

УДК 631.331.1.024.2/3

Павельчук Ю. Ф.

кандидат технічних наук,
Заклад вищої освіти «Подільський державний університет»
Кам'янець-Подільський, Україна
E-mail: yurij3372@gmail.com
ORCID: 0000-0001-5028-8151

Ляшук О. Л.

доктор технічних наук,
Тернопільський національний технічний університет імені Івана Пулюя
Тернопіль, Україна
E-mail: oleglashuk@ukr.net
ORCID: 0000-0003-4881-8568

Прокопова О. П.

кандидат педагогічних наук,
Заклад вищої освіти «Подільський державний університет»
Кам'янець-Подільський, Україна
ORCID: 0000-0002-2108-0009

Думанський О. В.

кандидат технічних наук,
Заклад вищої освіти «Подільський державний університет»
Кам'янець-Подільський, Україна
ORCID: 0000-0002-1750-5844

ВПЛИВ СИЛИ СТИСКУВАННЯ (НАТЯГУ) НАСІННЄПРОВОДА СТЕРНЕВОЇ СІВАЛКИ ТА ШВИДКОСТІ РУХУ НАСІННЯ НА ПОПЕРЕЧНІ КОЛИВАННЯ

Анотація

У статті розглядається робочий орган сівалок для підґрунтового-розкидної сівби зернових культур типу стрілкової лапи з параметрами робочих органів культиватора для передпосівної культивування ґрунту, що визначається однаковими умовами роботи. У цьому матеріалі статті досліджуються коливання насіннепровідного стояка, вздовж якого переміщається насіння зернових культур, з метою визначення впливу:

- 1) основних фізико-механічних та геометричних характеристик насіннепровідного стояка;
- 2) способу закріплення насіннепровідного стояка до підвіски сівалки;
- 3) відносної швидкості руху насіння вздовж насіннепровідного стояка на амплітудно-частотну характеристику його коливань.

Вказані величини визначають подачу насіння у підсошниковий простір сошників сівалок під час безрядкової сівби насіння зернових культур. Саме величина вектора швидкості насіння та кут нахилу останньої до площини сошника є визначальними чинниками руху насіння у підсошниковому просторі.

Даний матеріал статті демонструє дослідження впливу сили попереднього стискування (розтягу) та сили опору, яка пропорційна швидкості коливань у степені S на вимушені нелінійні поперечні коливання насіннепровідного стояка. Під час досліджень вважається, що вздовж насіннепровідного стояка неперервно переміщається насіння.

Математична модель системи патрубок-насіння відповідає фізичному процесу згинних коливань патрубку вздовж котрого рухається насіння. Вона враховує нелінійно-пружні властивості насіннепровідного стояка при його згинних коливаннях та рух вздовж нього насіння. Потік насіння у насіннепровідному стояку моделюється нестисливим суцільним середовищем, яке рухається відносно нього. Така нелінійна математична модель еквівалентна одновимірній системі із розподіленими параметрами, до того ж вона враховує позовоженню складову швидкості руху розподіленої маси (насіння) вздовж пружного тіла (насіннепровідного стояка).

Ключові слова: насіннепровідний стояк, насіння, власні коливання, поперечні коливання, частота, відносна швидкість руху, розтяг, стискування, резонансні коливання.

Вступ. Потік насіння у насіннепровідному стояку стерневої сівалки моделюється нестисливим суцільним середовищем, яке рухається відносно патрубку. Резонансні коливання патрубку, зумовлені рухом сівалки по нерівній поверхні для більших значень швидкості руху зерна, мають місце за менших значень власної частоти патрубку, одночасно значення резонансних амплітуд є більшими. Збільшення ж амплітуди коливань патрубку

спричиняє шарнірне з'єднання його із сошником, а звідси і зростання величини розмаху кута входження потоку зерна у підсошниковий простір.

Мета дослідження. Дослідити коливання насіннепровідного стояка стерневої сівалки, вздовж якого переміщається насіння зернових культур, задля визначення впливу основних фізико-механічних та геометричних характеристик насіннепровідного стояка, способу закріплення насіннепровідного стояка до підвіски сівалки та відносної швидкості руху насіння вздовж насіннепровідного стояка на амплітудно-частотну характеристику його коливань.

Виклад основного матеріалу дослідження. Досліджуючи вплив сили попереднього стискування (розтягу) та сили опору, яка пропорційна швидкості коливань у степені S на вимушені нелінійні поперечні коливання насіннепровідного стояка, як і в попередніх випадках вважається, що вздовж нього неперервно переміщається насіння.

Динамічний процес в такому разі описується диференціальним рівнянням

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + \alpha^2 \frac{\partial^4 u}{\partial x^4} + 2V \frac{m}{m+m_1} \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial t} + \frac{1}{m+m_1} (m_1 V^2 \pm N) \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = -\mu \frac{EI}{m+m_1} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right)^3 - \frac{\beta}{m+m_1} \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)^s + \frac{m_1}{m+m_1} q(u, \frac{\partial u}{\partial t}, x, t), \quad (1)$$

де $\beta = const$. Зауважимо, що знак «+» у доданку $\frac{N}{m+m_1} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}$ лівої його частини відповідає випадку попереднього

стиску, а знак «-» – розтягу патрубка зусиллям N . Для вказаного рівняння будемо розглядати крайові умови. Отримати точний розв'язок представленої задачі (1), яка описує динаміку попередньо стиснутого (розтягнутого) насіннепровідного стояка, вздовж якого рухається суцільний потік насіння, є складною задачею. Навіть для незбуреного її випадку не вдається застосувати класичні методи інтегрування рівнянь з частинними похідними. Тому тут, як і раніше, будемо розглядати випадок малої швидкості відносного руху насіння. Це певною мірою спрощує математичне розв'язання поставленої задачі. За вказаного припущення та крайових умов можна використати загальні ідеї інтегрування рівнянь із частинними похідними близьких до гіперболічного типу. Вся відмінність від попереднього випадку полягає у значенні величини власної частоти коливань насіннепровідного стояка. Якщо у розглянутому вище випадку вона визначалась залежністю, то для стиснутого (розтягнутого) насіннепровідного стояка вона має вигляд:

$$\bar{\omega}_k = \bar{\Omega} = \frac{k\pi}{l} \sqrt{\left(\frac{k\pi}{l} \right)^2 \frac{EI}{m+m_1} \mp \frac{N}{m+m_1}}. \quad (2)$$

На рис. 1 – рис. 2 представлені залежності частоти власних коливань попередньо розтягнутого (стиснутого) насіннепровідного стояка від деяких параметрів.

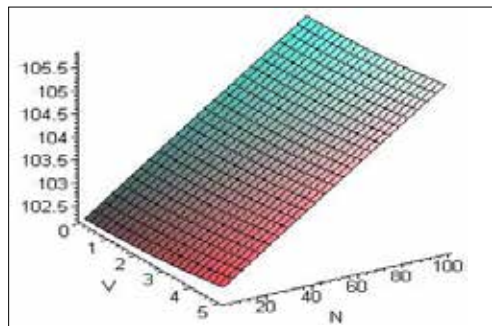


Рис. 1. Залежність частоти нелінійних коливань насіннепровідного стояка від відносної швидкості руху насіння V та сили попереднього розтягування

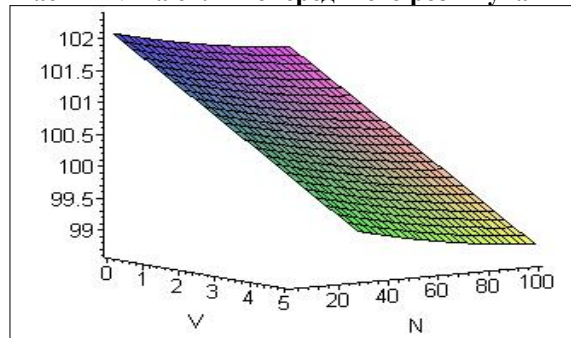


Рис. 2. Залежність частоти нелінійних коливань насіннепровідного стояка від відносної швидкості руху насіння V та сили попереднього тиску

Зауважимо, що умови резонансних коливань для поперечно стиснутого (розтягнутого) насіннепровідного стояка мають вигляд, як і для незавантаженого осью силою, тільки під ω_k слід розуміти $\bar{\omega}_k$. Таким чином, умова резонансу у розглядуваному випадку трансформується до вигляду $p\nu \approx q\bar{\omega}_k$. Не вникаючи у математичні викладки, нижче приведемо тільки формули, які стосуються резонансних та нерезонансних коливань поперечно стиснутого (розтягнутого) насіннепровідного стояка.

Так, диференціальні рівняння, які визначають нерезонансні коливання насіннепровідного стояка та ураховують силу опору та силу попереднього розтягу (стиски), визначаються диференціальними рівняннями:

$$\frac{da}{dt} = -\frac{\beta}{m+m_1}(\bar{\omega})^{s-1} a^s, \quad (3)$$

$$\frac{d\psi}{dt} = \bar{\omega} - \varepsilon \left(\frac{3}{32} \frac{\pi^2}{l^2} \frac{a^2}{\bar{\omega}} + \left(\frac{\pi}{l} \right)^2 \frac{V^2}{8\bar{\omega}} \right).$$

Резонансні ж коливання стиснутого (розтягнутого) насіннепровідного стояка визначаються відповідно до залежностей

$$\frac{da}{dt} = -\frac{\beta}{m+m_1}(\bar{\omega})^{s-1} a^s + \frac{2\mu H}{\pi(\bar{\omega}+\nu(t))} \cos \phi, \quad (4)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = \bar{\omega} - \nu - \left(\frac{\pi}{l} \right)^2 \frac{V^2}{8\bar{\omega}} - \mu \left(\frac{2H}{\pi(\bar{\omega}+\nu(t))a} \sin \phi + \frac{3}{32} \frac{\pi^2}{l^2} \frac{a^2}{\bar{\omega}} \right).$$

Отримані вище диференціальні залежності дозволяють отримати співвідношення для визначення амплітуди стаціонарних резонансних коливань:

$$\frac{\beta}{m+m_1}(\bar{\omega})^{s-1} a^s - \frac{2\mu H}{\pi(\bar{\omega}+\nu(t))} \cos \phi = 0,$$

$$\bar{\omega} - \nu(t) - \left(\frac{\pi}{l} \right)^2 \frac{V^2}{8\bar{\omega}} = \mu \left(\frac{2H}{\pi(\bar{\omega}+\nu(t))a} \sin \phi + \frac{3}{32} \frac{\pi^2}{l^2} \frac{a^2}{\bar{\omega}} \right)$$

та резонансної кривої:

$$\left(\frac{2\mu H}{\pi(\bar{\omega}+\nu(t))} \right)^2 (1+a^2) = \left(\frac{\beta}{m+m_1}(\bar{\omega})^{s-1} a^{s+1} \right)^2 + a^2 \left(\bar{\omega} - \nu(t) - \left(\frac{\pi}{l} \right)^2 \frac{V^2}{8\bar{\omega}} - \frac{3\mu}{32} \frac{\pi^2}{l^2} \frac{a^3}{\bar{\omega}} \right)^2.$$

Відомо [1; 3; 15], що коливальний процес як у лінійних, так і нелінійних механічних системах відбувається за рахунок виводу системи із стану рівноваги (початкових умов) або зовнішнього збурення. Зовнішнє збурення може бути розподілене за певним законом вздовж всього об'єкта (наприклад переносна сила інерції при вивченні відносного руху) або мати точковий характер. До останнього належать зусилля у внутрішніх чи граничних точках. Останні для механічних систем із розподіленими параметрами можна представити за допомогою певного виду крайових умов. Саме вплив збурень крайових умов насіннепровідного стояка на його коливання є предметом розгляду цього матеріалу. Приймається, що максимальне значення збурень у граничних точках є малою величиною у порівнянні із жорсткістю насіннепровідного стояка. У такому випадку математичною моделлю динамічного процесу насіннепровідного стояка вздовж котрого рухається насіння є диференціальне рівняння за крайових умов:

$$M_{1j} \left(u, \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right) \Big|_{x=0,l} = \mu \eta_j \left(\tau, \theta, \frac{\partial u}{\partial x} \right) \Big|_{x=0,l}, \quad M_{2j} \left(u, \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right) \Big|_{x=0,l} = \mu \zeta_j \left(\tau, \theta, u \right) \Big|_{x=0,l}, \quad (5)$$

де M_{ij} ($i=1,2; j=0,l$) – деяка лінійна однорідна функція. А праві частини залежностей (5) – 2π -періодична по θ функції і розкладається у ряд по степенях малого параметра μ . Крайові умови (5) відповідають ряду практичних випадків закріплення кінців насіннепровідного стояка і включають в себе випадок пружного закріплення з нелінійною характеристикою і заданим зміщенням його у часі.

Нелінійне диференціальне рівняння разом із чотирма слабо нелінійними крайовими умовами (5) складають одновимірну нелінійну крайову задачу неавтономного типу за наявності в коливальній системі малих збурень

нестационарного характеру. Вважається, що початкові умови, які відповідають поставленій задачі, задовольняють умовам існування коливального процесу, наближеного до однієї з форм незбуреної системи.

Перш за все розглянемо розв'язок рівняння, коли $\mu = 0$ за малої швидкості руху насіння. Перше наближення асимптотичного розв'язок в такому випадку будемо шукати у вигляді:

$$u_{0n}(x, t) = a_n X_n(x) \cos(\omega_n t + \phi_n) \quad (n = 1, 2, 3 \dots), \quad (6)$$

де a_n – амплітудний параметр, ω_n – власна частота, ϕ_n – довільна стала, $X_n(x)$ – фундаментальні функції, які мають властивості ортонормованості. Для випадку головних коливань у незбурених крайових умовах, які відповідають шарнірно закріпленим кінцям, ці функції будуть представлені як у [3]:

$$X(x) = \sin \frac{\pi x}{l}. \quad (7)$$

Розв'язок «збуреної» крайової задачі у нерезонансному випадку будемо шукати у вигляді асимптотичного розкладу:

$$u(x, t) = a(t) X_1(x) \cos(\psi) + \varepsilon u_1(x, a, \psi, \theta). \quad (8)$$

На відміну від лінійного випадку, в нелінійному параметри a та ϕ у (8) будуть змінними в часі величинами. Їх закони зміни визначаються вже не тільки нелінійними, періодичними силами та рухом насіння у насінне-провідному стояку, але й крайовими умовами. Останні, із урахуванням розв'язку незбуреної задачі, для першого наближення трансформуються до вигляду

$$M_{1j} \left(u, \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right) \Big|_{x=0,l} = \mu \eta_{1j}^{(0)}(x, a, \psi, \theta) \Big|_{x=0,l}, \quad (9)$$

$$M_{2j} \left(u, \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \right) \Big|_{x=0,l} = \mu \zeta_{2j}^{(0)}(x, a, \psi, \theta) \Big|_{x=0,l},$$

де

$$\eta = \eta_j \left(\sin \frac{k\pi}{l} x, a \cos \psi, \theta \right) \Big|_{x=0,l}, \quad \zeta = \zeta_j \left(\sin \frac{k\pi}{l} x, a \cos \psi, \theta \right) \Big|_{x=0,l}.$$

Задовольнити їх шляхом представлення розв'язку рівнянь чи (1) у вигляді розкладу у повній системі ортонормованих власних функцій не вдається. Тому невідому функцію будемо шукати у вигляді суми:

$$u_1(x, a, \theta, \psi) = \vartheta_1(x, a, \theta, \psi) + \xi_1(x, a, \theta, \psi), \quad (10)$$

де допоміжна функція $\xi_1(x, a, \theta, \psi)$ є розв'язком рівняння $\frac{\partial^4 \xi_1}{\partial x^4} = 0$ та задовольняє неоднорідні крайові умови, які випливають із (9). При вказаному виборі функції $\xi_1(x, a, \psi, \theta)$ крайові умови відносно невідомої функції $\vartheta_1(x, a, \psi, \theta)$ стають вже однорідними, тобто набирають вигляду

$$M_{1j} \left(\vartheta, \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} \right) \Big|_{x=j} = 0, \quad M_{2j} \left(\vartheta, \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} \right) \Big|_{x=j} = 0, \quad (j = 0, l). \quad (11)$$

Знайти функцію $\xi_1(x, a, \theta, \psi)$, яка б була розв'язком наведеного вище рівняння, не становить значних труднощів:

$$\xi = \frac{1}{6} c_1 x^3 + \frac{1}{2} c_2 x^2 + c_3 x + c_4. \quad (12)$$

При цьому коефіцієнти c_1, c_2, c_3, c_4 визначаються з крайових умов,

$$M_{1j} \left(\xi, \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} \right) \Big|_{x=0,l} = \mu \eta_{1j}^{(0)}(x, a, \psi, \theta) \Big|_{x=0,l}, \quad (13)$$

$$M_{2j} \left(\xi, \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} \right) \Big|_{x=0,l} = \mu \zeta_{2j}^{(0)}(x, a, \psi, \theta) \Big|_{x=0,l}.$$

Зокрема, для випадку, коли один кінець нерухомо закріплений, а другий – вібрує і на нього діє сила, внаслідок чого вони набувають вигляду:

$$\begin{aligned} u(x, t)|_{x=0} = u_{xx}(x, t)|_{x=0} = 0 \quad u(x, t)|_{x=l} = Ru_{1x}(l, \psi) + R_1 \sin \theta, \\ \xi_1(a, x, \theta) \quad u_{xx}(x, t)|_{x=0} = R_2 u_{1xxx}(l, \psi). \end{aligned} \quad (14)$$

Шукана функція буде дорівнювати:

$$\begin{aligned} \xi = (Ru_x(l, \psi) + R_1 \sin \theta + xR_2 u_{1xxx}(l, \psi)) \frac{x^3}{(3l-2l)^2} + (Ru_{1x}(l, \psi) + H \sin \theta - xR_1 u_{1xxx}(l, \psi)) \times \\ \times \frac{(5l-3l)^2}{(6l^2-4l^2)} x + R_1 u_{1xxx}(l, \psi) x^2. \end{aligned} \quad (15)$$

Друга невідома функція $\vartheta(x, a, \psi, \theta)$ визначається із диференціального рівняння:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \vartheta_1}{\partial \psi^2} \omega^2 + 2\nu \omega \frac{\partial \vartheta_1}{\partial \psi \partial \theta} + \nu^2 \frac{\partial^2 \vartheta_1}{\partial \theta^2} + \alpha^2 \frac{\partial^4 \vartheta_1}{\partial x^4} = 2a\omega A_1(a) X_k(x) \sin \psi + 2\omega a B_1(a) X_k(x) \cos \psi + \\ + \left(\frac{k\pi}{l}\right)^2 V^2 a X_k(x) \cos \psi + 2X'_k(x) V a \omega \sin \psi + F^*(a, \psi, x, \theta), \\ + \left(\frac{k\pi}{l}\right)^2 V^2 a X_k(x) \cos \psi + 2X'_k(x) V a \omega \sin \psi + F^*(a, \psi, x, \theta), \end{aligned} \quad (16)$$

$$\text{де } F^* = F(x, a, \psi, \theta) - \frac{\partial^2 \xi}{\partial \psi^2} \omega^2 - 2\nu \omega \frac{\partial^2 \xi}{\partial \psi \partial \theta} - \frac{\partial^2 \xi}{\partial \theta^2} \nu^2.$$

Таким чином, функція $\vartheta(x, a, \psi, \theta)$ визначається із лінійного неоднорідного рівняння (16) і однорідних крайових умов. Цю функцію будемо шукати у вигляді ряду

$$\vartheta_1(x, a, \psi, \theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \vartheta_{1n}(a, \psi, \theta) X_n(x). \quad (17)$$

Невідомі коефіцієнти її розкладу $\vartheta_{1n}(a, \psi, \theta)$ для випадку головного резонансу ($m=1$) визначаються співвідношеннями

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \vartheta_{11}}{\partial \psi^2} \omega^2 + 2 \frac{\partial \vartheta_{11}}{\partial \psi \partial \theta} \nu \omega + \nu^2 \frac{\partial^2 \vartheta_{11}}{\partial \theta^2} + \alpha^2 \left(\frac{\pi}{l}\right)^4 \frac{\partial^4 \vartheta_{11}}{\partial x^4} = aV^2 \left(\frac{\pi}{l}\right)^2 \cos \psi + \\ + \frac{1}{p} \int_0^l F^*(a, x, \theta, \psi) X_1(x) dx + \left(\cos \psi \left(-\frac{\partial A(a, \phi)}{\partial \phi} (\omega - \nu) + 2a\omega B \right) + \sin \psi \left(a \frac{\partial B(a, \phi)}{\partial \phi} (\omega - \nu) + 2A\omega \right) \right), \end{aligned} \quad (18)$$

та для випадку $m \neq 1$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \vartheta_{1m}}{\partial \psi^2} \omega^2 + 2 \frac{\partial \vartheta_{1m}}{\partial \psi \partial \theta} \nu \omega + \nu^2 \frac{\partial^2 \vartheta_{1m}}{\partial \theta^2} + \alpha^2 \left(\frac{m\pi}{l}\right)^4 \vartheta_{1m} = aV^2 X''_m(l) \cos \psi + \\ + \frac{1}{p} \int_0^l F^*(a, x, \theta, \psi) X_m(x) dx. \end{aligned} \quad (19)$$

Накладаючи на функцію $\vartheta_{1k}(a, \psi, \theta)$ умову відсутності у її розкладі доданків пропорційних головним формам коливань:

$$\begin{aligned} \int_0^l \int_0^{2\pi} \vartheta_1(x, a, \psi, \theta) X_1(x) \cos \psi dx d\psi = 0, \\ \int_0^l \int_0^{2\pi} \vartheta_1(x, a, \psi, \theta) X_1(x) \sin \psi dx d\psi = 0 \end{aligned}$$

отримаємо для випадку головного резонансу систему диференціальних рівнянь, яка визначає амплітуду резонансних коливань сошника

$$\begin{aligned} (\omega - \nu) \frac{\partial A(a, \phi)}{\partial \phi} - 2a\omega B(a, \phi) = \frac{1}{p} \frac{1}{2\pi^2} \sum_s e^{is\phi} \int_0^l \int_0^{2\pi} F^*(a, x, \phi + \theta, \theta) X_1(x) e^{-is\phi} \cos \psi dx d\theta, \\ a \frac{\partial B(a, \phi)}{\partial \phi} (\omega - \nu) - 2A(a, \phi) \omega + V^2 \frac{\pi^2}{l^2} = \frac{1}{p} \frac{1}{2\pi^2} \sum_s e^{is\phi} \int_0^l \int_0^{2\pi} F^*(a, x, \phi + \theta, \theta) X_1(x) e^{-is\phi} \cos \psi dx d\theta. \end{aligned} \quad (20)$$

Таким чином, у резонансному для першого наближення розв'язку задачі, резонансні коливання патрубку описуються диференціальними рівняннями (20).

У випадку, коли матеріал насіннепровідного стояка задовольняє нелінійному технічному закону пружності, а крайові умови відповідають випадку, коли один кінець нерухомо закріплений, а другий – вібрує і на нього діє сила, то амплітудно-частотна характеристика одночастотного нерезонансного процесу визначається диференціальними рівняннями:

$$\frac{da}{dt} = 0, \quad (21)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = -\mu \left(\frac{3\pi^2 a^2}{32\omega l^2} + \frac{(\pi V)^2}{8\omega l^2} + \frac{3\omega}{256\pi} \left(\frac{R_1 l (\pi^2 + 1) + R_2 \pi^4 l - \pi^2 l (R_2 + R_1)}{\pi l^2} \right) \right).$$

У випадку ж головного резонансу – резонансні коливання описуються залежностями

$$\frac{da}{dt} = -\frac{4\mu H}{\pi \alpha^2 (\omega + \nu)} \cos \phi. \quad (22)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = \omega - \nu - \mu \left(\frac{3}{32} \frac{\pi^2 a^2}{\omega l^2} - \frac{(\pi V)^2}{8\omega l^2} + \frac{3\omega}{256\pi} \left(\frac{R_1 l (\pi^2 + 1) + R_2 \pi^4 l - \pi^2 l (R_2 + R_1)}{\pi l^2} \right) \right) + 4\mu \frac{H}{\pi (\omega + \nu) a} \sin \phi.$$

Висновки. Отримані у статті теоретичні результати та побудовані на їх базі графічні залежності показують, що динамічний процес патрубка суттєво впливає на величину кута входження потоку зерна у під сошниковий простір, а відповідно на якість безрядкового висіву зерна. Основними визначальними параметрами динаміки патрубка є амплітуда та частота нелінійних його коливань. Закони зміни вказаних параметрів визначаються геометричними характеристиками патрубка, фізико-механічними властивостями його матеріалу, швидкістю руху зерна на ньому, зовнішніми чинниками та ін. У розділі зокрема показано що:

1. Частота власних нелінійних коливань патрубка є меншою для:
 - 1) більших значень швидкості руху зерна вздовж патрубка;
 - 2) зерна більшої питомої ваги;
 - 3) амплітуди поперечних коливань.
2. Зростання відносної швидкості руху зерна вздовж патрубка зменшує частоту власних коливань.
3. Спосіб з'єднання патрубка із бункером сівалки та сошником впливає не тільки на форму поперечних коливань сошника, але й на його частоту.
4. Сила попереднього стиску (розтягу) сошника впливає не тільки на основні параметри його нелінійних коливань, але і їх стійкість. За величини сили попереднього стику патрубка близької $N = \left(\frac{k\pi}{l} \right)^2 EI$ проходить їх зрив, що негативно впливає на процес подачі зерна у під сошниковий простір.

5. Резонансні коливання патрубка, зумовлені рухом сівалки по нерівній поверхні для більших значень швидкості руху зерна, мають місце за менших значень власної частоти патрубка, одночасно значення резонансних амплітуд є більшими. Збільшення ж амплітуди коливань патрубка спричиняє шарнірне з'єднання його із сошником, а звідси і зростання величини розмаху кута входження потоку зерна у підсошниковий простір.

6. Розглянута у статті математична модель динаміки системи «потік зерна – патрубок» описує також його коливання у площині, перпендикулярній до вектора руху сівалки, тому наведені вище результати стосуються також і вказаних коливань. Для більш рівномірного заповнення підсошникового простору насінням у вказаному випадку відбивач слід виготовляти із прямокутної пластини.

Список використаних джерел

1. Андрухів А.І., Сокіл М.Б. Методика дослідження нелінійних згинних коливань гнучких елементів систем приводу. *Вісник НУ «ЛП» Динаміка, міцність та проектування машин і приладів*. Львів, 2012. № 730. С. 3–9.
2. Вікович І.А., Висоцька Х.А. Поздовжні коливання рухомої стрічки з урахуванням розсіяння енергії в матеріалі. *Вібрації в техніці та технологіях*. 2005. № 3(40). С. 13–17.
3. Волкова В.С. Нелінійні коливання гнучких стержнів, попередньо напружених зтяжками : автореф. дис. на здобуття наук. ступеня канд. техн. наук : спец. 05.23.17. Дніпропетровськ, 1999. 18 с.
4. Кузьо І.В., Харченко С.В., Сокіл М.Б. Динамічні процеси у середовищах, які характеризуються поздовжнім рухом, та вплив крайових умов на амплітуду і частоту їх коливань. *Вібрації в техніці і технологіях*. 2007. № 3 (48). С. 53–56.
5. Мартинців М.П., Сокіл М.Б. Одне узагальнення методу Д'Аламбера для систем, які характеризуються поздовжнім рухом. *Науковий вісник: Збірник науково-технічних праць*. Львів : УДІТУ, 2003. Вип. 13.4. С. 64–67.

6. Сокил Б.И. Применение Атеб-функций для построения решений некоторых нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных. *Укр.мат.журн.* 1996. 48, № 2. С. 287–288.
7. Сокил Б.И. О построении асимптотических приближений для неавтономного волнового уравнения. *Укр. мат. журн.* 1995. 47. № 12. С. 1714–1716.
8. Харченко Є.В., Сокил М.Б. Застосування асимптотичних методів для дослідження коливань одновимірних систем, які характеризуються позовжнім рухом. *Одинадцята Міжнар. наук. конф ім. ак. М. Кравчука: матеріали конф. «Задруга», Київ, 18-20 тр. 2006. М-во освіти і науки України.* Київ : НТУУ «КПІ», 2006. С. 283.
9. Харченко Є.В., Сокил М.Б. Коливання рухомих нелінійно пружних середовищ і асимптотичний метод у їх дослідженні. *Науковий вісник : Збірник науково-технічних праць.* Львів : НЛТУУ, 2006. Вип. 16.1. С. 134–138.
10. Chen L. Q., Zhao W. J. A computation method for non-linear vibration of axially accelerating viscoelastic strings. *Applied mathematics and computation.* 2005. Volume 162(1). P. 305–310.
11. Chen L. Q. Analysis and control of transverse vibrations of axially moving strings. *Appl. Mech. Rev.* 2005. Volume 58.2. P. 91–116.
12. Chen L. Q., Yang X. D., Cheng C. J. Dynamic stability of an axially moving viscoelastic beam. *European journal of mechanics a solids.* 2004. Volume 23. P. 659–666.
13. Chen L. Q., Zhang N. H., Zu J. W. The regular and chaotic vibrations of an axially moving viscoelastic string based on forth order Galerkin truncation. *Journal of sound and vibration.* 2003. Volume 261(1). P. 764–773.
14. Liu H. S., Jr. Mote C. D. Dynamic response of pipes transporting fluids. *Journal of engineering for industry ASME.* 1974. Volume 96. P. 591–596.
15. Moon, J. Wickert J. A. Non-linear vibration of power transmission belts. *Journal of sound and vibration.* 1997. Volume 2000. № 4. P. 419–431.
16. Yang X. D., Chen L. Q. Bifurcation and chaos of an axially accelerating viscoelastic beam. *Chaos, solitions and fractals.* 2005. Volume 23(1). P. 249–258.
17. Zhang L., Zu J. W. Nonlinear vibrations of viscoelastic moving belts: Part 1: Free vibration analysis. *Journal of Sound and Vibration.* 1998 Volume 2. 16. P. 75–91.
18. Zhang N–H, Chen L–Q Non-linear dynamics of axially moving viscoelastic strings. *Chaos. Solitions and fractals.* 2005. Volume 24(4). P. 1065–1074.
19. Zhang, L., Zu J. W. Nonlinear vibrations of viscoelastic moving belts: Part 2: Forced vibration analysis. *Journal of Sound and Vibration.* 1998. Volume 2 16. P. 93–105.

Pavelchuk Yu. F.

*Candidate of Technical Sciences,
Institute of Higher Education “Podilskyi State University”
Kamianets-Podilskyi, Ukraine
E-mail: yuriy3372@gmail.com
ORCID:0000-0001-5028-8151*

Lyashuk O. L.

*Doctor of Technical Sciences,
Ternopil National Technical University named after Ivan Pulyu
Ternopil, Ukraine
E-mail: oleglashuk@ukr.net
ORCID:0000-0003-4881-8568*

Prokopova O. P.

*Candidate of Pedagogical Sciences,
Institute of Higher Education “Podilskyi State University”
Kamianets-Podilskyi, Ukraine
ORCID: 0000-0002-2108-0009*

Dumanskyi O. V.

*Candidate of Technical Sciences,
Institute of Higher Education “Podilskyi State University”
Kamianets-Podilskyi, Ukraine
ORCID:0000-0002-1750-5844*

THE INFLUENCE OF THE COMPRESSION FORCE (TENSION) OF THE SEED PIPE OF THE STRIP PLANT AND SPEEDS OF SEED MOVEMENT ON TRANSVERSE OSCILLATIONS

Abstract

The mathematical model of the nozzle-grain system corresponds to the physical process of bending vibrations of the nozzle along which the grain moves. It takes into account the nonlinear elastic properties of the pipe during its bending vibrations and the movement of grain along it. The flow of grain into the nozzle is modeled by an incompressible solid medium that moves relative to the nozzle. Such

a nonlinear mathematical model is equivalent to a one-dimensional system with distributed parameters, besides, it takes into account the longitudinal component of the speed of movement of the distributed mass (grain) along the elastic body (pipe). The main difficulties of studying the dynamics of the mechanical system of nozzles – the flow of moving grain – are connected with the above factors. After all, within the limits of the linear theory of oscillations, it is not possible to explain a whole series of phenomena that occur in a similar type of mechanical systems. At the same time, the mathematical apparatus for studying nonlinear models of systems with distributed parameters is relatively fully developed only for their so-called quasi-linear counterparts of limited length, partially for systems with power-law nonlinearity and those close to them. For such systems, based on the general ideas of perturbation methods or their modifications, it is possible to construct asymptotic approximations that are sufficiently adequate to the dynamic process. As for continuous media characterized by longitudinal movement (in addition to a pipe with a flow of moving grain, such systems include rope hoists, flexible working elements of drive and transportation systems, etc.), they remain poorly researched primarily due to the lack of a perfect apparatus for analyzing them even linear mathematical models. However, their wide application in various branches of the national economy and technology has led to the fact that in recent decades, different approaches (numerical and analytical to the study of linear and nonlinear models of these systems have become widespread. In most cases, models of longitudinally moving systems (one-dimensional or two-dimensional) were considered under the condition that their bending stiffness can be neglected. Such a reasonable, for a certain class of dynamic systems, simplification made it possible to extend the basic ideas of the wave theory of motion to the case of their longitudinal or transverse oscillations. However, for longitudinally moving systems with significant bending stiffness, the simplification of the physical, and hence the corresponding mathematical models, leads to certain inaccuracies in the determination of the main parameters that characterize the process as a whole. Taking into account the bending stiffness in longitudinally moving media leads to the construction of qualitatively new mathematical models of their dynamics. Finding analytical solutions corresponding to them, which would provide an opportunity to comprehensively analyze the process, is a complex mathematical problem. This means that the problem of analytical research of dynamic processes of systems characterized by longitudinal movement, taking into account their bending stiffness, remains open.

Key words: seed-conducting riser, seeds, natural oscillations, transverse oscillations, frequency, relative speed of movement, stretching, compression, resonance oscillations.

References

1. Andrukhov A.I., Sokil M.B. (2012). Methodology for studying nonlinear bending vibrations of flexible elements of drive systems. [Bulletin of NU "LP" Dynamics, strength and design of machines and devices. Lviv, No 730. P. 3–9 [in Ukrainian].
2. Vykovych I. A., Vysotska K. A. (2005). Longitudinal oscillations of a moving belt taking into account energy dissipation in the material. *Vibrations in engineering and technology*. No 3(40). P. 13–17 [in Ukrainian].
3. Volkova V. E. (1999). Nonlinear oscillations of flexible rods pre-tensioned by pulls: autoref. thesis for obtaining sciences. candidate degree technical Sciences : 05.23.17. Dnipropetrovsk, 18 p. [in Ukrainian].
4. Kuzyo I.V., Kharchenko E.V., Sokil M.B. (2007). Dynamic processes in media characterized by longitudinal motion and the influence of boundary conditions on the amplitude and frequency of their oscillations. *Vibrations in engineering and technology*. No 3 (48). P. 53–56 [in Ukrainian].
5. Martynsiv M.P., Sokil M.B. (2003). One generalization of D'Alembert's method for systems characterized by longitudinal motion. *Scientific bulletin: Collection of scientific and technical works*. Lviv : UDLTU, Issue 13.4. P. 64–67 [in Ukrainian].
6. Sokil B. I., (1996). Application of Ateb functions for constructing solutions of some nonlinear partial differential equations. *Ukr. Mat. Journal*. 48, No. 2. P. 287–288 [in Ukrainian].
7. Sokil B. I. (1995). On the construction of asymptotic approximations for the non-autonomous wave equation *Ukr. Mat. Journal*. 47, No. 12. P. 1714–1716 [in Ukrainian].
8. Kharchenko E. V., Sokil M. B. (2006). Application of asymptotic methods for the study of oscillations of one-dimensional systems characterized by longitudinal motion. *Eleventh International of science conf named after ac. M. Kravchuk* : materials of the conference. "Zadruga", Kyiv, 18-20 tr. Ministry of Education and Science of Ukraine. K. : NTUU "KPI". P. 283 [in Ukrainian].
9. Kharchenko E.V., Sokil M.B. (2006). Oscillations of moving nonlinearly elastic media and the asymptotic method in their study. *Scientific bulletin: Collection of scientific and technical works*. Lviv : NLTUU]. Issue 16.1. P. 134–138 [in Ukrainian].
10. Chen L. Q., Zhao W. J. (2005). A computation method for non-linear vibration of axially accelerating viscoelastic strings. *Applied mathematics and computation*. Volume 162(1). P. 305–310 [in English].
11. Chen L. Q. (2005). Analysis and control of transverse vibrations of axially moving strings. *Appl. Mech. Rev.* Volume 58.2. P. 91–116 [in English].
12. Chen L. Q., Yang X. D., Cheng C. J. (2004). Dynamic stability of an axially moving viscoelastic beam. *European journal of mechanics a solids*. Volume 23. P. 659–666 [in English].
13. Chen L. Q., Zhang N. H., Zu J. W. (2003). The regular and chaotic vibrations of an axially moving viscoelastic string based on forth order Galerkin truncation. *Journal of sound and vibration*. Volume 261(1). P. 764–773 [in English].
14. Liu H. S., Jr. Mote C. D. (1974). Dynamic response of pipes transporting fluids. *Journal of engineering for industry ASME*. Volume 96. P. 591–596 [in English].
15. Moon, J. Wickert J. A. (1997). Non-linear vibration of power transmission belts. *Journal of sound and vibration*. 2000/ Volume. № 4. P. 419–431 [in English].
16. Yang X. D., Chen L. Q. (2005). Bifurcation and chaos of an axially accelerating viscoelastic beam. *Chaos, solitons and fractals*. Volume 23(1). P. 249–258 [in English].
17. Zhang L., Zu J. W. (1998). Nonlinear vibrations of viscoelastic moving belts: Part 1: Free vibration analysis. *Journal of Sound and Vibration*. Volume 2. 16. P. 75–91 [in English].
18. Zhang N-H, Chen L-Q (2005). Non-linear dynamics of axially moving viscoelastic strings. *Chaos. Solitons and fractals*. Volume 24(4). P. 1065–1074 [in English].
19. Zhang, L., Zu J. W. (1998). Nonlinear vibrations of viscoelastic moving belts: [Part 2: Forced vibration analysis. *Journal of Sound and Vibration*. Volume 2 16. P. 93–105 [in English].