

МАШИНИ І ЗАСОБИ МЕХАНІЗАЦІЇ

УДК 531.3

ДОСЛІДЖЕННЯ РУХУ МАТЕРІАЛЬНОЇ ЧАСТИНКИ ПО ВНУТРІШНІЙ ПОВЕРХНІ ВЕРТИКАЛЬНОГО ЦИЛІНДРА, ЯКИЙ ЗДІЙСНЮЄ ОБЕРТАЛЬНИЙ І ПОСТУПАЛЬНИЙ РУХИ

*М.Б. Клендій, кандидат технічних наук
ВП НУБіП України «Бережанський агротехнічний інститут»*

Складено диференціальні рівняння руху матеріальної частинки по внутрішній поверхні вертикального циліндра, який обертається навколо своєї осі. В свою чергу всі точки осі циліндра здійснюють поступальний коливальний рух, описуючи горизонтальні кола. Рівняння розв'язано чисельними методами. Знайдено відносні швидкості та траєкторії частинок.

Вертикальний циліндр, коливальний рух, матеріальна частинка, траєкторія частинок, диференціальні рівняння.

Цікавим з теоретичної точки зору і можливості практичного застосування є дослідження руху частинок при їх потраплянні в циліндричні отвори площини, яка здійснює коливальний прямолінійний або коловий рух, з подовженою вниз бічною поверхнею. Додаткове обертання циліндра навколо своєї вертикальної осі з різними за величиною і напрямом кутовими швидкостями ускладнює рух частинки.

Рух матеріальної частинки по площині, яка здійснює прямолінійний коливальний рух, ґрунтовно розглянув акад. П.М. Василенко у своїй монографії [2]. При цьому розглянуто як горизонтальну площину, так і похилу із горизонтальними коливаннями, поперечними коливаннями і коливаннями в напрямку нахилу площини. Акад. П.М. Заїка розглянув рух сферичної частинки по горизонтальній площині, яка здійснює поступальні коливання по колу [4]. Взагалі задача руху матеріальної частинки по площині, яка здійснює коловий коливальний рух, вперше була розв'язана М.Є. Жуковським у геометричній інтерпретації [3], аналітично вивчена Цзя-Шу-Хуаєм, узагальнена і поширена на випадки еліптичних коливань І.І. Блехманом [1]. Дослідження руху матеріальної частинки по внутрішній поверхні вертикального циліндра, який здійснює планетарний рух, наведено в праці [4] при розгляді привода циліндричних решет для сортування насіння сільськогосподарських культур, а також у праці [5].

Мета досліджень – вивчення закономірності руху матеріальних частинок по внутрішній поверхні вертикального циліндра, який здійснює обертальний рух навколо своєї осі, а точки самої осі в поступальному русі описують горизонтальні кола.

Результати досліджень. При криволінійному поступальному русі площини всяка пряма, проведена в площині, залишається весь час паралельною своєму початковому положенню. Кожна точка описує однакову криволінійну траєкторію (наприклад, коло при коловому русі) і в кожен момент часу має однакові швидкості і прискорення. Якщо матеріальна частинка потрапляє на таку площину, то за певних умов вона буде ковзати по ній, тобто перебувати у складному русі. Абсолютна траєкторія частинки запишеться сумою відповідних складових у переносному і відносному рухах:

$$x = x_n + x_e; \quad y = y_n + y_e, \quad (1)$$

де $x_n = x_n(t)$; $y_n = y_n(t)$ – траєкторія переносного руху у функції часу; $x_e = x_e(t)$; $y_e = y_e(t)$ – траєкторія відносного руху у функції часу.

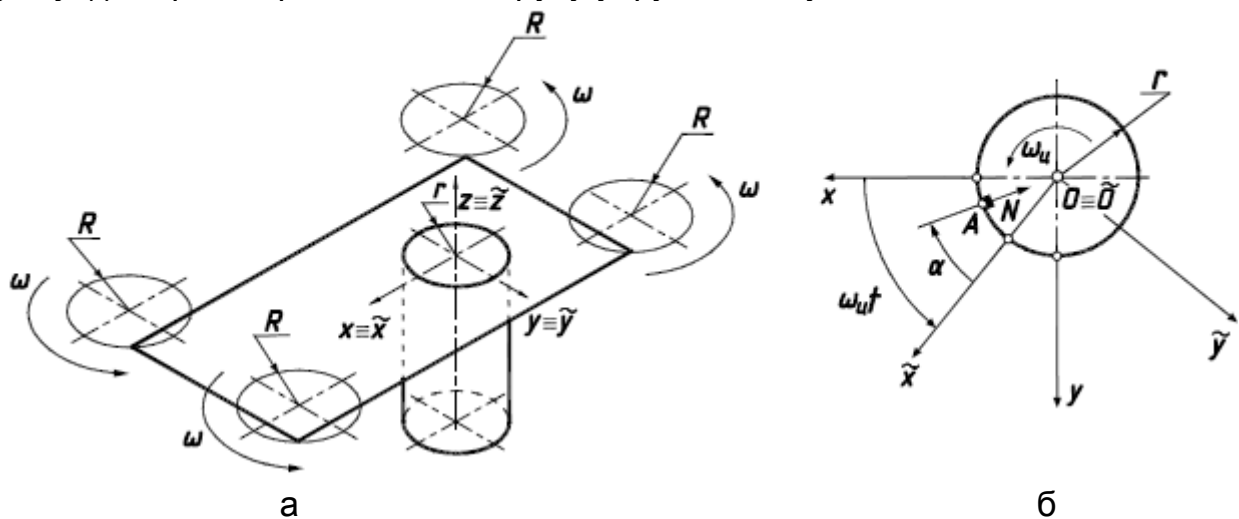


Рис. 1. Схеми руху частинки по внутрішній поверхні циліндра, що здійснює поступальні коливання та обертається навколо своєї осі: а – схема коливань горизонтальної площини із жорстко прикріпленим до неї вертикальним циліндром; б – положення частинки на поверхні циліндра у випадку додаткового його обертання навколо своєї осі (вигляд зверху).

Нехай горизонтальна площина здійснює коливальний поступальний рух так, що кожна її точка описує коло радіусом R . Частинка, рухаючись по площині, може потрапити на внутрішню поверхню вертикального циліндра, жорстко прикріпленого до площини (рис.1,а). Очевидно, що вона буде рухатися по внутрішній поверхні циліндра, отже до рівнянь (1) добавиться вертикальна складова $z = z_e(t)$. Закріпимо жорстко на площині декартову систему координат $Oxyz$, а на циліндрі – систему $\tilde{O}\tilde{x}\tilde{y}\tilde{z}$ (на рис. 1,а вони збігаються). Переносний рух площини опишеться параметричними рівняннями:

$$x_n = R \cos \omega t; \quad y_n = R \sin \omega t, \quad (2)$$

де ω – кутова швидкість обертання кожної точки площини і циліндра по колу радіусом R . Припустимо, що частинка буде рухатися по внутрішній поверхні циліндра так, що ковзатиме по циліндру в протилежний до кутової швидкості ω бік. Її траєкторія у системі координат $\tilde{O}\tilde{x}\tilde{y}\tilde{z}$ запишеться:

$$\begin{aligned}\tilde{x} &= r \cos(-\alpha) = r \cos \alpha; \\ \tilde{y} &= r \sin(-\alpha) = -r \sin \alpha; \\ \tilde{z} &= u,\end{aligned}\tag{3}$$

де r – радіус циліндра, м; $\alpha = \alpha(t)$ – закономірність повороту частинки при ковзанні її по внутрішній поверхні циліндра – невідома функція часу; $u = u(t)$ – закономірність ковзання частинки по внутрішній поверхні циліндра у вертикальному напрямку – теж невідома функція часу.

Ускладнимо рух площини із циліндром. Вважатимемо, що циліндр ще додатково обертається навколо осі Oz із кутовою швидкістю ω_u . Тоді за певний час t циліндр разом із своєю системою $\tilde{O}\tilde{x}\tilde{y}\tilde{z}$ повернеться на кут $\omega_u t$ відносно нерухомої системи $Oxyz$. Частинка, ковзаючи в протилежний бік на кут α , буде знаходитися в точці A (рис. 1,б). Рухома система відносно нерухомої буде повернута на кут $\omega_u t$, а точка A – на кут $\omega_u t - \alpha$. Отже, положення точки в проєкціях на нерухому систему координат запишеться:

$$\begin{aligned}x_e &= r \cos(\omega_u t - \alpha); \\ y_e &= r \sin(\omega_u t - \alpha); \\ z_e &= u.\end{aligned}\tag{4}$$

Абсолютна траєкторія буде сумою переносного (2) і відносного (4) рухів:

$$\begin{aligned}x &= R \cos \omega t + r \cos(\omega_u t - \alpha); \\ y &= R \sin \omega t + r \sin(\omega_u t - \alpha); \\ z &= u.\end{aligned}\tag{5}$$

При $\omega_u = 0$ будемо мати частковий випадок, коли циліндр жорстко прикріплений до площини.

Після диференціювання рівнянь (5) за часом t знайдемо проєкції абсолютної швидкості частинки на нерухому систему координат $Oxyz$:

$$\begin{aligned}x' &= -R\omega \sin \omega t - r(\omega_u - \alpha') \sin(\omega_u t - \alpha); \\ y' &= R\omega \cos \omega t + r(\omega_u - \alpha') \cos(\omega_u t - \alpha); \\ z' &= u'.\end{aligned}\tag{6}$$

Диференціювання виразів (6) дасть проєкції абсолютного прискорення:

$$\begin{aligned}x'' &= -R\omega^2 \cos \omega t - r(\omega_u - \alpha')^2 \cos(\omega_u t - \alpha) + r\alpha'' \sin(\omega_u t - \alpha); \\ y'' &= -R\omega^2 \sin \omega t - r(\omega_u - \alpha')^2 \sin(\omega_u t - \alpha) - r\alpha'' \cos(\omega_u t - \alpha); \\ z'' &= u''.\end{aligned}\tag{7}$$

Складемо рівняння руху у вигляді $m\overline{w} = \overline{F}$, де m – маса частинки, кг; \overline{w} – вектор абсолютного прискорення; \overline{F} – результуючий вектор прикладених до частинки сил. Такими силами є сила ваги mg ($g = 9,81 \text{ м/с}^2$), реакція N поверхні циліндра та сила тертя fN при ковзанні частинки по цилінд-

ру (f – коефіцієнт тертя). Всі сили потрібно спроекціювати на осі нерухо-
мої системи координат.

Сила ваги спрямована вниз, отже її проекції запишуться:

$$\begin{cases} 0; \\ -mg \end{cases} \quad (8)$$

Реакція циліндра N перпендикулярна до його поверхні (рис. 1,б) і має проекції:

$$\begin{cases} N \cos(\varphi_u t - \alpha); \\ -N \sin(\varphi_u t - \alpha); \\ 0 \end{cases} \quad (9)$$

Оскільки сила тертя спрямована по дотичній до траєкторії відносно-
го руху частинки в протилежний бік, знайдемо проекції вектора дотичної.
Вони визначаються першими похідними рівнянь (3):

$$\begin{aligned} \tilde{x}' &= -r\alpha' \sin \alpha; \\ \tilde{y}' &= -r\alpha' \cos \alpha; \\ \tilde{z}' &= u'. \end{aligned} \quad (10)$$

Геометрична сума складових (10) дасть величину швидкості ковзан-
ня частинки по поверхні циліндра у відносному русі:

$$v_s = \sqrt{\tilde{x}'^2 + \tilde{y}'^2 + \tilde{z}'^2} = \sqrt{r^2 \alpha'^2 + u'^2} \quad (11)$$

Одиничний вектор дотичної в проекціях на осі рухомої системи $O\tilde{x}\tilde{y}\tilde{z}$
одержимо діленням проекцій (10) на величину вектора (11):

$$\left\{ \begin{aligned} &-\frac{r\alpha' \sin \alpha}{\sqrt{r^2 \alpha'^2 + u'^2}}; & -\frac{r\alpha' \cos \alpha}{\sqrt{r^2 \alpha'^2 + u'^2}}; & \frac{u'}{\sqrt{r^2 \alpha'^2 + u'^2}} \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Спроекціюємо вектор (12) на осі нерухомої системи координат $Oxyz$,
зважаючи на те, що вони повернуті одна відносно другої навколо спільної
осі $Oz \equiv \tilde{Oz}$ на кут $\omega_u t$.

$$\left\{ \begin{aligned} &\frac{r\alpha' \sin(\varphi_u t - \alpha)}{\sqrt{r^2 \alpha'^2 + u'^2}}; & -\frac{r\alpha' \cos(\varphi_u t - \alpha)}{\sqrt{r^2 \alpha'^2 + u'^2}}; & \frac{u'}{\sqrt{r^2 \alpha'^2 + u'^2}} \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Розпишемо векторне рівняння $m\bar{w} = \bar{F}$ у проекціях на осі нерухомої
системи координат, взявши до уваги, що сила тертя fN спрямована
вздовж одиничного вектора (13) у протилежний до нього бік:

$$\begin{aligned} mx'' &= -N \cos(\varphi_u t - \alpha) - fN \frac{r\alpha'}{\sqrt{r^2 \alpha'^2 + u'^2}} \sin(\varphi_u t - \alpha); \\ my'' &= -N \sin(\varphi_u t - \alpha) + fN \frac{r\alpha'}{\sqrt{r^2 \alpha'^2 + u'^2}} \cos(\varphi_u t - \alpha); \\ mz'' &= -mg - fN \frac{u'}{\sqrt{r^2 \alpha'^2 + u'^2}}. \end{aligned} \quad (14)$$

Підставимо в рівняння (14) другі похідні (проекції абсолютного прис-
корення) із (7). До отриманої системи із трьох рівнянь входить три невідомі
функції: $N=N(t)$, $\alpha=\alpha(t)$ і $u=u(t)$. Із перших двох рівнянь (14) знайдемо ви-

рази для $N = N(\alpha', t)$ і $\alpha'' = \alpha''(\alpha', t)$, розв'язавши їх як систему відносно вказаних функцій. Вираз для сили тиску має вигляд:

$$N = m \left[\omega_u^2 - \alpha'^2 + R\omega^2 \cos(\omega_u t - \omega t - \alpha) \right] \quad (15)$$

Вираз $\alpha'' = \alpha''(\alpha', t)$ описується залежністю:

$$\alpha'' = \frac{R}{r} \omega^2 \sin(\omega_u t - \omega t - \alpha) - \frac{f\alpha'}{\sqrt{r^2 \alpha'^2 + u'^2}} \left[\omega^2 \cos(\omega_u t - \omega t - \alpha) + r(\omega_u - \alpha') \right] \quad (16)$$

Після підстановки (15) і $z'' = u''$ згідно з (7) в останнє рівняння системи (14) одержимо диференціальне рівняння для знаходження залежності $u = u(t)$:

$$u'' = -g - \frac{fu'}{\sqrt{r^2 \alpha'^2 + u'^2}} \left[\omega^2 \cos(\omega_u t - \omega t - \alpha) + r(\omega_u - \alpha') \right] \quad (17)$$

Залежності (16) і (17) утворюють систему диференціальних рівнянь, які описують рух частинки по внутрішній поверхні вертикального циліндра, який обертається навколо своєї осі і додатково здійснює поступальний коливальний рух по колу в горизонтальній площині. Для її розв'язання було застосовано чисельні методи інтегрування за допомогою пакета *Simulink* системи *MatLab*.

Якщо циліндр не обертається навколо своєї осі (тобто $\omega_u = 0$), то після стабілізації руху відносна швидкість частинки прямує до сталої величини, а траєкторією є гвинтова лінія на внутрішній поверхні циліндра, яка перетворюється у пряму на його розгортці. На рис.2 побудовано траєкторії руху частинки на розгортці циліндра для різних кутових швидкостей ω протягом 2 с і рівних радіусах $R = r = 0,1$ м.

Якщо надати циліндру обертального руху навколо своєї осі, то характер руху частинки зміниться. Відносна швидкість ковзання набуде періодичного характеру із зростанням і зменшенням аж до „залипання”. Відповідно зміниться і траєкторія руху, причому ці особливості проявляються в більшій мірі, коли кутова швидкість коливального руху площини за напрямком протилежна кутовій швидкості обертання циліндра. На рис. 3 показані траєкторії відносного руху частинки по внутрішній поверхні циліндра при протилежних напрямках кутових швидкостей ω_u і ω та різних їх співвідношеннях.

Як видно із рис. 3,а, збільшення кутової швидкості обертання циліндра навколо своєї осі суттєво впливає на форму траєкторії ковзання. Такий же результат отримано в праці [5], хоча там абсолютний рух точки циліндра розглядається, як сума двох обертальних, а у нашому випадку – як сума поступального та обертального рухів. Проте можна показати, що при певних вихідних умовах абсолютний рух точки циліндра в обох випадках буде однаковим.

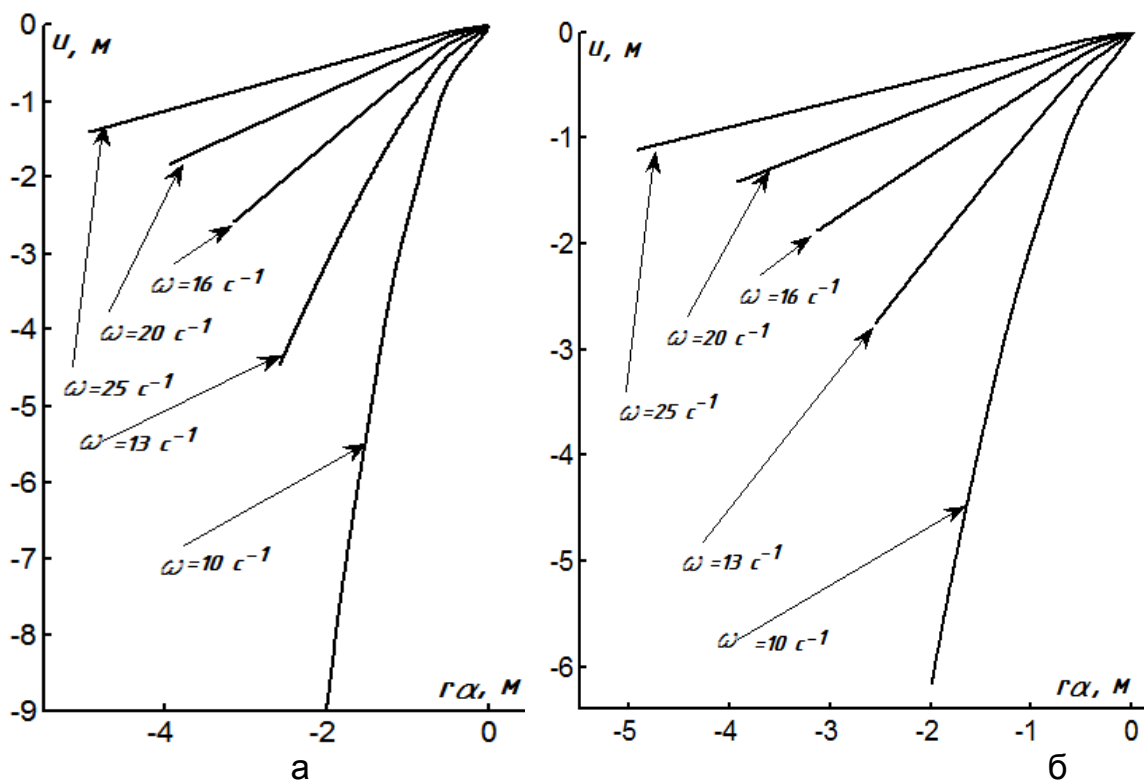


Рис. 2. Траєкторії відносного руху на розгортці циліндра при його коливальному русі по колах із різними кутовими швидкостями ω :
 а – $f=0,3$; б – $f=0,4$

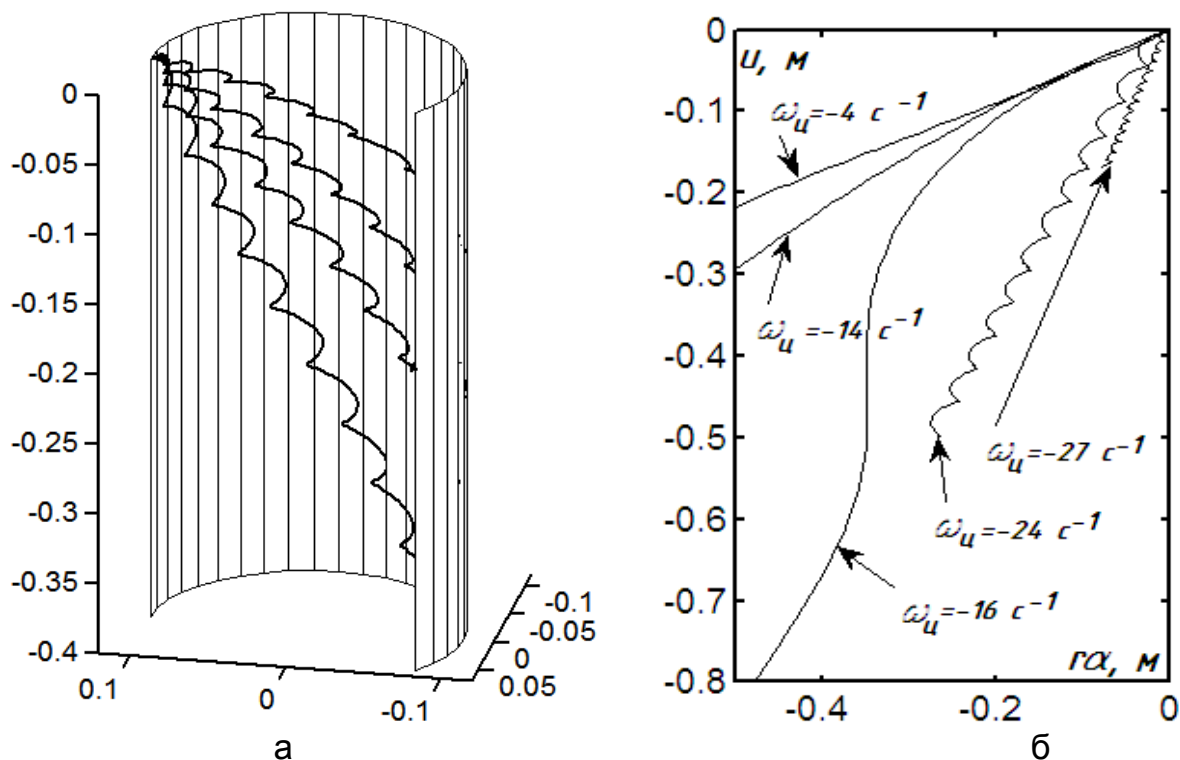


Рис. 3. Траєкторії відносного руху частинки по внутрішній поверхні циліндра при $f=0,3$ $R=r=0,1$ м і різних напрямках кутових швидкостей ω і ω_u :
 а – $\omega_u/\omega = 1,5$. Нижня траєкторія побудована при $\omega_u = -24$ рад/с і $\omega = 16$ рад/с; б – трансформація траєкторій на розгортці циліндра по мірі зростання ω_u/ω

Для нашої моделі (див. рис. 1) всі точки площини описують коло радіусом R , отже і точка осі обертання циліндра теж рухатиметься по колу, тобто вісь циліндра обертатиметься навколо певної вертикальної осі із кутовою швидкістю ω на відстані R від неї. Для того, щоб вона була на максимальній відстані $R+r$ від осі обертання, необхідно надати циліндру обертального руху навколо своєї осі із такою ж самою кутовою швидкістю однакового напрямку, тобто $\omega_u = \omega$. Це відповідатиме планетарному руху циліндра, розглянутому в [5] за відсутності його обертання навколо своєї осі. При таких вихідних умовах абсолютний рух точки циліндра в обох випадках буде однаковим. Якщо ми при планетарному русі циліндра дамо йому ще і кутову швидкість обертання ω_r (згідно з прийнятим позначенням у [5]), то для того, щоб абсолютний рух точки циліндра нашої моделі був таким же, його кутову швидкість потрібно збільшити на цю ж величину, тобто $\omega_u = \omega + \omega_r$, де ω – кутова швидкість обертання осі циліндра навколо вертикальної осі для обох моделей. При такому переході з'явиться можливість порівнювати отримані результати, адже підходи для розв'язання цієї задачі застосовані різні.

У [5] показано, що для певних вихідних умов після стабілізації руху можна знайти аналітичний розв'язок системи диференціальних рівнянь із лінійною залежністю кута α і лінійної відстані вздовж вертикальної твірної циліндра u . Це відповідає траєкторії ковзання частинки по гвинтовій лінії на внутрішній поверхні циліндра, тобто прямій на його розгортці.

При лінійній залежності $\alpha = \alpha(t)$ її друга похідна буде дорівнювати нулю. До диференціального рівняння (16) входить синус і косинус однакового кута: $\omega_u t - \omega t - \alpha$. Позначимо його через φ і вважатимемо сталим, тому що тільки в такому випадку ми зможемо перетворити рівняння (16) у тожність: $0=0$. Отже, запишемо: $\varphi = \omega_u t - \omega t - \alpha$, звідки

$$\alpha = \omega_u t - \omega t - \varphi \quad (18)$$

Залежність $u=u(t)$ запишемо у вигляді $u=bt$, де b – невідома поки що стала.

Диференціюючи залежність (18) і $u=bt$ за параметром t , одержимо:

$$\alpha' = \omega_u - \omega; \quad \alpha'' = 0; \quad u' = b; \quad u'' = 0 \quad (19)$$

Підстановка виразів (19) і кута $\varphi = \text{const}$ замість його виразу у (16) і (17) приводить до системи двох рівнянь із двома невідомими сталими φ і b :

$$\begin{aligned} \frac{R}{r} \sin \varphi - \frac{f(\omega_u - \omega)}{\sqrt{r^2(\omega_u - \omega)^2 + b^2}} (R \cos \varphi + r) &= 0; \\ g + \frac{fb\omega^2}{\sqrt{r^2(\omega_u - \omega)^2 + b^2}} (R \cos \varphi + r) &= 0. \end{aligned} \quad (20)$$

Розв'язком системи (20) є такі вирази:

$$\varphi = \text{Arccos} \frac{-rf^2\omega^2 + \sqrt{g^2 \left(+ f^2 \right) + \omega^4 \left[R^2 + f^2 \left(R^2 - r^2 \right) \right]}}{R\omega^2 \left(+ f^2 \right)},$$

$$b = - \frac{gr \left(\phi_u - \omega \right)}{\sqrt{f^2 \omega^4 \left(+ R \cos \varphi \right)^2 - g^2}}. \quad (21)$$

Порівняємо отримані результати із результатами, одержаними в праці [5]. Вихідними даними в праці [5] було взято: $k=2$; $r=0,25$; $f=0,3$; $\omega=6,7$; $\omega_r=2$, що для нашої моделі відповідно буде: $R=0,5$; $r=0,25$; $f=0,3$; $\omega=6,7$; $\omega_u=8,7$. Підстановка цих даних у (21) дає: $\varphi=0,1$; $b=-2,17$. Згідно з другим рівнянням (18) і другим виразом $u=bt$ отримуємо аналітичний розв'язок системи диференціальних рівнянь (16) і (17):

$$\alpha = 2t - 0,1; \quad u = -2,17t. \quad (22)$$

У праці [5] ми маємо інші сталі в залежностях (22), однак вони є функціями не часу t , а довжини дуги s кола радіусом R . Між змінними t і s існує зв'язок через ω і $k=1/R$: $s=\omega t/k=\omega Rt$. Наприклад, у праці [5] знайдена залежність $u=-0,648s$. Здійснюємо перехід: $u=-0,648s=0,648 \cdot \omega Rt = -0,648 \cdot 6,7 \cdot 0,5t = -2,17t$, що повністю збігається із нашим результатом.

За законом (22) відносного руху частинки можна визначити її швидкість за формулою (11) із врахуванням (19). Неважко знайти, що $v_g=2,23$ м/с, що теж збігається із результатом, отриманим у [5], але за іншою формулою.

Слід зазначити, що аналітичний розв'язок системи диференціальних рівнянь (16) і (17) забезпечить рух частинки по гвинтовій лінії із постійною відносною швидкістю, якщо будуть забезпечені початкові умови (22), тобто потраплянням частинки в потрібну точку циліндра із необхідним значенням величини і напрямку відносної швидкості. Якщо ці умови забезпечені не будуть, то частинка буде рухатися за траєкторіями, зображеними на рис. 3 із змінною відносною швидкістю.

Таким чином, знайдений аналітичний розв'язок системи диференціальних рівнянь (16) і (17) є частковим і відображає характер руху частинки для окремого випадку при забезпеченні необхідних початкових умов. Проте знайдені залежності (21) не придатні для випадку, коли поверхня циліндра абсолютно гладенька, тобто коефіцієнт тертя $f=0$. В цьому випадку система диференціальних рівнянь (16) і (17) значно спрощується, перетворившись у два незалежних рівняння:

$$\alpha'' = \frac{R}{r} \omega^2 \sin \left(\phi_u t - \omega t - \alpha \right);$$

$$u'' = -g. \quad (23)$$

Друге рівняння (23) може бути проінтегровано і воно показує, що частинка в цьому випадку у вертикальному напрямку рухається рівноприскорено. Отже, рівняння (21) у цьому випадку не працюють, оскільки вони дають результат тільки для руху із сталою відносною швидкістю. Однак із них можна знайти граничні значення конструктивних параметрів та режимів руху, при яких відносний рух частинки по внутрішній поверхні циліндра

можливий із сталою швидкістю. Виходячи із того, що косинус кута φ у (21) не може бути більшим від одиниці, знаходимо мінімально можливе значення кутової швидкості ω :

$$\omega > \sqrt{\frac{g}{f} (R+r)} \quad (24)$$

Отже, мінімальне значення кутової швидкості ω коливального руху не залежить від кутової швидкості ω_u обертання циліндра навколо своєї осі, а тільки від коефіцієнта тертя f і радіусів R і r .

Висновки

Розв'язано задачу з визначення кінематичних характеристик частинки, її відносного руху по внутрішній поверхні циліндра, що одночасно перебуває у двох рухах: поступальному і обертальному. Циліндр обертається навколо своєї вертикальної осі, а сама вісь здійснює поступальний рух так, що кожна її точка описує коло в горизонтальній площині. Якщо обертальний рух циліндра відсутній, то такі ж кола описує кожна точка циліндра.

Показано, що при збільшенні кутової швидкості ω_u обертання циліндра навколо вертикальної осі на величину ω (кутова швидкість поступального переміщення точок осі по колу) можна перейти до планетарного руху циліндра, розглянутого в праці [5]. При абсолютно різних підходах при складанні диференціальних рівнянь (додавання поступального та обертального рухів у нашому випадку і додавання двох обертальних рухів у праці [5], а також при різних незалежних змінних в цих рівняннях) отримано однакові результати для однакових абсолютних рухів точок циліндра.

Також доведено, що за певних початкових умов (потрапляння частинки в потрібну початкову точку з необхідною величиною і напрямком відносної швидкості) вона рухатиметься із сталою відносною швидкістю ковзання по гвинтовій лінії циліндра.

Отримано аналітичний опис цього руху як частковий розв'язок системи диференціальних рівнянь. При недотриманні описаних початкових умов частинка рухатиметься за іншими траєкторіями, отриманих у цій статті і детально розглянутих у [5] із змінною швидкістю ковзання і з можливим тимчасовим «залипанням» в окремих точках траєкторії.

Список літератури

1. Блехман И.И. Вибрационное перемещение / И.И. Блехман, Г.Ю. Джанелидзе. – М.: Наука, 1964. – 410 с.
2. Василенко П.М. Теория движения частицы по шероховатым поверхностям сельскохозяйственных машин / П.М. Василенко. – К.: УАСХН, 1960. – 283 с.
3. Гортинский В.В. Процессы сепарирования на зерноперерабатывающих предприятиях / Гортинский В.В., Демский А.Б., Борискин М.А.. – [2-е изд., перераб. и доп.]. – М.: Колос, 1980. – 304 с.
4. Заика П.М. Избранные задачи земледельческой механики / П.М. Заика. – К.: Изд-во УСХА, 1992. – 507 с.
5. Лінник М.К. Дослідження руху матеріальної частинки по внутрішній поверхні вертикального циліндра, який здійснює планетарний рух / М.К. Лінник, Д.Г.

Войтюк, С.Ф. Пилипака // Механізація та електрифікація сільського господарства. – Глеваха, 2008. –Вип. 92. –С. 49 – 62.

Составлены дифференциальные уравнения движения материальной частицы по внутренней поверхности вертикального цилиндра, который вращается вокруг собственной оси. В свою очередь все точки оси цилиндра осуществляют поступательное колебательное вращение, описывая при этом горизонтальные окружности. Уравнения решены численными методами. Найдены относительные скорости и траектории частиц.

Вертикальний циліндр, колебательное вращение, материальная частица, траектория частиц, дифференциальные уравнения.

The differential equations of movement of a particle on an internal surface of the vertical cylinder which rotates round own axis are worked out. In turn all points of an axis of the cylinder carry out forward oscillatory rotation, describing thus horizontal circles. The equations are solved by numerical methods. Relative speeds and trajectories of particles are found.

The vertical cylinder, oscillatory rotation, a material corpuscle, trajectories of particles, differential equations.

УДК 631.358.42

ОБГРУНТУВАННЯ ПАРАМЕТРІВ РОБОЧИХ ПОВЕРХОНЬ ЗАХИСНОГО ПРИСТРОЮ ШНЕКОВОГО ТРАНСПОРТЕРА ЗА КОНТАКТНИМИ НАПРУЖЕННЯМИ В ЕЛЕМЕНТАХ ЗАЧЕПЛЕННЯ

***Р.Б. Гевко, доктор технічних наук
Тернопільський національний економічний університет
О.М. Клендій, інженер
Тернопільський національний технічний
університет імені Івана Пулюя***

Наведено конструкцію шнекового транспортера із запобіжним пристроєм з розділеними в часі режимами буксування та осьового зміщення шнека для відновлення робочого стану конвейєра у випадку виникнення перевантаження. Проведено розрахунок за контактними напруженнями в елементах зачеплення на всіх етапах спрацювання запобіжного пристрою, рівень яких є визначальним показником, що впливає на інтенсивність зношення поверхонь контакту.

Шнековий транспортер, запобіжний пристрій, півмуфта, крутильний момент, канавка.

© Р.Б. Гевко, О.М. Клендій, 2014