

ДО ПИТАННЯ РОЗРОБКИ МАТЕМАТИЧНИХ МОДЕЛЕЙ ПІДВІСНОЇ КАНАТНОЇ ЛІСОТРАНСПОРТНОЇ СИСТЕМИ

Боратинський О.В., асистент
(Національний лісотехнічний університет України)

Наведено математичні моделі та залежності для визначення коливань канатної оснастки підвісних лісотранспортних систем, виконано графічний аналіз отриманих залежностей й сформульовано висновки

1. Загальні положення

Для дослідження роботи підвісної канатної лісотранспортної системи (ЛТС) та обґрунтування основних параметрів її елементів, необхідно розробити математичну модель, яка достатньо точно здатна описати роботу канатної системи й виявити характеристики, на підставі яких можна виконати проектування компоновальних частин канатної установки та запропонувати режими її роботи.

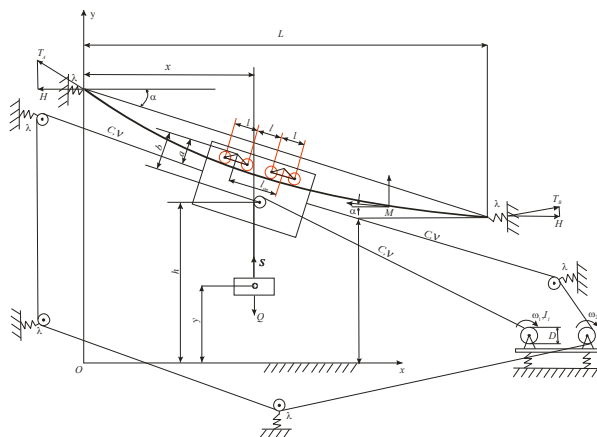


Рис. 1. Розрахункова схема мобільної канатної установки

Загальний вигляд математичної моделі канатної установки – можна представити рівняннями функціонування окремих її елементів

$$\Phi_j = (a_{ij}, b_{ij}, c_{ij}, d_{ij}), \quad (1)$$

де a_{ij} - аргументи складових рівнянь; b_{ij} - залежні змінні рівнянь; \tilde{h}_{ij} - сталі параметри; d_{ij} - змінні параметри, що враховують зовнішні впливи.

До задач моделювання роботи канатної системи були включені:

1. Розробити математичну модель власних коливань канатної оснастки лісотранспортної системи на основі теорії динаміки гнучкої нитки з відомими граничними та початковими умовами.

2. Розробити та дослідити математичну модель коливань канатної оснастки під час руху каретки й перехідних процесів роботи канатної системи.

3. Встановити незалежні параметри, що визначають стан канатної системи під час роботи за рахунок впливу її основних факторів - деформації опор, дії тягового та вантажопідйомного канатів, швидкості руху каретки з вантажем.

4. Розробити загальну математичну модель (виду (1)) функціонування основних елементів канатної системи (згідно схеми (рис. 1)).

5. Виконати дослідження силових характеристик основних елементів канатної системи в умовах критичних навантажень.

2. Математична модель власних коливань канатної оснастки ЛТС

2.1. Моделювання поперечних коливань каната як гнучкої пружної нитки

Згідно другого закону Ньютона для виділеного елемента ab основне диференціальне рівняння динаміки гнучкої нитки у векторній формі:

$$mdS\omega = T - T_0 + qdS, \text{ або } m\omega = \frac{\partial T}{\partial S} + q, \quad (2)$$

де q - зусилля, віднесене до одиниці довжини каната; T_0 і T - зусилля натягів каната в точках закріплення A і B .

Параметри руху каната (точки каната):

$$T = T(S, t); \quad r = r(S, t); \quad \vartheta = \vartheta(S, t) = \frac{\partial r}{\partial t}; \quad \omega = \frac{\partial \vartheta}{\partial t} = \frac{\partial^2 r}{\partial t^2}, \quad (3)$$

де r - радіус-вектор довільної точки на рухомому канаті; S - дугова координата точки на рухомому канаті під час його коливання; \dot{O} - натяг каната; ϑ і ω - швидкість і прискорення точки на канаті під час коливання.

Основне диференціальне рівняння динаміки коливань каната як гнучкої нитки у проекціях на осі декартових координат:

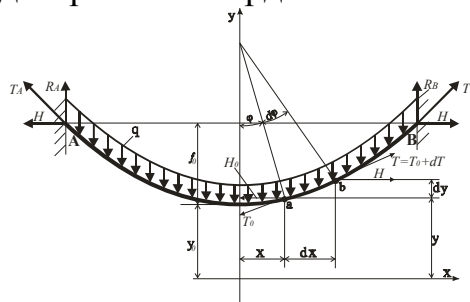


Рис. 2. Розрахункова схема для виведення рівняння коливання канату

$$m \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial S} \left(T \frac{\partial x}{\partial S} \right) + q_x; \quad m \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial S} \left(T \frac{\partial y}{\partial S} \right) + q_y; \quad m \frac{\partial^2 z}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial S} \left(T \frac{\partial z}{\partial S} \right) + q_z. \quad (4)$$

$$\text{Оператор зв'язку канонічного виду для (4): } \left(\frac{\partial x}{\partial S} \right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial S} \right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial S} \right)^2 = 1, \quad (5)$$

або в диференціюванні за часом t , у зміненому вигляді згідно зміни порядку

$$\text{диференціювання: } \frac{\partial x}{\partial S} \frac{\partial}{\partial S} \left(\frac{\partial x}{\partial t} \right) + \frac{\partial y}{\partial S} \frac{\partial}{\partial S} \left(\frac{\partial y}{\partial t} \right) + \frac{\partial z}{\partial S} \frac{\partial}{\partial S} \left(\frac{\partial z}{\partial t} \right) = 0. \quad (5a)$$

$$\text{Якщо: } \vartheta_x = \frac{\partial x}{\partial t}, \quad \vartheta_y = \frac{\partial y}{\partial t}, \quad \vartheta_z = \frac{\partial z}{\partial t} \quad (\text{ або у векторній формі: } \tau \frac{\partial \vartheta}{\partial S} = 0), \quad (6)$$

$$\text{оператор зв'язку має вигляд: } \frac{\partial x}{\partial S} \frac{\partial \vartheta_x}{\partial S} + \frac{\partial y}{\partial S} \frac{\partial \vartheta_y}{\partial S} + \frac{\partial z}{\partial S} \frac{\partial \vartheta_z}{\partial S} = 0. \quad (7)$$

Граничні умови для інтегрування (4): $X_A(0,t)=a_1; Y_A(0,t)=b_1; Z_A(0,t)=c_1; X_B(l,t)=a_2; Y_B(l,t)=b_2; Z_B(l,t)=c_2$ - l - довжина нитки; a_k, b_k, c_k - постійні числа ($k=1,2$ - координати точок закріплення нитки – відповідно т. A і B).

Якщо переміщення u і його похідні $\frac{\partial u}{\partial x}, \frac{\partial u}{\partial t} \rightarrow \min$, під час малих коливань, то елемент нитки dS визначається: $dS = \sqrt{1 + \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2} dx$ (8); оскільки $\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 \ll 1$, то $dS = dx = dS_0$ (9). Для поперечних коливань нитки: $\frac{\partial^2 x}{\partial t^2} = 0$, тому система (4) має

вигляд:
$$\frac{\partial}{\partial S} \left(T \frac{\partial x}{\partial S} \right) = 0; m \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial S} \left(T \frac{\partial u}{\partial S} \right). \quad (10)$$

Отже:
$$\frac{\partial x}{\partial S} = \cos \alpha = \frac{l}{\sqrt{1 + tg^2 \alpha}} = \frac{l}{\sqrt{1 + \left(\frac{\partial u}{\partial S}\right)^2}}; \frac{\partial T}{\partial S} = 0. \quad (11)$$

Якщо $T_0 = \text{const}$, то друге рівняння (10) – це диференціальне рівняння вільних поперечних коливань каната
$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = a^2 \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial S^2}, \quad a = \sqrt{\frac{T_0}{m}}, \quad (12)$$

- початкові (задані) умови для $t=0$: $u = f(x), \frac{\partial u}{\partial t} = F(x), (0 \leq x \leq l)$,

$$f(x) = \frac{q \cdot x \cdot (l-x)}{2H \cos \alpha} + \frac{Q \cdot x \cdot (l-x)}{H \cdot l}, \quad H = T \cos \alpha;$$

- граничні умови (точок закріплення): $u(0,t)=0; u(l,t)=0$. (13)

2.2. Розв'язок диференційного рівняння вільних поперечних коливань

Використаємо метод Фур'є для розв'язання рівняння (12): $u(x,t) = X(x) \cdot T(t)$,

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \frac{d^2 X}{dx^2} T, \quad \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{d^2 T}{dt^2} X \quad (14), \quad \text{тоді: } X \cdot \frac{d^2 T}{dt^2} = a^2 \cdot \frac{d^2 X}{dx^2} \cdot T, \quad \text{або } \frac{1}{a^2 T} \cdot \frac{d^2 T}{dt^2} = \frac{1}{X} \cdot \frac{d^2 X}{dx^2} = -\lambda^2$$

(15), звідки:
$$\frac{d^2 T}{dt^2} + a^2 \lambda^2 T = 0, \quad \frac{d^2 X}{dx^2} + \lambda^2 X = 0. \quad (16)$$

Загальний розв'язок рівняння (16): $X(x) = C_1 \cos \lambda x + C_2 \sin \lambda x$. (17)

Згідно першого рівняння (14) за умови (13): $u(0,t) = X(0) \cdot T(t) = 0$ (18), тоді, якщо $X(0) = 0$, то $\tilde{N}_1 = 0$, отримаємо: $X(x) = \sin \lambda x$. (19)

Згідно умови (13) $u(l,t) = 0 - \sin \lambda l = 0$ (20), для якого корені є: $\lambda_{\tilde{E}} = \frac{\pi k}{l}$. (21)

Тоді загальний розв'язок (17) на підставі (21):

$$T_K = a_K \cos \frac{\pi a k}{l} t + b_K \sin \frac{\pi a k}{l} t, \quad (22)$$

де a_K, b_K - довільні постійні.

Згідно значення $\lambda_{\tilde{E}}$ з (21), один з частинних розв'язків (12):

$$u_K(x,t) = \sin \frac{\pi k}{l} x \left(a_K \cos \frac{\pi a k}{l} t + b_K \sin \frac{\pi a k}{l} t \right). \quad (23)$$

Оскільки (12) - лінійне, то загальний розв'язок складається з частинних

$$u(x,t) = \sum_{k=1}^{\infty} \sin \frac{\pi k x}{l} \left(a_k \cos \frac{\pi a k}{l} t + b_k \sin \frac{\pi a k}{l} t \right). \quad (24)$$

Диференціюванням (24) за t отримується:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\pi a k}{l} \sin \frac{\pi k x}{l} \left(-a_k \sin \frac{\pi a k}{l} t + b_k \cos \frac{\pi a k}{l} t \right). \quad (25)$$

Згідно початкових умов (12), якщо $t = 0$, для (25) визначається:

$$f(x) = \sum_{k=1}^{\infty} a_k \sin \frac{\pi k x}{l}; \quad F(x) = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\pi a k}{l} b_k \sin \frac{\pi k x}{l}. \quad (26)$$

Для першого рівняння (26), якщо $(\times \sin \frac{\pi n x}{l})$, в межах інтегрування $[0 \dots l]$:

$$\int_0^l f(x) \sin \frac{\pi n x}{l} dx = \sum_{k=1}^{\infty} a_k \int_0^l \sin \frac{\pi k x}{l} \sin \frac{\pi n x}{l} dx. \quad (27)$$

Згідно ортогональних тригонометричних функцій

$$\int_0^l \sin \frac{\pi k x}{l} \sin \frac{\pi n x}{l} dx = 0, k \neq n; \quad \frac{l}{2}, k = n. \quad (28)$$

Отже використавши (27) і (28), отримується:

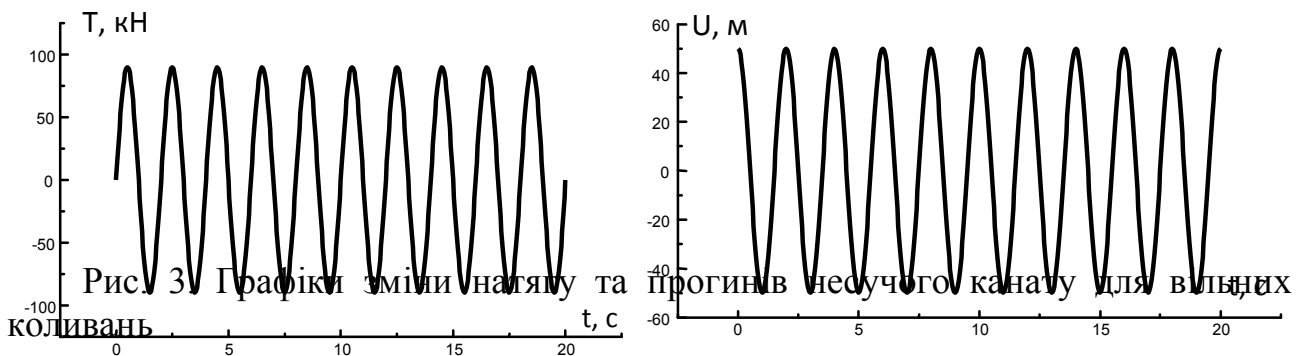
$$a_k = \frac{2}{l} \int_0^l f(x) \sin \frac{\pi k x}{l} dx; \quad b_k = \frac{2}{\pi a k} \int_0^l F(x) \sin \frac{\pi k x}{l} dx. \quad (29)$$

Отже, для відомого натягу каната T_0 , погонної маси каната m та довжини l , згідно (12) і для відомих початкових умов (13), визначається параметр a ; згідно рівнянь (29) визначаються коефіцієнти a_k , b_k , і відповідно встановлюється закон поперечних коливань будь-якої (24) точки M каната. Кожний член ряду це k -а гармоніка, або стояча хвиля.

Амплітуда коливань: $A_k = \sqrt{a_k^2 + b_k^2}$ (30), частота коливань: $\omega_k = \frac{\pi a k}{l}$. (31)

Основна частота коливань ω для $k = 1$, тобто $\omega_1 = \frac{\pi a}{l} = \frac{\pi}{l} \cdot \sqrt{\frac{T_0}{m}}$. (32)

Інші частоти коливань каната отримуються перемноженням основної частоти на 2, 3 і т.д.



3. Варіаційний метод дослідження затухаючих коливань канатної оснастки

3.1. Принцип Гамільтона-Остроградського для каната ЛТС

Закон зміни узагальнених координат q_1, \dots, q_n канатної системи:

$$q_1 = q_1(t), \dots, q_n = q_n(t) \quad (33)$$

Приріст δq_k кожній координаті $q_k(t)$, що є довільними диференційованими функціоналами, визначає: $q_1^*(t) = q_1(t) + \delta q_1, \dots, q_n^*(t) = q_n(t) + \delta q_n$ (34) і дозволяє представити функцію Лагранжа L , як різницю кінетичної K і потенційної \dot{I} енергій: $L(q_1, \dots, q_n; \dot{q}_1, \dots, \dot{q}_n, t) = \dot{E} - \dot{I}$ (35). Варіація функції Лагранжа L

визначається:

$$\delta L = \sum_{k=1}^n \left(\frac{\partial L}{\partial q_k} \delta q_k + \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_k} \delta \dot{q}_k \right). \quad (36)$$

Інтеграл функції Лагранжа L (виражений як S) на проміжку часу $[t_0 \dots t_1]$, за граничних умов, що $\delta q_k(t_0) = \delta q_k(t_1) = 0, (k = 1, 2, \dots, n)$ (37) має наступну загальну

форму: $S = \int_{t_0}^{t_1} L(q_1, \dot{q}, t) dt$, (38) і стаціонарне значення (згідно принципу

Гамільтона), якщо $\delta S = 0$, тому справедливим є: $\delta d = d\delta$ (39) (операції варіювання і диференціювання переставні).

3.2. Диференційні рівняння коливань несучого канату ЛТС

Для зміщеного стану довільної точки канату M можна записати:

$$r = r_0 + u\tau + \vartheta v + \omega\beta, \quad (40)$$

де r_0 - радіус-вектор точки M в рівновазі;

u, ϑ, ω - проекції вектору зміщення $(r - r_0)$ точки M відповідно на осі τ, v, β .

Якщо $u, \vartheta, \omega \ll 1$, то $u(t), \vartheta(t), \omega(t)$ або: $u(S), \vartheta(S), \omega(S)$, де S - дугова координата точки канату M . Тоді диференціюванням (40) по дузі S

$$\frac{dr}{dS} = \frac{dr_0}{dS} + \frac{\partial u}{\partial S} \tau + u \frac{d\tau}{dS} + \frac{\partial \vartheta}{\partial S} v + \vartheta \frac{dv}{dS} + \frac{\partial \omega}{\partial S} \beta + \omega \frac{d\beta}{dS}. \quad (41)$$

Для "плоского" коливання точки M несучого каната:

$$\frac{d\tau}{dS} = -\frac{v}{\rho}; \frac{dv}{dS} = -\frac{\tau}{\rho}; \frac{d\beta}{dS} = 0; \frac{dr_0}{dS} = \tau, \text{ отже: } \frac{dr}{dS} = \left(1 + \frac{\partial u}{\partial S} - \frac{\vartheta}{\rho} \right) \tau + \left(\frac{u}{\rho} + \frac{\partial \vartheta}{\partial S} \right) v + \frac{\partial \omega}{\partial S} \beta.$$

Якщо $\left| \frac{dr}{dS} \right| = 1$, то: $1 = \left(1 + \frac{\partial u}{\partial S} - \frac{\vartheta}{\rho} \right)^2 + \left(\frac{u}{\rho} + \frac{\partial \vartheta}{\partial S} \right)^2 + \left(\frac{\partial \omega}{\partial S} \right)^2$.

Групуванням відповідних членів для вектора переміщення $(r - r_0)$

встановлюється його проекція: $\vartheta = \rho \frac{\partial u}{\partial S} + \frac{\rho}{2} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial S} - \frac{\vartheta}{\rho} \right)^2 + \left(\frac{u}{\rho} + \frac{\partial \vartheta}{\partial S} \right)^2 + \left(\frac{\partial \omega}{\partial S} \right)^2 \right]$. (42)

Згідно значень величин першого порядку малості: $\vartheta = \rho \frac{\partial u}{\partial S}$, (43), а з

оператором $\frac{\partial}{\partial S} = \frac{\partial}{\partial \alpha} \frac{d\alpha}{dS} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \alpha}$ величини першого порядку малості визначаються

$$\vartheta = \frac{\partial u}{\partial \alpha}; \frac{\partial \vartheta}{\partial S} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 u}{\partial \alpha^2} \quad (44), \text{ відповідно величини другого порядку малості:}$$

$$\vartheta = \frac{\partial u}{\partial \alpha} + \frac{1}{2\rho} \left[\left(u + \frac{\partial^2 u}{\partial \alpha^2} \right)^2 + \left(\frac{\partial \omega}{\partial \alpha} \right)^2 \right]. \quad (45)$$

3.3. Визначення потенційної енергії каната під час його коливання
Ордината η точки M каната в відхиленому стані визначається:

$$\eta = y + u \sin \alpha + \vartheta \cos \alpha, \quad (46)$$

де y - ордината точки M каната для стану його рівноваги.

Потенційна енергія каната під час його коливання, якщо $dS = \rho d\alpha$

$$\dot{I} = q \int \eta dS = q \int y dS + q \int (u \sin \alpha + \vartheta \cos \alpha) dS = \dot{I}_0 + q \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} (u \sin \alpha + \vartheta \cos \alpha) \rho d\alpha, \quad (47)$$

де \dot{I}_0 - потенційна енергія каната в стані рівноваги;

α_1, α_2 - значення кута нахилу вітки каната α в точках закріплення канату.

Якщо прийняти ϑ згідно (45) для (47), отримується:

$$\dot{I} - \dot{I}_0 = q \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \left(u \sin \alpha + \frac{\partial u}{\partial \alpha} \cos \alpha \right) \rho d\alpha + \frac{1}{2} q \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \left[\left(u + \frac{\partial^2 u}{\partial \alpha^2} \right)^2 + \left(\frac{\partial \omega}{\partial \alpha} \right)^2 \right] \cos \alpha d\alpha. \quad (48)$$

Згідно умови $u(x_1, t) = u(x_2, t) = 0$ для будь-яких значень t визначається:

$$\dot{I} - \dot{I}_0 = \frac{q}{2} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \left[\left(u + \frac{\partial^2 u}{\partial \alpha^2} \right)^2 + \left(\frac{\partial \omega}{\partial \alpha} \right)^2 \right] \cos \alpha d\alpha. \quad (49)$$

3.4. Визначення кінетичної енергії каната під час його коливання

Кінетична енергія каната, що коливається, визначається:

$$\hat{E} = \frac{1}{2} \frac{q}{g} \int \left[\left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)^2 + \left(\frac{\partial \vartheta}{\partial t} \right)^2 + \left(\frac{\partial \omega}{\partial t} \right)^2 \right] dS. \quad (50)$$

На підставі (44) і те, що $dS = \rho d\alpha$, визначається з точністю до величин вищих порядків малості

$$\hat{E} = \frac{q}{2g} \int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)^2 + \left(\frac{\partial^2 u}{\partial \alpha \partial t} \right)^2 + \left(\frac{\partial \omega}{\partial t} \right)^2 \right] \rho d\alpha. \quad (51)$$

3.5. Розв'язок інтеграла кінетичного потенціалу за принципом Гамільтона-Остроградського

Кінетичний потенціал коливного руху $L = \hat{E} - \dot{I}$ з позначення:

$\tau = \sqrt{\frac{g}{a}} t$; $\xi = \frac{x}{a}$ із залежності (38) визначає інтеграл дії за Гамільтоном:

$$S = \frac{q}{2} \int_{\tau_0}^{\tau_1} \int_{\xi_1}^{\xi_2} \left[\dot{u}^2 \operatorname{ch} \xi + \dot{u}'^2 \operatorname{ch}^3 \xi - \left(\frac{u}{\operatorname{ch} \xi} + u'' \xi + u' \operatorname{sh} \xi \right)^2 + (\dot{\omega}^2 \operatorname{ch} \xi - \omega'^2) \right] d\xi d\tau. \quad (52)$$

Умова $\delta S = 0$ виконується, якщо $\delta u = 0$ і $\delta \omega = 0$ для незалежних і довільних відхилень u і ω точки каната M з наступним розв'язком:

$$\left\{ \ddot{u} - u'' \operatorname{ch}^2 \xi - 3\dot{u}' \operatorname{ch} \xi \operatorname{sh} \xi + 2u' \operatorname{sh} \xi + 5u'' \operatorname{ch} \xi + 4u''' \operatorname{sh} \xi + u'''' \operatorname{ch} \xi = 0; \ddot{\omega} \operatorname{ch} \xi - \omega'' = 0. \right. \quad (53)$$

Для точок закріплення каната переміщення $u(\xi_1, t) = u(\xi_2, t) = 0$, $\vartheta = u'$ і $\omega(\tau_1, t) = \omega(\tau_2, t) = 0$, тому функції u і ω задовольняють граничним умовам:

$$u(\xi_1, \tau) = 0; u(\xi_2, \tau) = 0; u'(\xi_1, \tau) = 0; u'(\xi_2, \tau) = 0; \omega(\xi_1, \tau) = 0; \omega(\xi_2, \tau) = 0. \quad (54)$$

Розв'язок системи (53) на підставі умов (54):

$$u = M(\xi) \sin(\omega \tau + \varepsilon), \omega = B(\xi) \sin(k \tau + \delta). \quad (55)$$

Згідно розв'язку (55) для проекції u вектора переміщення $(r - r_0)$ на орту τ :

$$u'' = -M\omega^2 \sin(\omega\tau + \varepsilon); \ddot{u}'' = -M''\omega^2 \sin(\omega\tau + \varepsilon); u^{(n)} = M^{(n)} \sin(\omega\tau + \varepsilon), n = 1, 2, 3, 4. \quad (56)$$

3.6. Визначення параметрів коливання несучого каната під час зупинки каретки ЛТС

Розв'язок системи (53) для випадку зупинка “вантажної каретки” (затухаючий характер коливань несучого канату):

$$u = M(\xi)^{-\varepsilon} \sin(\omega\tau + \varepsilon); \omega = B(\xi)^{-\delta} \sin(d\tau + \delta); \varepsilon = \frac{2\delta}{\omega_{\hat{E}}}, \quad (57)$$

де δ - логарифмічний декремент коливання: $\delta = \ln(\hat{A}_0 / \hat{A}_{\delta+1})$; $\omega_{\hat{E}}$ - власна частота коливань канату: $\omega_K = (\pi \hat{a} k / l)$; A_m, A_{m+1} - дві сусідні амплітуди вільних затухаючих коливань.

$$\text{Декремент коливання відомий: } \delta = \frac{l}{2} \frac{\Delta \ddot{I}}{\ddot{I}_m}; \Delta \ddot{I} = \frac{l}{2} v \cdot \hat{A}_{\hat{E}}, \quad (58)$$

де $\Delta \ddot{I}$ - розсіювання енергії за один період коливань; v - коефіцієнт лінійного опору несучого канату; $\hat{A}_{\hat{E}}$ - згинальна жорсткість несучого канату.

Отже, для канатної системи, яка складається з канатів, вантажної каретки з вантажем, приводу та опор з розтяжками, використавши наведену методику, можна отримати рівняння коливань для кожного елемента, оскільки для цієї системи характер коливань визначається несучим канатом, який взаємодіє з усіма іншими елементами.

Аннотація

К ВОПРОСУ РАЗРАБОТКИ МАТЕМАТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ ПОДВЕСНОЙ КАНАТНОЙ ЛЕСОТРАНСПОРТНОЙ СИСТЕМЫ

Боратынский О.В.

Приведены математические модели и зависимости для определения колебаний канатной оснастки подвесных лесотранспортных систем, выполнено графический анализ полученных зависимостей и сформулированы выводы

Abstract

ON THE DEVELOPMENT OF MATHEMATICAL MODELS OF THE SUSPENSION FOREST TRANSPORTATION SYSTEM

Boratynskyy O.W.

The mathematical models and the dependences of the oscillations of suspended rope rigging transportation systems are given, a graphical analysis of the relationships and formulate conclusions are made