

С.Ф. Пилипака, д-р. техн. наук, Д.Г. Войтюк, канд. техн. наук, чл.-кор. УААН
Національний університет біоресурсів і природокористування України

В.В. Адамчук, д-р. техн. наук, чл.-кор. УААН, В.М. Булгаков, д-р. техн. наук, чл.-кор. УААН

Українська академія аграрних наук

Математична модель руху матеріальної частинки у відцентровому розсіювальному апараті із циліндричними лопатками

Розглянуто відносний рух частинки по циліндричній лопатці, прикріпленій до диска в радіальному напрямі. Складено систему диференціальних рівнянь руху частинки із застосуванням супровідного тригранника переносної траєкторії, якою є коло, та формул Френе. Здійснено чисельне інтегрування системи. Зроблено візуалізацію одержаних результатів.
матеріальна частинка, відцентрова сила, шорсткий диск, лопатка

Вступ. Для внесення мінеральних добрив шляхом розсівання використовуються відцентрові апарати із лопатками різних конструкцій. Лопатка кріпиться до горизонтального диска, що обертається навколо вертикальної осі. Закономірності руху мінеральних добрив з достатньою для практики точністю можна аналітично описати, розглядаючи рух окремих частинок. При цьому, як показали результати попередніх досліджень, рух вказаних частинок можна аналітично описувати, не враховуючи їх розмірів і форми. Матеріальна частинка під дією відцентрової сили рухається по поверхні лопатки і одночасно обертається разом із нею навколо вертикальної осі, тобто перебуває у складному русі. Якщо кінематика частинки 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 частинки по поверхні шорсткого диска, що обертається навколо вертикальної осі, присвячені фундаментальні праці [1, 2]. В них розглянуто рух частинки за наявності і відсутності лопаток. В праці [3] розглянуто випадок, коли частинка після сходу із диска потрапляє на прямолінійну лопатку із Г-подібним поперечним перерізом, встановлену під певним кутом до горизонтальної площини. Частинка 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. В [4] розглянуто рух частинки по криволінійній лопатці, коли в момент вступу частинки на неї кут нахилу дорівнює нулю, і в процесі руху зростає, набуваючи на сході із лопатки заданої величини. В праці [5] досліджено відносну і абсолютну траєкторії частинки при нахилі диска із прямолінійними лопатками під певним кутом до горизонту, що забезпечує політ частинки в момент сходу із диска вгору за умови, що частинка попадає в розрахунковий сектор диска. В деяких розсіювальних апаратах застосовуються горизонтально встановлені циліндричні лопатки у вигляді жолоба. Щоб скласти диференціальні рівняння руху частинки по такій лопатці, доцільно застосовувати відомі

формули Френе, які відіграють велику роль не тільки у диференціальній геометрії поверхонь, а і у кінематиці точки, про що детально описано в праці [6].

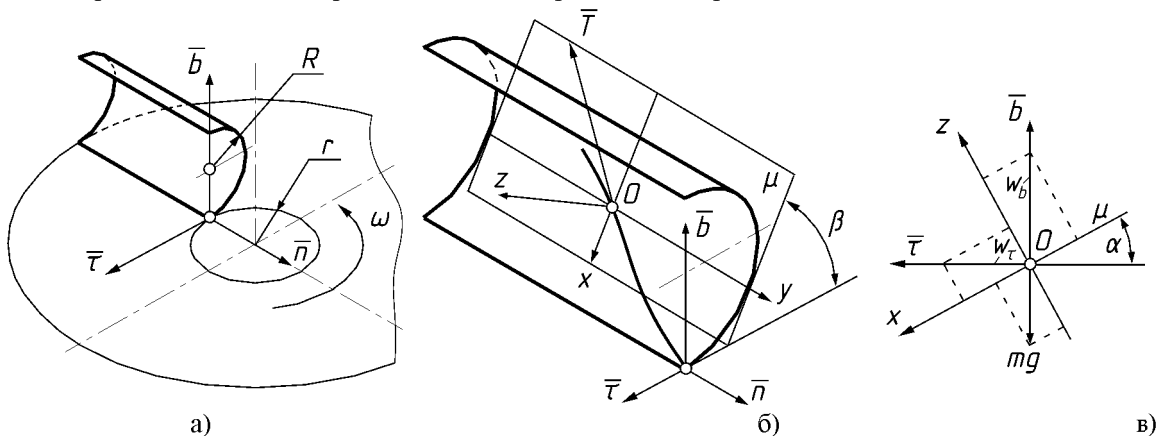
Мета досліджень. Зважаючи на те, що траєкторією руху матеріальної частинки вздовж криволінійної циліндричної лопатки є просторова крива, дослідити її кінематичні характеристики та з'ясувати закономірності переміщення.

Основний зміст дослідження. Складання математичної моделі руху матеріальної частинки по лопатці розсіювального апарату почнемо із побудови еквівалентної схеми. Закріпимо циліндричний жолоб на горизонтальному диску, як це показано на рис. 1, а. При обертанні диска у напрямі, що показаний стрілкою, кінці нижньої прямолінійної твірної жолоба описуватимуть кола, із яких більше є периферією диска, а менше матиме кривину $k = 1/r$, де r – його радіус. В точці на меншому колі розташуємо супровідний тригранник Френе, як показано на рис. 1, а. Супровідний тригранник і жолоб прикріплені до диска жорстко, отже жолоб по відношенню до тригранника буде нерухомий, а сам тригранник при обертанні диска із кутовою швидкістю ω буде супровідним для кола $k = 1/r$. Рівняння циліндричного жолоба на орти тригранника запишуться:

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

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.



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

Рисунок 1 – Еквівалентна схема розсіювального відцентрового апарату

При обертанні диска частинка, яка попадає на циліндричний жолоб, починає по ньому 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 векторному вигляді запишеться:

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

де m – маса частинки;

\bar{a} – вектор абсолютного прискорення;

\overline{F} – вектор прикладених до частинки сил.

Якщо траєкторія руху точки в системі тригранника Френе задана проекціями ρ_τ , ρ_n і ρ_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 $k = 1/r$ – кривина напрямного кола;

V – швидкість руху вершини тригранника по напрямному колу.

Диференціюванням 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 нам доцільно провести дотичну площину μ до поверхні циліндра в точці O знаходження частинки (рис. 1, б) і скласти рівняння руху частинки в цій площині (при цьому кут між дотичною і горизонтальною площинами $\beta = \beta(s)$ є змінним). Осі прямокутної системи $Oxyz$ розташовуємо так, щоб вісь Oy була спрямована вздовж твірної циліндра, вісь Ox розташовуємо 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 абсолютного 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 куту $\alpha = \alpha(s)$. Враховуючи це, можна спроеціювати складові абсолютного прискорення a із ортів тригранника на осі системи $Oxyz$ (рис. 1, в):

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

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

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

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

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

Знайдемо координати вектора \bar{T} дотичної до відносної траєкторії. Його проекції на орти тригранника рівні першим похідним (4). Приводячи його до одиничного, одержимо:

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

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

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

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

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

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:

$$P = m(a_z + g \cos \alpha). \tag{12}$$

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

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

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

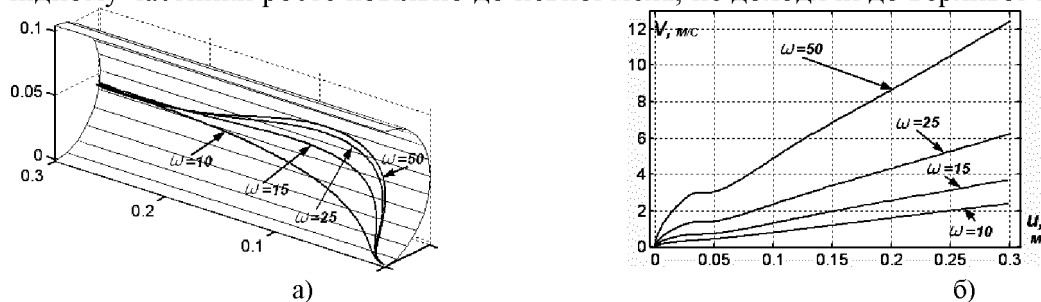
$$\begin{aligned}
ma_x &= mg \sin \alpha + \frac{fmR\alpha'}{\sqrt{R^2\alpha'^2 + u'^2}} (a_z + g \cos \alpha); \\
ma_y &= -\frac{fmu'}{\sqrt{R^2\alpha'^2 + u'^2}} (a_z + g \cos \alpha).
\end{aligned}
\tag{14}$$

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

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

Система диференціальних рівнянь (15) була розв'язана чисельними методами за допомогою пакета *Simulink* системи *MatLab*. Було з'ясовано деякі закономірності кінематичних параметрів частинки в залежності 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 вирази (1), отримаємо відносну траєкторію частинки по поверхні циліндричного жолоба. На рис. 2, а побудовані 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. 2, а видно, що при збільшенні кутової швидкості частинка все вище піднімається по циліндру, хоча сходить із нього приблизно на однаковій висоті, трохи нижче твірної, що відповідає кутові повороту $\alpha = 90^\circ$. Дослідження показали, що висота підйому частинки по циліндрі 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.



а) відносні траєкторії руху частинки; б) відповідні відносні швидкості руху частинки

Рисунок 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

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 врахуванням (4):

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

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

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

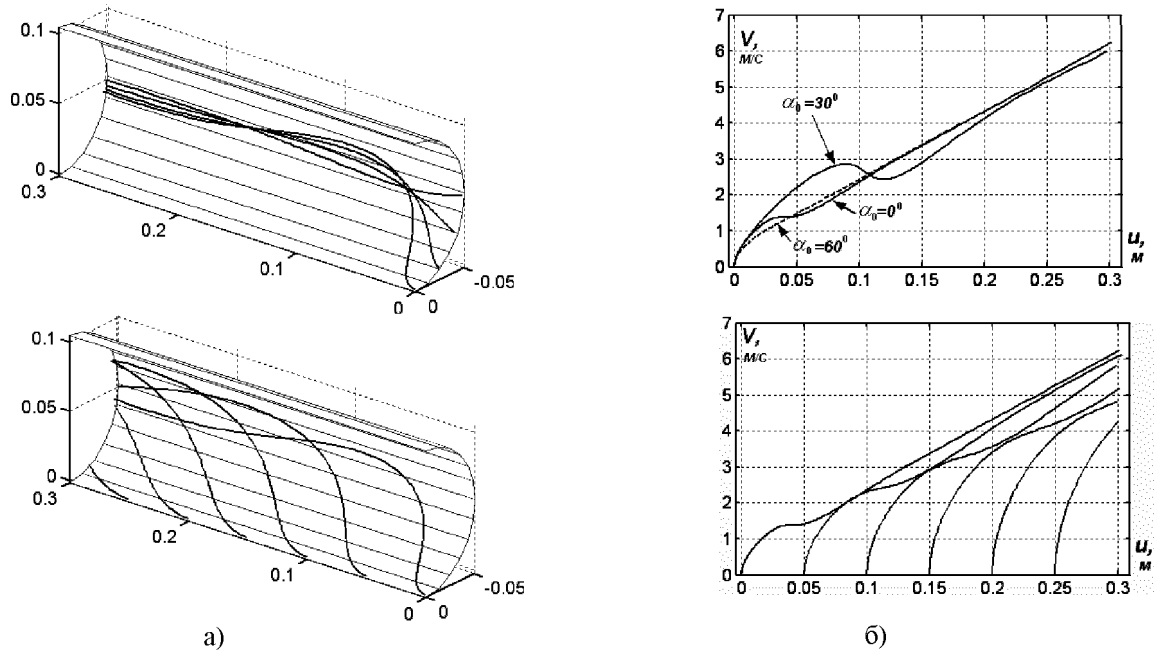
де $V_n = \frac{ds}{dt}$ – переносна швидкість руху вершини тригранника Френе по колу радіуса r . При заданій кутовій швидкості ω обертання диска переносна швидкість відома: $V_n = \omega r = \omega/k$. Отже вираз (17) із врахуванням (16) запишеться:

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

На рис. 2,б побудовані графіки зміни відносних швидкостей в залежності від кутової швидкості обертання диска ω . Щоправда, ці графіки побудовані 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. 2,б видно, що швидкість частинки росте в момент розгону, далі по мірі підйому до верхньої точки на циліндрі вона зменшується, а потім стабілізується і далі росте за законом, близьким до лінійного.

На рис. 3 наведено графіки відносних траєкторій і швидкостей частинки при її попаданні на поверхню лопатки у різних точках. На рис. 3, а вгорі побудовано траєкторії при попаданні частинки на поверхню лопатки у різних точках по висоті (через кожні 30° початкового значення кута α_0). По мірі підйому 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. 3, б вгорі їх позначено штриховою лінією). На рис. 3 внизу побудовано траєкторії відносного руху при попаданні частинки в різні точки нижньої твірної циліндра через $0,05$ м та відповідні графіки відносних швидкостей.

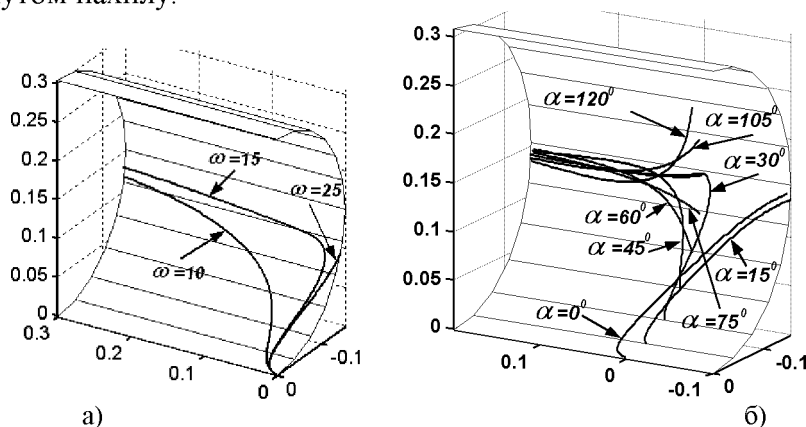
Знайдемо вплив на форму траєкторії частинки величини радіуса R поперечного перерізу циліндричної лопатки. На рис. 4 представлені траєкторії руху частинки по циліндричній лопатці із радіусом поперечного перерізу $R = 0,15$ м. В цьому випадку можлива цілком несподівана поведінка частинки при її русі по поверхні циліндра. На рис. 4, а показана зміна траєкторії частинки при збільшенні кутової швидкості при рівних інших умовах. Якщо при $\omega = 10$ рад/с траєкторія є очікуваною (як, наприклад, на рис. 2, а), 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 випадку є пояснення.



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

Рисунок 3 – Кінематичні характеристики відносного руху частинки по поверхні циліндричної лопатки при $R = 0,05 \text{ м}$; $r = 1/k = 0,05 \text{ м}$; $f = 0,3$; $\omega = 25 \text{ рад/с}$ і різних точках попадання частинки на поверхню

При дослідженні відносного руху вантажу в кузові вантажного автомобіля, проведеного в праці [7], були з'ясовані деякі особливості траєкторії вантажу, які пояснюють поведінку частинки в 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 в 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.



а) форма траєкторії в залежності від величини кутової швидкості ω ;
б) форма траєкторії в залежності від точки вступу частинки на поверхню лопатки ($\omega = 25 \text{ рад/с}$)

Рисунок 4 – Відносні траєкторії руху частинки по поверхні циліндричної лопатки із радіусом поперечного перерізу $R = 0,15 \text{ м}$ ($f = 0,3$)

В 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 протилежну сторону і рухається в напрямі центру диска (але мимо його, 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 достатньо 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 в цьому випадку рухається від центру, дещо опустившись вниз, чого і слід було чекати.

На рис. 4, б зображено відсік циліндричної лопатки, продовжений на 0,1 м в протилежну сторону. Це дає можливість спостерігати траєкторії руху частинки при різних точках її подачі на лопатку по висоті. Кутова швидкість $\omega = 25 \text{ рад/с}$; $f = 0,3$; висота змінюється через кожних 15° повороту точки навколо осі циліндра. Як видно із рис. 4, б, при $\alpha_0 = 0^\circ$ і $\alpha_0 = 15^\circ$ частинка розвертається і рухається в протилежну сторону, а при збільшенні висоти подачі цього не відбувається.

З проведених досліджень випливає, що при подачі частинки на самий низ лопатки за певних умов можливий її розворот і рух в протилежну сторону. 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 відсною швидкістю, що зростає по закону, близькому 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 несуттєво. При збільшенні радіуса поперечного перерізу лопатки і при подачі частинки на нижню твірну можливий розворот частинки в 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.

Список літератури

1. Василенко П.М. Теория движения частицы по шероховатым поверхностям сельскохозяйственных машин / Василенко П.М. – К.: УАСХН, 1960. – 283 с.
2. Заика П.М. Избранные задачи земледельческой механики / Заика П.М. –К.: Изд-во УСХА, 1992. – 507 с.
3. Адамчук В.В. Дослідження загального випадку розгону мінеральних добрив відцентровим розсіювальним органом / Адамчук В.В. // Вісник аграрної науки. – К., 2003. – № 12. – С. 51-57.
4. Войтюк Д.Г. Теоретичне дослідження руху матеріальних частинок у відцентрових апаратах із криволінійними лопатками і змінним кутом їх підйому / Войтюк Д.Г., Пидипака С.Ф. // Праці Таврійської державної агротехнічної академії. – Мелітополь: ТДАТА, 2006. – Вип. 39. – С. 11-20.
5. Адамчук В.В. Дослідження руху частинки по плоскому диску, який обертається навколо перпендикулярної осі, нахиленої до горизонту / Адамчук В.В., Булгаков В.М., Войтюк Д.Г., Пилипака С.Ф. // Вісник Львівського національного аграрного університету: агроінженерні дослідження. – Львів: Львів. нац. аграр. ун-т, 2008. – № 12 (2). – С. 189 – 197.

6. Лінник М.К. Тригранник і формули Френе в задачах кінематики і динаміки матеріальної частинки у складному русі / Лінник М.К., Войтюк Д.Г., Пилипака С.Ф. // Науковий вісник Національного аграрного університету. – К.: НАУ, 2005. – Вип. 80. – С. 271-287.
7. Булгаков В.М. Знаходження відносної траєкторії руху вантажу в кузові автомобіля, який спускається або піднімається по криволінійній ділянці дороги / Булгаков В.М., Войтюк Д.Г., Пилипака С.Ф. // Техніко-технологічні аспекти розвитку та випробування нової техніки і технологій для сільського господарства України: Збірник наукових праць / УкрНДІПВТ ім. Л. Погорілого. – Дослідницьке, 2008. – Вип. 12(26). – С. 308 – 321.

С. Пилипака, Д. Войтюк, В. Адамчук, В. Булгаков

Математическая модель движения материальной частицы в центробежном рассеивающем аппарате с цилиндрическими лопатками

Рассмотрено относительное движение частицы по цилиндрической лопатке, прикрепленной к диску в радиальном направлении. Составлено систему дифференциальных уравнений движения частицы с применением сопровождающего трехгранника переносной траектории, какой является окружность, и формул Френе. Осуществлено численное интегрирование системы. Сделано визуализацию полученных результатов.

S. Pylypaka, D. Voytiuk, V. Adamchuk, V. Bulgakov

Mathematical model of movement of a material particle in the device with cylindrical shovels

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

Одержано 10.08.09