

УДК 621.356.2

¹О.Л. Ляшук докт. техн. наук, доц., ²С.М. Герук канд.техн. наук, доц., ³А.П.

Довбиш

¹Тернопільський національний технічний університет імені Івана Пулюя, Україна

²Житомирський агротехнічний коледж, Україна

³ННЦ «Інститут механізації та електрифікації сільського господарства», Україна

**ВПЛИВ ГЕОМЕТРИЧНИХ, КІНЕМАТИЧНИХ ТА ФІЗИКО-МЕХАНІЧНИХ
ПАРАМЕТРІВ НА ВЛАСНІ КОЛИВАННЯ РОБОЧОГО ОРГАНУ СКРЕБКОВОГО
КОНВЕЄРА**

**O.L. Lyashuk Dr. Assoc. Prof., S.M. Geruk Ph.D. Assoc., A.P.Dovbush
INFLUENCE OF GEOMETRIC, KINEMATIC AND PHYSICAL AND
MECHANICAL PARAMETERS VIBRATIONS IN OWN WORK ORGAN A
SCRAPER CONVEYOR**

Для привідних елементів (канатів) скребкових конвеєрів потрібно ще на стадії проектування вибирати параметри та режими експлуатації таким чином, щоб уникнути резонансні явища у них, а значить, забезпечити довготривалу їх експлуатацію. Дослідити це можна тільки на основі побудови та точних аналітичних методів інтегрування. В той же час, чисельне інтегрування їх не дає відповіді на багато важливих із інженерної практики питань таких як: залежність частоти власних коливань робочого органу трубчастого скребкового конвеєра від швидкості пересування сипкого середовища, його амплітуди, фізико-механічних властивостей матеріалу; умови існування резонансних коливань за дії періодичного збурення на систему; залежність резонансних коливань, а значить і максимальних динамічних зусиль робочого органу від кінематичних, геометричних та фізико-механічних параметрів, стійкість процесу. До обґрунтованих обмежень, які дають змогу аналітично вирішити деякі задачі поставленої проблеми належать: - маса робочого органу скребкового конвеєра невіддільно зв'язаною з сипким середовищем є повільно змінною функцією. Поставлені задачі, будемо вважати, що закон розподілу маси у змінних Лагранжа описується функцією

$m(x) = m_0 + m_1 \cos\left(\frac{\pi}{2l}x + \varphi_0\right)$, $m_1 \ll m_0$, φ_0 - сталі; - максимальне значення сили опору є малим у порівнянні із лінійною складовою відновлюючої сили, тобто $\max R_i \left(\frac{\partial u_i(x_i, t)}{\partial t}\right) \ll \max EA \frac{\partial^2 u_i(x_i, t)}{\partial x_i^2}$; - матеріал каната має слабо виражені нелінійно пружні властивості, тобто, $k \ll 1$. на основі цих задач запишемо диференціальне рівняння

$$\frac{\partial^2 u_i(x_i, t)}{\partial t^2} + 2V \frac{\partial^2 u_i(x_i, t)}{\partial t \partial x_i} - \left(\frac{EA}{m_0} - V^2\right) \frac{\partial^2 u_i(x_i, t)}{\partial x_i^2} = \mu f_i \left(u_i, \frac{\partial u_i(x_i, t)}{\partial t}, \frac{\partial^2 u_i(x_i, t)}{\partial x_i^2}, \vartheta\right) \quad (1)$$

де $\mu = \frac{k}{m_0}$ - малий параметр, $\vartheta = \frac{\pi}{l}Vt - \varphi_0$, функції $f_i \left(u_i, \frac{\partial u_i(x_i, t)}{\partial t}, \frac{\partial^2 u_i(x_i, t)}{\partial x_i^2}, \vartheta\right)$ приймають вигляд:

$$f_1(u_1, \dots, \vartheta) = \frac{1}{m_0} EA \left[k \left(\frac{\partial^2 u_1(x_1, t)}{\partial x_1^2} \right)^2 \right] \frac{\partial^2 u_1(x_1, t)}{\partial x_1^2} - \frac{1}{km_0} R_1 \left(\frac{\partial u_1(x_1, t)}{\partial t} \right) - \frac{m_1}{m_0} S(u_1(x, t)) \cos\left(\frac{\pi}{2l}(x_1 - Vt) + \varphi_0\right),$$

$$f_2(u_2, \dots, \vartheta) = \frac{1}{m_0} EA \left[k \left(\frac{\partial^2 u_2(x_2, t)}{\partial x_2^2} \right)^2 \right] \frac{\partial^2 u_2(x_2, t)}{\partial x_2^2} - \frac{1}{km_0} R_1 \left(\frac{\partial u_1(x_1, t)}{\partial t} \right) - \frac{m_1}{m_0} S(u_2(x_2, t)) \cos\left(\frac{\pi}{2l}(x_2 - Vt) + \varphi_0\right),$$

Отримані нелінійні диференціальні рівняння відрізняються лише крайовими умовами та правими частинами, які пропорційні малому параметру μ . Такі системи називають системами із малою нелінійністю. Базою для їх застосування є існування у явному вигляді розв'язку відповідних незбурених ($\mu = 0$) крайових задач, тобто розв'язку рівняння.

$$\frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial t^2} + 2V \frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial t \partial x} - \left(\frac{EA}{m_0} - V^2\right) \frac{\partial^2 u(x, t)}{\partial x^2} = 0 \quad (2)$$

за однорідних крайових умов $u(x,t)|_{x=0} = 0, u(x,t)|_{x=L} = 0$.

Однак для інтегрування рівнянь вказаного типу не можна застосувати відомі класичні методи Фур'є та Д'Аламбера [1, 2].

Базою для визначення впливу наведеної множини параметрів на динамічний процес може служити розв'язок рівняння (2). Покажемо, що його можна подати у вигляді

$$u(x,t) = a[\cos(Kx + \Omega t + \varphi) - \cos(Hx - \Omega t - \varphi)], \quad (3)$$

де a, φ – сталі, K, H – хвильові числа прямої і відбитої хвиль, Ω – власна частота процесу.

Якщо представлення (3) є розв'язком рівняння (2), то мають справджуватись дисперсійні співвідношення

$$\Omega^2 + 2VK\Omega - \left(\frac{EA}{m_0} - V^2\right)K^2 = 0, \Omega^2 - 2VH\Omega - \left(\frac{EA}{m_0} - V^2\right)H^2 = 0 \quad (4)$$

та крайові умови. Вказані крайові умови еквівалентні тотожності

$$\cos(KL + \Omega t + \varphi) - \cos(HL - \Omega t - \varphi) \equiv 0. \quad (5)$$

Вона має справджуватись для довільного значення параметру t . Це рівнозначно тому, що коефіцієнти при $\sin \Omega t$ та $\cos \Omega t$ у виразі, який випливає із (5), рівні нулеві. Тобто

$$\cos KL - \cos HL = 0, \sin KL + \sin HL = 0. \quad (6)$$

$$K + H = \frac{2k\pi}{L}, \quad k = 1, 2, \dots$$

Система тригонометричних рівнянь (6) зв'яже хвильові числа та параметр L формулою
Дисперсійні співвідношення (4) разом із отриманою вище залежністю визначають невідомі хвильові числа та частоту процесу як функції геометричних, кінематичних та фізико-механічних параметрів у вигляді

$$K = \frac{k\pi}{L} \sqrt{\frac{m_0}{EA} \left(\sqrt{\frac{EA}{m_0}} + V \right)}, \quad H = \frac{k\pi}{L} \sqrt{\frac{m_0}{EA} \left(\sqrt{\frac{EA}{m_0}} - V \right)}, \quad \Omega = \frac{k\pi}{L} \sqrt{\frac{m_0}{EA} \left(\frac{EA}{m_0} - V^2 \right)}. \quad (8)$$

Згідно рівняння (8) на рис.1. представлено залежність хвильових чисел K, H та частоти власних коливань Ω від швидкості переміщення сипкого середовища V та довжини труби за різних значень параметрів L та m_0 .

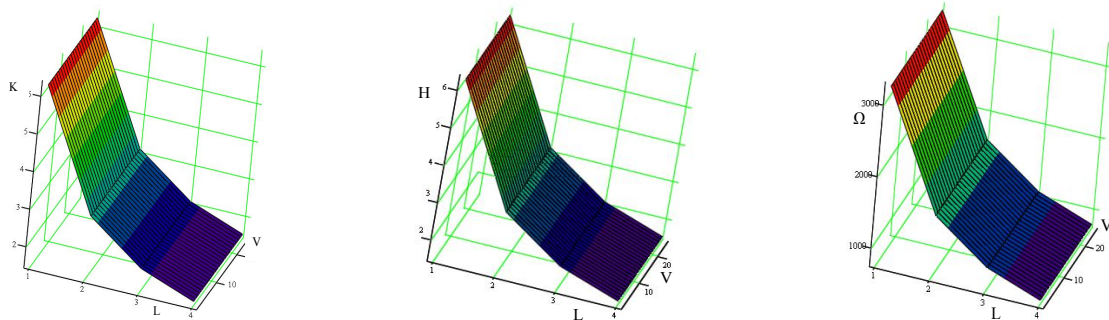


Рис.1. Залежність хвильових чисел та частоти від швидкості руху робочого органу та довжини труби трубчастого скребкового конвеєра при $m_0 = 15 \text{ кг/м}, E = 0.8 \cdot 10^{11} \text{ Н/м}^2, d = 0.008 \text{ м}$

Отримані графічні залежності показують, що для більших значень швидкостей переміщення сипкого середовища в скребковому конвеєрі хвильове число прямої хвилі є меншим, а для зворотної – більшим; власна частота робочого органу для більших значень швидкості її руху є меншою.

Література:

- 1.Тихонов А. Н. Уравнения математической физики / Тихонов А. Н., Самарский А. А. – М.: Наука, 1972. – 735 с.
- 2.Chen L. Q. Dynamic stability of an axially moving viscoelastic beam / L. Q. Chen, X. D. Yang, C. J. Chng // European journal of mechanics a solids. – 2004. – Volume 23. – P. 659–666.