприклад, на рис. 2а), то при $\omega = 15$ рад/с і тим більше при $\omega = 25$ рад/с частинка на перший погляд починає рухатися наперекір здоровому глузду — до центру диска. Проте цьому є пояснення.

При дослідженні відносного руху вантажу в кузові вантажного автомобіля, проведеного у праці [7], були з'ясовані деякі особливості траєкторії вантажу, які пояснюють поведінку частинки у нашому випадку. Кузов рухається на підйом по гвинтовій лінії, тому рух днища кузова (умовно площини лопатки, нахиленої під кутом до горизонту) подібний до руху циліндричного відсіку. Відмінність полягає у тому, що днище кузова є площиною і кут його нахилу сталий, а в нашому випадку він змінний. Проте, чим більший радіус R поперечного перерізу циліндра, тим із більшою долею достовірності можна умовно замінити його відсік відповідним відсіком площини із усередненим кутом нахилу.

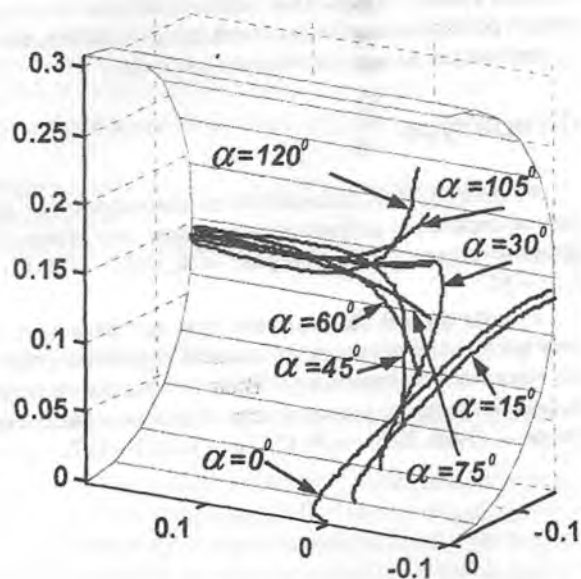
У праці [7] показано, що якби кузов автомобіля не був обмежений бортом, то траєкторією вантажу у відносному русі була б спіраль. Це ж відбувається на поверхні циліндричної лопатки при досягненні критичного значення кутової швидкості. Частинка по спіралі розвертається у протилежний бік і рухається в напрямі центру диска (але повз нього, оскільки вона піднялася з нижньої твірної вгору) і проминувши його, рухалася б далі, якби жолоб продовжувався. Дослідження показали, що ще один розворот і наступні вона може зробити при досить великому радіусі R , коли відсік циліндра близький до площини. Щоб перевірити це припущення, подамо частинку не на нижню твірну, а на середню (при $\alpha_0 = 90^\circ$). Частинка у цьому випадку рухається від центру, дещо опустившись вниз, чого і слід було очікувати.

На рис. 4б показано відсік циліндричної лопатки, продовжений на $0,1$ м у протилежний бік. Це дає можливість спостерігати траєкторії руху частинки при різних точках її подачі на лопатку по висоті. Кутова швидкість $\omega = 25$ рад/с; $f = 0,3$; висота змінюється через кожних 15° повороту

точки навколо осі циліндра. Як видно із рис. 4б, при $\alpha_0 = 0^\circ$ і $\alpha_0 = 15^\circ$ частинка розвертається і рухається у протилежний бік, а при збільшенні висоти подачі цього не відбувається.



а)



б)

Рис. 4. Відносні траєкторії руху частинки по поверхні циліндричної лопатки із радіусом поперечного перерізу $R = 0,15$ м ($f = 0,3$): а) форма траєкторії у залежності від величини кутової швидкості ω ; б) форма траєкторії у залежності від точки вступу частинки на поверхню лопатки ($\omega = 25$ рад/с).

З проведених досліджень випливає, що при подачі частинки на самий низ лопатки за певних умов можливий її розворот і рух у протилежний бік. Це залежить від граничної величини радіуса R поперечного перерізу лопатки. Наприклад, для $f = 0,3$ і $R < 0,1$ м розворот частинки неможливий при будь-яких кутових швидкостях обертання диска. Гарантовано запобігти розвороту також можна шляхом подачі частинки на середню твірну циліндра по висоті (при $\alpha_0 = 90^\circ$). На практиці це означає, що жолоб потрібно робити не із половини циліндричної поверхні, а із четвертини, використовуючи верхню частину циліндра.

Висновки

Рух матеріальної частинки по циліндричній лопатці відцентрового розсіювального апарата спочатку має коливальний характер як по відносній траєкторії, так і по величині відносної швидкості. З часом відбувається стабілізація руху: частинка рухається біля середньої прямолінійної твірної лопатки із відносною швидкістю, що зростає за законом, близьким до лінійного. Збільшення кутової швидкості обертання диска із лопаткою призводить до зростання відносної швидкості. Точка подачі частинки на лопатку по висоті практично не впливає на величину відносної швидкості при її сході із лопатки. При різних точках подачі частинки вздовж осі лопатки відносна швидкість відрізняється не суттєво. При збільшенні радіуса поперечного перерізу лопатки і при подачі частинки на нижню твірну можливий розворот частинки у жолобі по спіралеподібній кривій. За будь-яких режимів роботи і конструктивних розмірів лопатки частинка при русі по її поверхні не підніметься до верхнього краю лопатки.

Література

1. Адамчук, В.В. Дослідження загального випадку розгону мінеральних добрив відцентровим розсіювальним органом // Вісник аграрної науки. — К., 2003. — № 12. — С. 51—57.
2. Адамчук В.В. Дослідження руху частинки по плоскому диску, який обертається навколо перпендикулярної осі, нахиленої до горизонту // Вісник Львівського національного аграрного університету: агроінженерні дослідження. — Львів, 2008. — № 12 (2). — С. 189—197.
3. Булгаков В.М. Знаходження відносної траєкторії руху вантажу в кузові автомобіля, який спускається або піднімається по криволінійній ділянці дороги // Техніко-технологічні аспекти розвитку та випробування нової техніки і технологій для сільського господарства України: Збірник наукових праць / УкрНДПВТ ім. Л. Погорілого. — Дослідницьке, 2008. — Вип. 12(26). — С. 308—321.
4. Василенко П.М. Теория движения частицы по шероховатым поверхностям сельскохозяйственных машин. — К.: УАСХН, 1960. — 283 с.
5. Войтюк Д.Г. Теоретичне дослідження руху матеріальних частинок у відцентрових апаратах із криволінійними лопатками і змінним кутом їх підйому // Праці Таврійської державної агротехнічної академії. — Мелітополь: ТДАТА, 2006. — Вип. 39. — С. 11-20.
6. Заика П.М. Избранные задачи земледельческой механики / Заика П.М. — К.: Изд-во УСХА, 1992. — 507 с.
7. Лінник М.К. Тригранник і формули Френе в задачах кінематики і динаміки матеріальної частинки у складному русі // Науковий вісник Національного аграрного університету. — К.: НАУ, 2005. — Вип. 80. — С. 271—287.

УДК 631.312:514.18

Теория движения материальной точки в ротационном рассевающем аппарате

С.Ф. Пилипака, В.Н. Пришляк

Рассмотрено относительное движение точки по цилиндрической лопатке, прикрепленной к диску в радиальном направлении. Составлена система дифференциальных уравнений движения частицы с применением сопровождающего трехгранника переносной траектории, которой является окружность, и формул Френе. Осуществлено численное интегрирование системы. Полученные результаты визуализированы.

The theory of movement of a material particle at centripetal disseminating apparatus

S. Pylypaka, V. Prishlyak

Corpuscle relative motion on the cylindrical shovel cemented to a disk in the radial direction is observed. System of the differential equations of driving of a corpuscle with application of natural mobile three-edge of a portable path, which the is round, and Frenet formulas is work up. The system numerical integration is realised. The visualization of the obtained results is made.

Надійшла 17.03.2011 р.