

## РУХ МАТЕРІАЛЬНОЇ ЧАСТИНКИ ВЗДОВЖ ЛОПАТОК НА ГОРИЗОНТАЛЬНОМУ ДИСКУ, ЯКИЙ ОБЕРТАЄТЬСЯ НАВКОЛО ВЕРТИКАЛЬНОЇ ОСІ

**С. Ф. Пилипака**, д.т.н., професор, Національний аграрний університет України

**А. В. Чепіжний**, ст. викладач, Сумський національний аграрний університет

*В статті проведено аналіз досліджень руху частинки вздовж лопаток горизонтального диска, що обертається навколо вертикальної осі, та запропоновані можливі варіанти визначення профілю лопатки для задання необхідної траєкторії руху частинки. Для виконання даної задачі введено узагальнені диференціальні рівняння руху частинки вздовж прямолінійних і криволінійних лопаток. Зроблено порівняльний аналіз кінематичних параметрів руху для різних форм лопаток.*

**Ключові слова:** частинка, логарифмічні спіралі, горизонтальний диск, вісь обертання, криволінійні лопатки, прямолінійні лопатки, сила тиску, абсолютне прискорення, диференціальні рівняння.

**Постановка проблеми.** Дослідження руху матеріальних частинок по горизонтальному диску, під час його обертання навколо вертикальної осі, із ортогонально закріпленими лопатками є теоретичними основами для проектування розкидаючих органів мінеральних добрив (розкидачі серій РД, РУМ та ін.). В теоретичному плані достатньо добре вивчена робота розкидаючих органів (дисків) із прямолінійним розташуванням лопаток. Дослідження впливу форми криволінійної лопатки на кінематичні параметри руху частинки проводилося досить мало але при проектуванні робочих органів (дисків) розкидачів мінеральних добрив може бути вельми корисним.

**Аналіз останніх досліджень.** Майже в повному обсязі досліджено рух частинки вздовж прямолінійних лопаток горизонтального диска, що обертається навколо вертикальної осі в працях [1-3]. Стосовно криволінійних лопаток, то в працях [1, 2] розглянуто лопатку, яка має форму логарифмічної спіралі. Але в даних працях спочатку задається форма лопатки, і відштовхуючись від цього, досліджуються відповідні кінематичні параметри руху частинки.

Виходячи з цього постає питання виконання оберненої задачі, тобто при певних заданих умовах знайти профіль лопатки, який задовольнив би ці умови.

**Мета роботи.** Складання диференціальних рівнянь для знаходження форми криволінійної лопатки, яка задовольняла би попередньо заданим вимогам руху частинки вздовж даної лопатки, яка закріплена на горизонтальному диску, що обертається навколо вертикальної осі.

**Виклад основного матеріалу.** При обертанні диска із криволінійною лопаткою частинка здійснює складний рух: переносний за рахунок обертання диска і відносний вздовж лопатки. Для складання диференціальних рівнянь руху частин-

ки необхідно знайти вектор абсолютного прискорення, який включає в себе три складові: прискорення у переносному русі, прискорення у відносному русі і прискорення Коріоліса. В праці [4] показано, що цей вектор зручно шукати в проєкціях на орти супровідного тригранника кривої переносного руху, якою для обертального руху диска буде коло. На рис.1,а більшим колом позначено периферію диска, а меншим – траєкторію переносного руху. Супровідний тригранник жорстко зв'язаний із диском, причому орт  $\bar{\tau}$  спрямований по дотичній до траєкторії переносного руху в його напрямі, орт  $\bar{n}$  спрямований по головній нормалі в сторону центра кривини, орт  $\bar{b}$  – бінормаль – проєктується в точку в початку координат.

Будемо вважати, що криволінійна форма лопатки задана залежностями  $\rho_\tau = \rho_\tau(s)$  і  $\rho_n = \rho_n(s)$ , де  $S$  – довжина дуги траєкторії переносного руху. На рис.1,а показана частинка в т.  $M$  на лопатці і позначено її координати  $\rho_\tau$  і  $\rho_n$  в проєкціях на орти тригранника. Дотична  $Mx$  до лопатки в цій точці складає із ортом  $\bar{\tau}$  кут  $\alpha$ . Таким чином траєкторія відносного руху частинки визначається формою криволінійної лопатки. В праці [4] одержано теоретичні результати знаходження абсолютного прискорення точки на орти супровідного тригранника при русі її по відомій траєкторії в системі цього тригранника. Згідно з цими результатами для нашого випадку абсолютне прискорення запишеться:

$$\bar{W} = \tau v_e^2 (\rho_\tau'' - 2k\rho_n' - k^2\rho_\tau) + n v_e^2 (\rho_n'' + 2k\rho_\tau' - k^2\rho_n + k) \quad (1)$$

де  $k = 1/r$  – кривина траєкторії переносного руху;  $v_e$  – швидкість переносного руху початку координат тригранника по колу радіуса  $r$ .

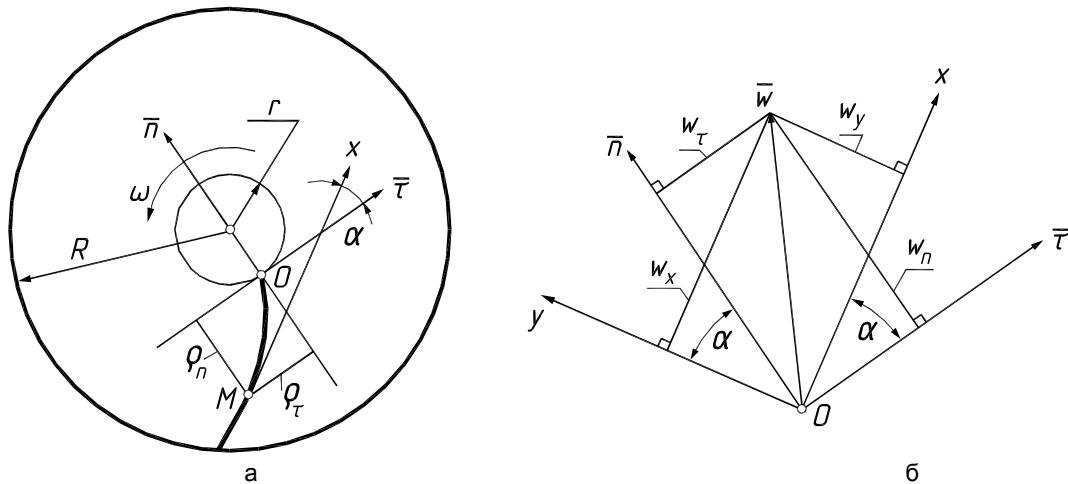


Рис. 1. Графічні ілюстрації для складання диференціальних рівнянь руху частинки вздовж криволінійної лопатки диска розкидаючого органу: а) криволінійна лопатка в системі супровідного тригранника траєкторії переносного руху – кола радіуса  $r$ ; б) вектор абсолютного прискорення  $\bar{w}$  в проекціях на осі двох систем, що утворюють між собою кут  $\alpha$

Оскільки рух частинки відбувається в напрямі дотичної  $Mx$ , то і диференціальне рівняння руху потрібно складати в проекції на цю дотичну. Для цього спроекуємо вектор абсолютного прискорення на напрям дотичної і на напрям, перпендикулярний до неї. Складові вектора абсолютного прискорення (проекції на орти тригранника) запишемо:

$$\begin{aligned} W_\tau &= v_e^2 (\rho_\tau'' - 2k\rho_n' - k^2\rho_\tau) \\ W_n &= v_e^2 (\rho_n'' + 2k\rho_\tau' - k^2\rho_n + k) \end{aligned} \quad (2)$$

На рис.1,б показано вектор абсолютного прискорення  $\bar{w}$  в проекціях на орти супровідного тригранника і на осі  $Ox$  і  $Oy$ , які є відповідно дотичною і нормаллю до лопатки. Встановимо між цими проекціями взаємозв'язок, виходячи із того, що між координатними осями обох систем існує кут  $\alpha$ . Спроекуємо кожну із складових  $W_\tau$  і  $W_n$  на

осі  $Ox$  і  $Oy$  та отримаємо за відомими формулами повороту осей:

$$\begin{aligned} W_x &= W_\tau \cos \alpha + W_n \sin \alpha; \\ W_y &= -W_\tau \sin \alpha + W_n \cos \alpha. \end{aligned} \quad (3)$$

Оскільки  $\alpha$  - кут, який утворює дотична до лопатки з ортом  $\bar{\tau}$ , то відомо що  $\operatorname{tg} \alpha = \frac{\rho_n'}{\rho_\tau'}$ , звідки:

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

Підставивши (2) і (4) в (3), одержимо проекції вектора абсолютного прискорення на осі системи  $Oxy$ :

$$\begin{aligned} W_x &= \frac{v_e^2}{\sqrt{\rho_\tau'^2 + \rho_n'^2}} \left[ (\rho_\tau'' - 2k\rho_n' - k^2\rho_\tau)\rho_\tau' + (\rho_n'' + 2k\rho_\tau' - k^2\rho_n + k)\rho_n' \right]; \\ W_y &= \frac{v_e^2}{\sqrt{\rho_\tau'^2 + \rho_n'^2}} \left[ -(\rho_\tau'' - 2k\rho_n' - k^2\rho_\tau)\rho_n' + (\rho_n'' + 2k\rho_\tau' - k^2\rho_n + k)\rho_\tau' \right]. \end{aligned} \quad (5)$$

Частинка в напрямі осі  $Oy$  не рухається, тому сила  $F = mW_y$  врівноважується силою тиску частинки на лопатку. Вважатимемо, що

коефіцієнт тертя  $f$  частинки по поверхні диска і по поверхні лопатки однаковий, тому сумарна сила тертя запишеться:

$$\begin{aligned} F_{\text{тер.}} &= fmg + fmW_y = \\ &= fmg + fm \frac{v_e^2}{\sqrt{\rho_\tau'^2 + \rho_n'^2}} \left[ -(\rho_\tau'' - 2k\rho_n' - k^2\rho_\tau)\rho_n' + (\rho_n'' + 2k\rho_\tau' - k^2\rho_n + k)\rho_\tau' \right] \end{aligned} \quad (6)$$

де  $m$  - маса частинки;  $g=9,81 \text{ м/с}^2$ .

Єдиною прикладеною силою буде сила тертя, спрямована в сторону, протилежну руху частинки. Таким чином, диференціальне рівняння

руху частинки в проекції на дотичну (вісь  $Ox$ ) запишеться:

$$\frac{mv_e^2}{\sqrt{\rho_\tau'^2 + \rho_n'^2}} \left[ (\rho_\tau'' - 2k\rho_n' - k^2\rho_\tau) \rho_\tau' + (\rho_n'' + 2k\rho_\tau' - k^2\rho_n + k) \rho_n' \right] =$$

$$= -fmg - f \frac{mv_e^2}{\sqrt{\rho_\tau'^2 + \rho_n'^2}} \left[ -(\rho_\tau'' - 2k\rho_n' - k^2\rho_\tau) \rho_n' + (\rho_n'' + 2k\rho_\tau' - k^2\rho_n + k) \rho_\tau' \right]. \quad (7)$$

Враховавши те, що  $v_e = \omega r = \omega/k$ , де  $\omega$  - кутова швидкість обертання диска, а також скоро-

тивши на масу  $m$ , рівняння (7) можна записати:

$$\frac{\omega^2}{k^2 \sqrt{\rho_\tau'^2 + \rho_n'^2}} \left[ (\rho_\tau'' - 2k\rho_n' - k^2\rho_\tau) \rho_\tau' + (\rho_n'' + 2k\rho_\tau' - k^2\rho_n + k) \rho_n' \right] =$$

$$= -fg - f \frac{\omega^2}{k^2 \sqrt{\rho_\tau'^2 + \rho_n'^2}} \left[ -(\rho_\tau'' - 2k\rho_n' - k^2\rho_\tau) \rho_n' + (\rho_n'' + 2k\rho_\tau' - k^2\rho_n + k) \rho_\tau' \right] \quad (8)$$

Диференціальне рівняння (8) не може бути розв'язане без накладання додаткових умов, оскільки до нього входить дві невідомі залежності  $\rho_\tau = \rho_\tau(s)$  і  $\rho_n = \rho_n(s)$ . Такими умовами можуть бути накладені обмеження на форму лопатки або, наприклад, величини тиску частинки на неї. Можна шукати таку форму лопатки, щоб тиск на неї дорівнював нулеві; в такому випадку її профіль збігатиметься із відносною траєкторією руху частинки по диску без лопатки. Щоб описати цей випадок, необхідно вираз в останніх квадратних дужках рівняння (8) прирівняти до нуля. Це і буде додатковою умовою. Одержана система рівнянь після нескладних перетворень може бути приведена до вигляду, одержаному в праці [4] (формули (44), стор. 281) при розв'язуванні задачі на знаходження відносної траєкторії руху частинки по поверхні шорсткого диска без лопаток.

Розглянемо випадок, коли  $\rho_n = \rho_n' = \rho_n'' = 0$ .

Це означає, що рух частинки відбуватиметься вздовж прямолінійної лопатки, розміщеної на відстані  $r$  від центра диска (лопатка збігається із ортом  $\tau$ ). В цьому випадку рівняння (8) приймає вигляд:

$$\rho_\tau'' + 2fk\rho_\tau' - k^2\rho_\tau = -\frac{fk}{\omega^2}(\omega^2 + gk). \quad (9)$$

Рівняння (9) є лінійним і може бути проінтегроване, а його розв'язанням є відповідна залежність:

$$\rho_\tau = f \frac{\omega^2 + gk}{k\omega^2} + c_1 e^{-\left(\sqrt{1+f^2}+f\right)ks} + c_2 e^{\left(\sqrt{1+f^2}-f\right)ks}, \quad (10)$$

де  $c_1, c_2$  - постійні інтегрування.

При  $\rho_\tau = \rho_\tau' = \rho_\tau'' = 0$  частинка рухатиметься по прямолінійній лопатці диска, закріпленої в радіальному напрямі. Рівняння (8) приймає вигляд:

$$\rho_n'' + 2fk\rho_n' - k^2\rho_n = -\frac{k}{\omega^2}(\omega^2 + fgk). \quad (11)$$

Розв'язанням рівняння (11) є залежність:

$$\rho_n = \frac{fg}{\omega^2} + r + c_1 e^{\left(-f-\sqrt{1+f^2}\right)ks} + c_2 e^{\left(-f+\sqrt{1+f^2}\right)ks}. \quad (12)$$

В рівняннях (10), (12) незалежною змінною є дугова координата  $s$  траєкторії переносного руху тригранника. У відомих роботах з руху матеріальної частинки по шорстких поверхнях [1-3] незалежною змінною є час  $t$ . Враховуючи постійну кутову швидкість  $\omega$  обертання диска можна записати:

$$s = r\omega t = \frac{\omega t}{k}. \quad (13)$$

Підстановка (13) в (10) і (12) дає залежності  $\rho_\tau$  і  $\rho_n$  у функції часу:

$$\rho_\tau = f \left( \frac{g}{\omega^2} + r \right) + c_1 e^{-\left(\sqrt{1+f^2}+f\right)\omega t} + c_2 e^{\left(\sqrt{1+f^2}-f\right)\omega t}. \quad (14)$$

$$\rho_n = \frac{fg}{\omega^2} + r + c_1 e^{\left(-f-\sqrt{1+f^2}\right)\omega t} + c_2 e^{\left(-f+\sqrt{1+f^2}\right)\omega t}. \quad (15)$$

Рівняння (14) точно збігається із аналогічним рівнянням в праці [2] (рівняння (7.1.8), (7.1.9), стор. 366), хоча одержані вони при зовсім різних підходах. Рівняння (15) відрізняється тільки знаком перед  $r$  від аналогічного рівняння в праці [3] (рівняння (8), стор. 23), однак при підборі відповідних вихідних умов можна показати їх повну відповідність.

Знайдемо тепер форму лопатки, яка забезпечувала б сталий тиск частинки на неї. Величину тиску на лопатку будемо порівнювати із величиною тиску на диск. Силу тиску на лопатку позначимо через вираз  $F_{\text{тиск}} = pmg$ , де  $p$  - коефіцієнт. При  $p > 1$  тиск на лопатку буде у  $p$  раз більший, чим на диск і навпаки.

При врахуванні цієї накладеної додаткової умови рівняння (7) перетворюється в систему:

$$\begin{cases} mW_y = pmg; \\ mW_x = fmg(1+p). \end{cases} \quad (16)$$

Після скорочення рівнянь системи (16) на масу  $m$  і підстановки  $W_x$  і  $W_y$  із (5) нескладними перетвореннями приводимо її до вигляду:

$$\begin{cases} \rho_\tau'' - 2k\rho_n' - k^2\rho_\tau = -\frac{gk^2}{\omega^2\sqrt{\rho_\tau'^2 + \rho_n'^2}} \left[ \frac{p}{f}\rho_n' + (f+p)\rho_\tau' \right] \\ \rho_n'' + 2k\rho_\tau' - k^2\rho_n + k = \frac{gk^2}{\omega^2\sqrt{\rho_\tau'^2 + \rho_n'^2}} \left[ \frac{p}{f}\rho_\tau' - (f+p)\rho_n' \right] \end{cases} \quad (17)$$

При  $p = 0$  одержані формули (17) точно збігаються із формулами у статті [4] (формули (44), стор. 281).

Інтегрування системи (17) чисельними методами показало наступні результати.

При  $p=0$ , криволінійна лопатка має таку форму, за якої відсутній тиск на неї з боку частинки. На рис. 2, а і наступних траєкторія відносного руху (тобто профіль лопатки) позначено літерою  $L$  (лопатка) із цифрою, яка дорівнює величині коефіцієнта  $p$ , а абсолютна траєкторія має аналогічне позначення із тією різницею, що перед цифрою стоїть літера  $T$  (траєкторія). Із рис. 2, а видно, що приблизно півоберта частинка ковзає по колу радіуса  $r$ , а потім віддаляється до периферії диска, зробивши при цьому майже два оберти. Це повністю узгоджується із даними, отриманими в праці [2] при кутовій швидкості обертання диска  $\omega=25 \text{ рад/с}$  (рис. 7.3.2, стор. 417).

В момент сходу із диска абсолютна швид-

кість частинки досягає  $1,13 \text{ м/с}$ . При збільшенні коефіцієнта  $p$  форма лопатки змінюється, все більше наближаючись до радіального напрямку. При цьому також змінюється абсолютна траєкторія (рис. 2, б). Відносна швидкість частинки по мірі зростання коефіцієнта  $p$  зменшується, зате зростає абсолютна швидкість. Це має своє пояснення. Абсолютна швидкість є геометричною сумою швидкостей в переносному і відносному рухах. При  $p=0$  вектори цих швидкостей спрямовані вздовж прямих, кут між якими близький до  $180^\circ$ , тобто вони мають протилежний напрям, тому геометрична сума їх складових близька до різниці абсолютних величин. По мірі зростання коефіцієнта  $p$  кут між напрямом дії цих швидкостей прямує до  $90^\circ$ , тому геометрична сума (абсолютна швидкість) зростає. При подальшому зростанні коефіцієнта  $p$  настає момент, коли неможливо побудувати лопатку, яка забезпечила б поставлену умову.

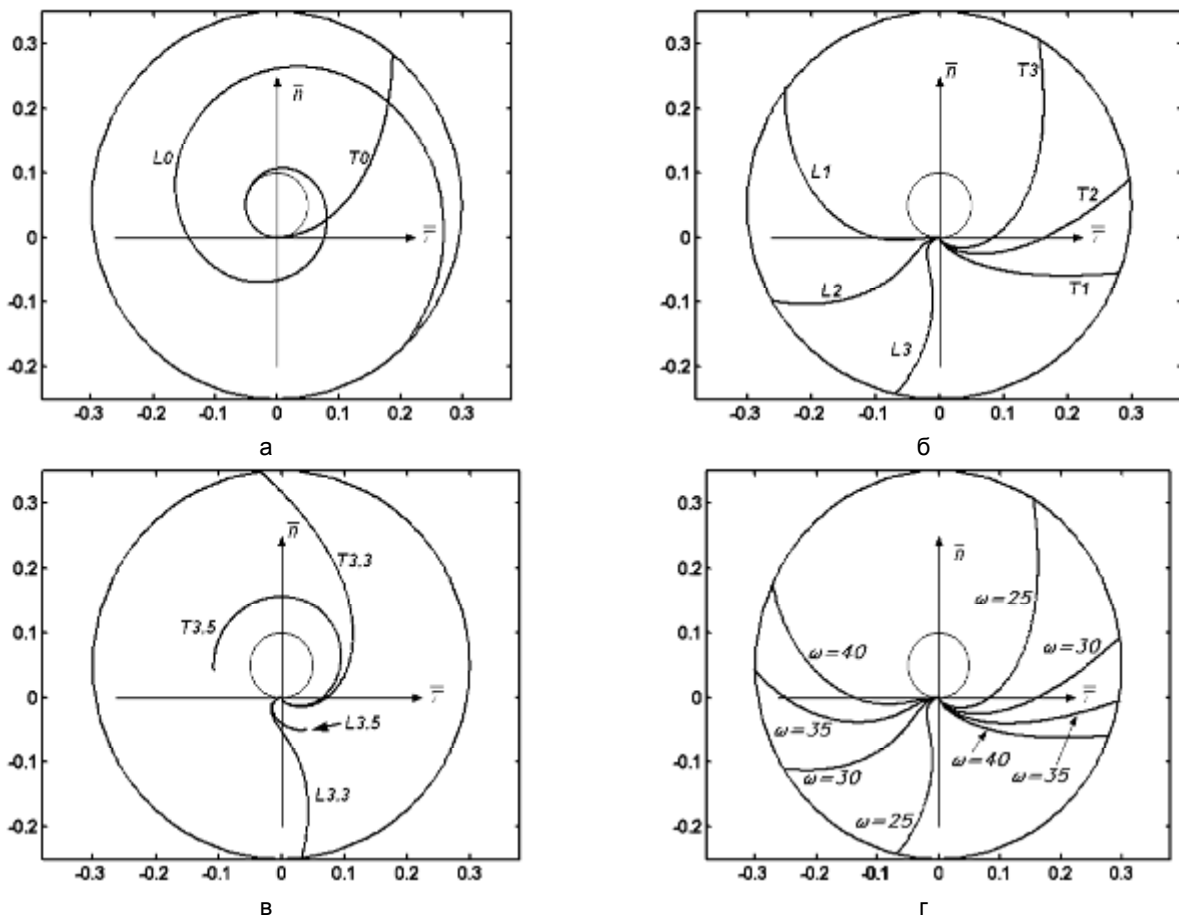


Рис. 2. Профілі криволінійних лопаток та відповідні абсолютні траєкторії руху частинки при різних кутових швидкостях обертання і значеннях коефіцієнта  $p$ :

а)  $\omega=25 \text{ рад/с}; p=0$ ; б)  $\omega=25 \text{ рад/с}; p=1; 2; 3$ ; в)  $\omega=25 \text{ рад/с}; p=3, 3; 3, 5$ ; г)  $\omega=25; 30; 35; 40 \text{ рад/с}; p=3$

На рис. 2, в показано форму лопатки і абсолютну траєкторію для двох значень коефіцієнта  $\rho$ :  $\rho=3,3$  і  $\rho=3,5$ . Якщо для  $\rho=3,3$  все зрозуміло, то для  $\rho=3,5$  видно, що виконати цю умову може

тільки обмежена частина лопатки. Абсолютна траєкторія при  $\rho=3,5$  переходить у коло. Це можна зрозуміти із графіків відносної (рис. 3, а) і абсолютної (рис. 3, б) швидкостей.

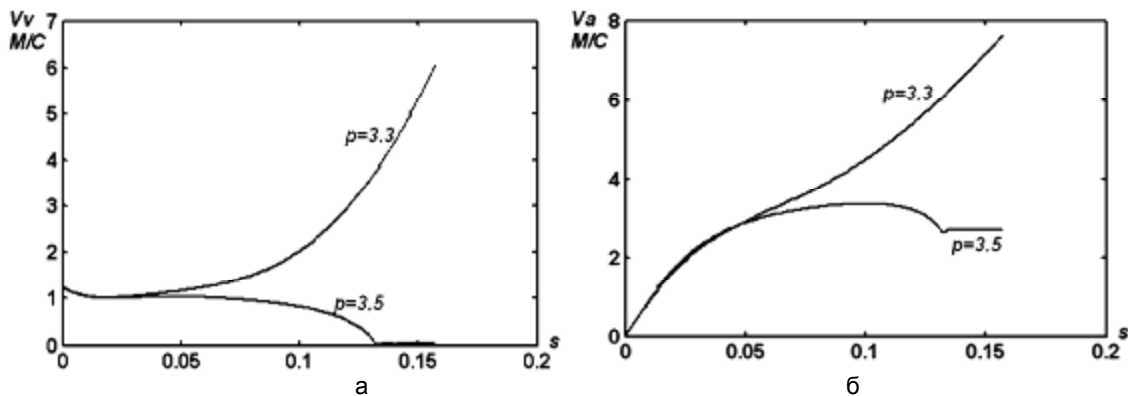


Рис. 3. Графіки відносної та абсолютної швидкостей руху частинки при різних значеннях коефіцієнта  $\rho$ : а) графіки відносних швидкостей; б) графіки абсолютних швидкостей

Із них видно, що при  $s \approx 0,13$  м відносна швидкість частинки стає рівною нулю. Частинка перемістилася вздовж лопатки і зупинилася у відносному русі, продовжуючи обертатися разом із диском із постійною абсолютною швидкістю по колу, рівною переносній швидкості кінця лопатки (рис. 3, б). Таким чином, збільшуючи тиск на лопатку ми можемо знайти її форму для граничного значення  $\rho$ , для якого рух ще можливий. При цьому абсолютна швидкість в момент сходу із диска досягає максимального значення (в нашому випадку 7,64 м/с для  $\rho=3,3$ ). В праці [2] для прямолінійної лопатки за аналогічних вихідних умов наведено значення 8,93 м/с (стор. 376).

обертання диска і однакових початкових умовах форма криволінійної лопатки суттєво впливає на величину абсолютної швидкості частинки в момент її сходу із диска. При формі лопатки, за якої відсутній тиск частинки на неї (тобто у випадку, коли профіль лопатки копіює траєкторію відносного руху частинки по диску без лопаток), абсолютна швидкість частинки мінімальна. По мірі зростання тиску, який є постійним по всій довжині лопатки, її профіль поступово змінюється, наближаючись до радіального напрямку, а абсолютна швидкість частинки зростає. Однак максимальна абсолютна швидкість, яку можна одержати за рахунок криволінійного профілю лопатки за умови постійного тиску на неї співрозмірна із швидкістю частинки для прямолінійних лопаток. За умови однакового тиску частинки на лопатку при різних кутових швидкостях обертання диска профілі лопаток будуть різними, проте абсолютні швидкості частинки в момент сходу її із диска будуть однаковими.

На рис. 2, г показані профілі лопаток і траєкторії абсолютного руху для різних кутових швидкостей обертання диска і сталого значення коефіцієнта  $\rho=3$ . При цьому було виявлено, що у всіх випадках абсолютна швидкість частинки в момент сходу із диска буде однаковою і дорівнює 7,25 м/с.

**Висновки.** При однаковій кутовій швидкості

#### Список використаної літератури:

1. Василенко П.М. Теория движения частицы по шероховатым поверхностям сельскохозяйственных машин. -К.: УАСХН, 1960. -283 с.
2. Заика П.М. Избранные задачи земледельческой механики. -К.: Изд-во УСХА, 1992. -507 с.
3. Адамчук В.В. Теоретичне дослідження розгону мінеральних добрив розсіювальним органом // Механізація і енергетика сільського господарства. IV міжнародна науково-технічна конференція «Motrol 2003». -Том 6. -К.: НАУ, 2003. -С. 19-31.
4. Лінник М.К., Войтюк Д.Г., Пилипака С.Ф. Тригранник і формули Френе в задачах кінематики і динаміки матеріальної частинки у складному русі // Науковий вісник Національного аграрного університету. -К.: НАУ, 2005. -Вип.80. -Частина I. -С. 271-287.

#### **Пилипака С.Ф., Чепижный А.В. Движение материальной частицы вдоль лопаток на горизонтальном диске, который вращается вокруг вертикальной оси**

В статье проведен анализ исследований движения частицы вдоль лопаток горизонтального диска, вращающегося вокруг вертикальной оси, и предложены возможные варианты определения профиля лопатки для задания необходимой траектории движения частицы. Для выполнения данной задачи выведено обобщенные дифференциальные уравнения движения частицы вдоль прямолинейных и криволинейных лопаток. Сделан сравнительный анализ кинематических параметров

движения для различных форм лопаток.

**Ключевые слова:** частица, логарифмические спирали горизонтальный диск, ось вращения, криволинейные лопатки, прямолинейные лопатки, сила давления, абсолютное ускорение, дифференциальные уравнения.

**Pylypaka S., Chepizhny A. Movement of material particles along blades on horizontal disc, which rotates around a vertical axis**

The article analyzes the study of particle motion along the horizontal disc blades rotating about a vertical axis, and suggested possible options for the definition of the blade profile to set the required particle's trajectory. To perform this task derived generalized differential equations of motion of the particle along the straight and curved blades. A comparative analysis of kinematic parameters of motion for different forms of blades.

**Keywords:** particle logarithmic spirals horizontal disc, the axis of rotation, curved blades, straight blades, pressure force, absolute acceleration, differential equations.

Дата надходження до редакції: 04.12.2015

Рецензент: д.ф.-м.н., проф. Кузема О.С.

UDC: 532.526

## HYDRAULIC RESISTANCE OF BODIES IN WATER FLOW

**A.B. Shandyba,**

**G.S. Golovchenko**

SumyNational AgrarianUniversity, Ukraine

The paper presents the calculation model for hydraulic resistance of bodies in water flow. Experimental verification is made for the axially symmetric cases. A satisfactory agreement is obtained to confirm the influence of the local attack angle and current cross-sectional area of flow contraction.

**Keywords:** hydrodynamic interaction, water flow, contraction geometry, attack angle pressure distribution, hydraulic resistance

### 1. INTRODUCTION

The conical contraction is the most widespread unit of many technical systems. Also it is the noticeable sample of hydrodynamic interaction between flow and streamlining bodies. In this consideration we shall be limited by the developed turbulence regime that allows us to examine the influence of the contraction geometry, pressure distribution, energy losses and drag resistance.

### 2. THEORY

It was found that the loss of pressure in axially symmetric conical contraction (fig. 1) is connected with the excess pressure of viscous flow to ideal flow by the following equation:

$$\Delta p S_2 = 2\pi \int_r^R f(r) r dr \quad (1)$$

where  $\Delta p$  is loss of pressure,  $S_2$  is lesser cross-sectional area,  $r$ ,  $R$  are radiuses of lesser and greater cross sections, and  $f(r)$  is excess pressure of viscous flow to ideal flow.

To determine this function  $f(r)$  we suppose the whole flow in the contraction as the complex of elementary streams where pressure and velocity are averaged on time according to the Reynolds-

Boussinesque model [1,5].

Taking into account the change of the flow structure in contraction, one must consider the two characteristic sections of the flow: before and into contraction. The character of the interaction of each stream with the conical surface depends on its initial disposition in flow before contraction and the contraction geometry. At this point of view the boundary streams seem to be most important. Under the unseparated streamlining movement, these have quite defined ways like the contraction formative lines [1,2].

Using the impulse conservation equation the excess pressure can be found for the boundary streams. Thus, if a liquid particle with mass equal  $\rho$  has the impulse  $\rho(k_0 V_1)$  in cross-section 1-1 (where  $k_0$  is ratio of boundary stream velocity to average flow velocity before contraction), then its impulse will be equal  $\rho(k_0 V_1) \cos \alpha$  after interacting with the conical surface under attack angle  $\alpha$ .

The corresponding excess pressure in the connection point of conical contraction will be defined from Bernoulli's equation:

$$p(R) = p_1 + \frac{\rho(k_0 V_1)^2}{2} - \frac{\rho(k_0 V_1)^2}{2} \cos^2 \alpha = p_1 + \frac{\rho(k_0 V_1)^2}{2} \sin^2 \alpha \quad (2)$$

where excess pressure function  
 $f(R) = \frac{\rho(k_0 V_1)^2}{2} \sin^2 \alpha \quad (3)$

The experimental data confirm the presence and proportionality of the excess pressure to  $\sin^2 \alpha$  function [1,2,5]. It is important to note the increasing