DOI: 10.32347/2076-815x.2021.78.532-543
УДК 621.87

к.т.н., доцент **Човнюк Ю.В.**,
ychovnyuk@ukr.net, ORCID: 0000-0002-0608-0203,
Національний авіаційний університет, м. Київ, Україна,
доцент **Чередніченко П.П.**, petro_che@ukr.net, ORCId: 000-0001-7161X,
к.т.н., доцент **Остапущенко О.П.**,
olga_ost_17@ukr.net, ORCID: 0000-0001-8114-349X.,
к.т.н., доцент **Васильєва Г.Ю.**,
anvas677@gmail.com, ORCID: 0000-0003-0557-6925,
Київський Національний університет будівництва і архітектури

ДИСКРЕТНО-КОНТИНУАЛЬНІ МОДЕЛІ В АНАЛІЗІ ТА ОПТИМІЗАЦІЇ (МІНІМІЗАЦІЇ) ДИНАМІЧНИХ НАВАНТАЖЕНЬ В ПРУЖНИХ ЕЛЕМЕНТАХ/КАНАТАХ ВАНТАЖОПІДЙОМНИХ МАШИН, ЯКІ ВИКОРИСТОВУЮТЬ У МІСТОБУДУВАННІ ТА ТРАНСПОРТНИХ ТЕХНОЛОГІЯХ (Частина ІІ)

Проведений аналіз динамічних навантажень у пружних елементах (канатах) вантажопідйомних машин та кранів, котрі використовуються у містобудуванні, сучасних транспортних технологіях, навантажувально-розвантажувальних операціях. Розглянуті дискретні, континуальні, та дискретно-континуальні моделі вантажопідйомних механізмів кранів. У зазначених моделях пружні елементи (канати) спочатку враховані як елементи, що мають пружні властивості системи із зосередженими параметрами. Тому канат у вантажопідйомному механізмі врахований як пружина певної жорсткості. Проте такий підхід не є коректним для канатів значної довжини (більше 10 метрів), у яких можуть виникати при підйомі/спуску вантажів хвильові процеси, котрі можуть суттєво збільшити динамічні навантаження (зокрема, коефіцієнт динамічності) − це т.з. модель каната як системи із розподіленими параметрами. На думку авторів даної роботи, найбільш коректним є підхід, котрий враховує дискретні властивості власне канату (довжиною більше 10 метрів), тобто аналіз динамічних навантажень здійснюється у межах дискретно-континуальної моделі.

Робота складається з кількох частин, у кожній з яких всебічно і детально проаналізовані динамічні навантаження у канатах в межах кожної із зазначених вище моделей для режимів пуску/гальмування вантажопідйомних механізмів кранів, а також розраховані параметри робочих процесів, за яких вказані вище навантаження стають оптимальними за величиною (тобто *приймають мінімальні значення за різних способів підйому вантажу: а)"з основи" ("з землі"), б)"з ваги", як, до речі, й коефіцієнт динамічності.*

Ключові слова: дискретно-континуальне моделювання; аналіз; динамічна оптимізація; навантаження; пружні елементи/канати; вантажопідйомні механізми; крани; містобудування; транспортні технології.

Постановка проблеми. Для реалізації аналітичного підходу при аналізі вимушених коливань пружних елементів (канатів) вантажопідйомних механізмів кранів (у межах дискретно-континуальних моделей) можна використати два основних способи розв'язку початково-гранічної задачі. Все залежить від характеру вимушених сил, котрі діють на систему з розподіленими параметрами (тобто на канат). Якщо вимушена зовнішня сила є гармонічним збудженням, тоді зручно знайти стаціонарний розв'язок задачі, який відповідає вимушеним коливанням (після закінчення перехідного періоду), що відбуваються з частотою збудження, методом розділення змінних (методом Фур'є). Якщо зовнішня вимушена сила є довільно заданим у часі збудженням, слід здійснювати розклад шуканого розв'язку у ряд по власним просторовим (і часовим) функціям, котрі відповідають власним (вільним) коливанням пружних елементів/канатів для відповідних граничних умов їх закріплення.

Останній підхід особливо необхідний для аналізу перехідних процесів (пуску, гальмування тощо) у вантажопідйомних механізмах кранів й визначення коефіцієнтів динамічності у різних перерізах канатів з метою запобігання розривів та руйнувань останніх, а також задля підвищення надійності й довговічності роботи як самих пружних елементів, так і механізмів підйому вантажу кранів у цілому.

На думку авторів даної роботи, існуючі методи аналізу вимушених коливань канатів вантажопідйомних механізмів кранів вимагають подальшого уточнення й вдосконалення, особливо у зв'язку з метою оптимізації їх режимів руху, за котрих будуть у перехідних ділянках функціонування вказаних вище механізмів мінімізовані коефіцієнти динамічності канатів.

Аналіз публікацій по темі дослідження. Основні підходи та методи аналізу вимушених коливань у системах з розподіленими параметрами викладені у роботах [1-9]. Автори вказаних досліджень в основному використовують відомі моделі дискретно-континуальних систем, а саме − моделі гнучких деформованих (у поздовжньому напрямку, тобто вподовж їх прямолінійної вісі) стрижнів. Проте застосування подібних моделей та підходів до пружних елементів/канатів вантажопідйомних механізмів кранів практично відсутнє у науковій літературі відповідного напрямку дослідження.

Слід зазначити, що результати робіт [4,8,9] будуть частково використані у даному дослідженні.

Мета даної роботи полягає у обгрунтуванні дискретно-континуальної моделі та аналітичного підходу до аналізу вимушених коливань пружних елементів (канатів) вантажопідйомних механізмів кранів за різних граничних умов закріплення вказаних елементів (канатів) для різних за характером вимушених сил. Реалізація цілі даного дослідження дозволяє встановити коефіцієнти динамічності у різних перерізах канатів та вказати методи/напрямки, які ведуть до їх мінімізації на перехідних ділянках функціонування вказаних механізмів підйому вантажу кранів. .

Виклад основного змісту дослідження.

1. Поздовжні коливання канатів (гнучких стрижнів) при гармонічному збудженні.

Будемо у цьому пункті й у подальшому використовувати у якості моделі канату вантажопідйомного механізму крана модель гнучкого прямолінійного стрижня, який здатен підтримувати поздовжні коливання при його збудженні ззовні. При цьому не враховуватимемо дисипативні процеси, які виникають при поздовжніх вимушених коливаннях стрижня.

Отже, розглянемо випадок, коли стрижень/канат знаходиться під впливом однієї зосередженої поздовжньої сили, яка змінюється за гармонічним законом:

$$P = P_0 \cdot \sin \omega t, \tag{1}$$

де: P_0 − амплітуда, ω − кругова частота зовнішньої сили P, t − час.

Стаціонарні вимушені коливання відбуваються з частотою збудження ω й, відповідно, можуть бути описані законом:

$$u(x,t) = U(x) \cdot \sin \omega t, \tag{2}$$

де $U(x)$ − функція абсциси x (форма вимушених коливань), яку слід визначити, користуючись граничними умовами та рівнянням хвильового типу [8]:

$$c^2 \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}, \tag{3}$$

де: $u = u(x,t)$ − переміщення поздовжнього типу довільного перерізу стрижня при його вимушених коливаннях, $c^2 = E/\rho$, c − швидкість розповсюдження поздовжніх хвиль у канаті/стрижні, E − модуль Юнга, ρ − щільність/густина матеріалу стрижня.

Підставляючи у (3) вираз (2), згідно з методом Фур'є, прийдемо до звичайного диференціального рівняння для функції $U(x)$:

$$U'' + \omega^2 \cdot U/c^2 = 0, \tag{4}$$

де штрихи біля функції $U(x)$ означають диференціювання по координаті x.

Розв'язок (4) запишемо у вигляді:

$$U\left(x\right)=A\cdot\sin\left(\omega x/c\right)+D\cdot\cos\left(\omega x/c\right). \tag{5}$$

Постійні C та D повинні бути визначені з граничних умов, котрі формуються наступним чином.

1) Закріплений кінець стрижня. У цьому випадку $u=0$ при будь-якому t. Отже, у даному перерізі повинне виконуватись рівняння $U=0$.

2) До кінця стрижня прикладена сила, яка відповідає рівнянню (1). Вона повинна бути рівною поздовжній силі $\left(N\right)$ у кінцевому перерізі. Для N маємо:

$$N=ES\frac{\partial u}{\partial x}=ESU'\cdot\sin\omega t. \tag{6}$$

У (6) E − модуль Юнга матеріалу стрижня, S − площа його поперечного перерізу, $U'\left(x\right)=dU\left(x\right)/dx$.

Прирівнюючи (1) до (6), матимемо:

$$U'=P_0/\left(ES\right). \tag{7}$$

3) Кінець стрижня вільний від навантаження. Згідно з (7) $U'=0$.

4) На кінці стрижня присутня зосереджена маса m_0. Сила інерції, яка нею розвивається $\left(-m_0\ddot{u}_0\right)=m_0\omega^2U_0\cdot\sin\omega t$, $\ddot{u}_0=\dfrac{d^2u_0\left(t\right)}{dt^2}$ (u_0 й U_0 − величини, які відносяться до точки закріплення маси m_0), повинна дорівнювати поздовжній силі: $N_0ES\dfrac{\partial u}{\partial x}=ESU_0'\cdot\sin\omega t$. Отже,

$$m_0\omega^2U_0/\left(ES\right)=U_0'. \tag{8}$$

Розглянемо кілька типових для вантажопідйомних механізмів задач, коли ці механізми знаходяться під впливом гармонічного зовнішнього збудження.

А. Визначимо амплітуду коливань стрижня/канату, до якого прикладена сила $P\left(t\right)=P_0\cdot\sin\omega t$ (у перерізі $x=0$), а на іншому кінці стрижня присутня зосереджена маса m_0 (у перерізі $x=l$).

Отже, маємо: $U'=P_0/\left(ES\right)$ при $x=0$ й $m_0\omega^2U/\left(ES\right)=U_0'$ при $x=l$.

Зі вказаних граничних умов отримаємо для цього випадку коефіцієнти просторової форми коливань (5):

$$A=\frac{cP_0}{ES\omega};\ D=\frac{cP_0}{ES\omega}\cdot\left\{\frac{\frac{1}{c}\cdot\cos\left(\frac{\omega l}{c}\right)-\frac{m_0\omega}{ES}\cdot\sin\left(\frac{\omega l}{c}\right)}{\frac{1}{c}\cdot\sin\left(\frac{\omega l}{c}\right)+\frac{m_0\omega}{ES}\cdot\cos\left(\frac{\omega l}{c}\right)}\right\}. \tag{9}$$

Отже, амплітуда коливань кінця стрижня $\left(x=l\right)$ має вид:

$$U(l)=\frac{P_0c}{ES\omega}\cdot\left\{\frac{1}{\sin\left(\frac{\omega l}{c}\right)+\frac{m_0\omega c}{ES}\cdot\cos\left(\frac{\omega l}{c}\right)}\right\}. \tag{10}$$

Якщо частота вимушеної сили, прикладеної до канату у перерізі $(x=0)$, відповідає розв'язку трансцендентного рівняння:

$$tg\left(\frac{\omega l}{c}\right)=-\frac{m_0\omega c}{ES}, \tag{11}$$

тоді у канаті $U(l)\to\infty$, тобто виникає резонанс. (Це відповідає ситуації резонансного поздовжнього розгойдування вантажу, маси m_0, коли у верхній точці канату $(x=0)$ існує збуджуюча гармонічна сила (тобто, по суті, у точці підвісу канату до його приводного механізму з барабаном є гармонічні коливання)). Зрозуміло, що рівняння (11) має безліч розв'язків ω_n, $n=1,2,3\ldots$.

В. Визначимо амплітуду коливань кінця стрижня/каната, до якого у перерізі $(x=l)$ прикладена гармонічна сила $P(t)=P_0\cdot\sin\omega t$, а інший його кінець $(x=0)$ закріплений (нерухомий).

Тоді маємо наступні граничні умови: $U=0$ при $x=0$; $U'=\frac{P_0}{ES}$ при $x=l$. Для коефіцієнтів просторової форми коливань каната $U(x)$ (5) маємо:

$$A=(P_0c)\Big/\left(ES\omega\cdot\cos\left(\frac{\omega l}{c}\right)\right);\ D=0. \tag{12}$$

Відповідно, амплітуда коливань кінця стрижня/каната:

$$U(l)=P_0c\cdot tg\left(\frac{\omega l}{c}\right)\Big/(ES\omega). \tag{13}$$

При умові:

$$\frac{\omega l}{c}=(2n-1)\cdot\frac{\pi}{2},\ n=1,2,3,\ldots, \tag{14}$$

амплітуда $U(l)\to\infty$, що відповідає резонансу, а $\omega_1=\frac{\pi}{2}\cdot\frac{c}{l}$ дорівнює найнижчій власній частоті.

При умові:

$$\frac{\tilde{\omega}l}{c}=m\pi,\ m=1,2,3,\ldots, \tag{15}$$

кінцевий переріз $(x=l)$ нерухомий, тобто виникає т.з. антирезонанс. Його найнижча власна частота $\tilde{\omega}_1=\frac{\pi c}{l}$.

В таблиці 1 наведені найнижчі власні частоти резонансних $\left(\omega_1 = \dfrac{\pi c}{2l}\right)$ й антирезонансних власних коливань канату/стрижня для різних довжин (l). У якості матеріалу канатів обрана сталь ($c = 5\cdot 10^3$ м/с).

Таблиця 1.

Залежність ω_1 й $\tilde{\omega}_1$ частот від довжини канату l, $c = 5\cdot 10^3$ м/с.

l,м	"Резонанс", $\omega_1 = \dfrac{\pi c}{2l}$,с$^{-1}$	"Антирезонанс", $\tilde{\omega}_1 = \dfrac{\pi c}{l}$,с$^{-1}$
10	785,4	1570,8
20	392,7	785,4
30	261,8	523,6
50	157,1	314,2
100	78,5	157,0
200	39,3	78,6
500	15,7	31,4
1000	7,9	15,4

С.Визначимо амплітуду коливань кінця стрижня, до якого прикладена сила $P = P_0\cdot\sin\omega t$, й на цьому кінці $(x = l)$ також знаходиться зосереджена маса m_0 (вантаж), а інший кінець $(x = 0)$ закріплений (нерухомий).

В цьому випадку граничні умови:

$$U = 0 \text{ при } x = 0;\ U' = \left(P_0 + m_0\omega^2 U\right)\big/\left(ES\right) \text{ при } x = l. \qquad (16)$$

Друга гранична умова виражає, по суті, рівність поздовжньої сили на правому кінці стрижня/канату сумі вимушеної гармонічної сили й сили інерції кінцевої маси.

Виходячи з (16) для просторової форми коливань канату (5) маємо:

$$A = \frac{P_0}{\left[\dfrac{ES\omega}{c}\cdot\cos\left(\omega l/c\right) - m_0\omega^2\cdot\sin\left(\omega l/c\right)\right]},\ D = 0. \qquad (17)$$

Амплітуда коливань кінця стрижня/канату $(x = l)$:

$$U(l) = P_0\cdot\frac{\sin\left(\omega l/c\right)}{\left[\dfrac{ES}{c}\omega\cdot\cos\left(\dfrac{\omega l}{c}\right) - m_0\omega^2\cdot\sin\left(\dfrac{\omega l}{c}\right)\right]}. \qquad (18)$$

Резонанс у цьому випадку, який призводить до $U(l)\to\infty$, виникає при умові:

$$tg\left(\frac{\omega l}{c}\right) = \frac{ES}{cm_0\omega}. \qquad (19)$$

2. Поздовжні коливання канатів (гнучких стрижнів) при довільному розподілі навантаження по довжині й залежності від часу.

Нехай зовнішнє навантаження довільним чином розподілене по довжині і є будь-якою функцією часу t : $q = q(x,t)$. Зокрема, навантаження може змінюватись у часі за законом, загальним для всіх точок (канату):

$$q = q_0(x) \cdot H(t). \tag{20}$$

Враховуючи елементарне зовнішнє навантаження qdx при складанні диференціального рівняння хвильового типу для каната, матимемо при $ES = const$ [8]:

$$ES \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \rho S \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = q(x,t). \tag{21}$$

Далі навантаження $q(x,t)$ та переміщення $u(x,t)$ можна подати у вигляді рядів за власними функціями відповідної задачі про вільні коливання:

$$q(x,t) = X_1(x) \cdot S_1(t) + X_2(x) \cdot S_2(t) + \dots; \tag{22}$$

$$u(x,t) = X_1(x) \cdot T_1(t) + X_2(x) \cdot T_2(t) + \dots. \tag{23}$$

Для визначення функцій часу $S_i(t)$ помножимо обидві частини рівняння (22) на $X_i(x)$ й проінтегруємо результат вподовж всієї довжини стрижня/канату. При інтегруванні у правій частині зникнуть всі складові, крім i-ої (внаслідок ортогональності власних функцій), й для $S_i(t)$ матимемо формулу:

$$S_i(t) = \left[\int_0^l q(x,t) \cdot X_i(x) dx \right] \Big/ \left[\int_0^l X_i^2(x) dx \right]. \tag{24}$$

Якщо навантаження змінюється за законом (20), тоді

$$S_i(t) = H(t) \cdot \left[\int_0^l q_0(x) \cdot X_i(x) dx \right] \Big/ \left[\int_0^l X_i^2(x) dx \right], \tag{25}$$

тобто функції $S_i(t)$ для всіх номерів (i) відрізняються лише масштабом.

Якщо навантаження здійснюється зосередженими силами $P_a(t), P_b(t), \dots$ у перерізах з абсцисами $a, b, \dots$, тоді формула (24) приймає вигляд:

$$S_i(t) = \left[P_a(t) \cdot X_i(a) + P_b(t) \cdot X_i(b) + \dots \right] \Big/ \left[\int_0^l X_i^2(x) dx \right]. \tag{26}$$

Визначення функцій $T_i(t)$ засноване на тій обставині, що кожна складова у (22) викликає рух, який визначається відповідною складовою (23). Тому у рівняння (21) можна підставити:

$$q(x,t) = X_i(x) \cdot S_i(t);\ u(x,t) = X_i(x) \cdot T_i(t). \tag{27}$$

Тоді матимемо рівняння :

$$ES \cdot X_i'' \cdot T_i - \rho S \cdot X_i \cdot \ddot{T}_i = X_i \cdot S_i, \tag{28}$$

або після ділення на $\rho S \cdot X_i \cdot T_i$:

$$c^2 \cdot X_i''/X_i = \ddot{T}_i/T_i + S_i/(\rho S \cdot T_i). \tag{29}$$

Ліва частина отриманої рівності (29) постійна й дорівнює $-p_i^2$ [8], де p_i – i-та власна частота вільних коливань канату. Відповідно, тому ж значенню $(-p_i^2)$ дорівнює й права частина, отже:

$$\ddot{T}_i + p_i^2 \cdot T_i = -S_i/(\rho S). \tag{30}$$

Ця формула й вирішує задачу, оскільки дає можливість утворити суму (23), бо згідно розв’язку неоднорідного диференціального рівняння (30) маємо:

$$T_i(t) = -\frac{1}{\rho S \cdot p_i} \cdot \int_0^t S_i(\tau) \cdot \sin\left[p_i(t-\tau)\right] d\tau. \tag{31}$$

У найбільш загальному випадку для $S_i(t)$ з (24) можна для $T_i(t)$ згідно (31) записати:

$$T_i(t) = -\frac{\int_0^l \int_0^t q(x,\tau) X_i(x) \cdot \sin\left[p_i \cdot (t-\tau)\right] dx d\tau}{\rho S \cdot p_{i\cdot} \cdot \int_0^l X_i^2(x) dx}. \tag{32}$$

Якщо навантаження відповідає закону (20), тоді із врахуванням виразу (25) можна написати:

$$T_i(t) = -\frac{\int_0^l q_0(x) \cdot X_i(x) dx}{\rho S p_i \cdot \int_0^l X_i^2(x) dx} \cdot \int_0^t H(\tau) \cdot \sin\left[p_i(t-\tau)\right] d\tau. \tag{33}$$

Слід зазначити, що функції $X_i(x)$ визначаються граничними умовами конкретної задачі і є розв’язком хвильового рівняння з нульовою правою частиною (3). Стосовно виразу (26) слід вказати, що зовнішні зосереджені сили прикладені, як правило, до кінців канату, тобто до перерізів $x = 0$ й $x = l$. Тому для аналізу вимушених коливань канатів вантажопідйомниїх механізмів кранів маємо:

$$S_i(t) = \left[P_0(t) \cdot X_i(0) + P_l(t) \cdot X_i(l)\right] \Big/ \left[\int_0^l X_i^2(x) dx\right]. \tag{34}$$

Загальний розв’язок (21) подаємо у вигляді:

$$u(x,t) = \sum_{i=1}^{\infty} X_i(x) \cdot T_i(t). \tag{35}$$

Слід зазначити, що (35) визначає лише вимушені коливання стрижня/канату і не враховує його власні вільні коливання, які виникають навіть при відсутності зовнішніх впливів і визначаються виключно початковими умовами задачі, а також граничними.

Розраховувати оптимальні режими пуску/гальмування вантажопідйомного механізму крана слід таким чином, щоб задовольнявся наступний критерій якості руху даної дискретно-континуальної системи:

$$\left[\frac{1}{t_S}\int_0^{t_S}\left\{ES\cdot\frac{\partial u(x,t)}{\partial x}\right\}^2 dt\right]^{1/2}\rightarrow \min . \tag{36}$$

Фізичний зміст (36) полягає у наступному. Він дозволяє реалізувати такий оптимальний рух даної дискретно-континуальної системи “приводний механізм з барабаном-канат-вантаж”, за якого мінімізується середньоквадратичне зусилля, що діє у канаті протягом розгону/гальмування (тривалістю t_S) при підйомі/спуску вантажу.

Зрозуміло, що реалізація критерію (36) залежить від місця розташування конкретного перерізу каната, тобто від x $(0\le x\le l)$. Ця незручність зникає, коли усереднити вираз під знаком інтегралу по t у (36) ще й по x на всій довжині канату, тобто:

$$\left\{\frac{1}{l\cdot t_S}\int_0^{l}\int_0^{t_S}\left[ES\cdot\frac{\partial u(x,t)}{\partial x}\right]^2 dtdx\right\}^{1/2}\Rightarrow \min . \tag{37}$$

ВИСНОВКИ

1. Обгрунтована дискретно-континуальна модель для реалізації аналітичного підходу в аналізі вимушених коливань пружних елементів (канатів) вантажопідйомних механізмів кранів при довільному й гармонічному від часу t законах зміни зовнішніх сил.

2. Запропонований критерій якості руху канатів вантажопідйомного механізму крана, який при його реалізації дозволяє встановлювати такі режими руху пружних елементів, котрі мінімізують напруження у останніх.

3. Отримані у роботі результати можуть бути у подальшому використані для вдосконалення й уточнення існуючих інженерних методів розрахунку вантажопідйомних механізмів та їх елементів як на стадіях проектування/конструювання, так і у режимах реальної експлуатації.

Продовження розгляду цієї теми у третій частині в даному випуску.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Бидерман В.Л. Теория механических колебаний /В.Л. Бидерман. − М.: Высшая школа, 1980. − 408 с.

2. Ганиев Р.Ф. Колебания твердых тел /Р.Ф. Ганиев, В.О. Кононенко. − М.; Наука, 1976. − 432 с.

3. Гринев В.Б. Оптимизация стержней по спектру собственных значений /В.Б Гринев, А.П .Филиппов. − К.: Наукова думка, 1979. − 211 с.

4. Пановко Я.Г. Механика формируемого твердого тела /Я.Г. Пановко. − М.; Наука, 1985. − 287 с.

5. Светлицкий В.А. Механика стержней /В.А. Светлицкий. − М.: Высшая школа, 1987. − Т.1. − 320 с.; Т.2. − 304 с.

6. Тимошенко С.П. Колебания в инженерном деле /С.П. Тимошенко, В.Х. Янг, У. Уивер. − М.: Машиностроение, 1985. − 472 с.

7. Филиппов А.П. Колебания деформируемых систем /А.П.Филиппов. − М.; Машиностроение, 1970. − 732 с.

8. Пановко Я.Г. Основы прикладной теории колебаний и удара /Я.Г.Пановко. − Ленинград: Политехника, 1990. − 272 с.

9. Пановко Я.Г. Устойчивость и колебания упругих систем. Современные концепции, парадоксы и ошибки /Я.Г. Пановко, И.И. Губанова. − М.: Наука, 1987. − 352 с.

к.т.н., доцент **Човнюк Ю.В.**,
Национальный авиационный университет, г.Киев,
доцент **Чередниченко П.П**., к.т.н., доцент **Остапущенко О.П.**,
к.т.н., доцент **Васильева А.Ю.**,
Киевский Национальный университет строительства и архитектуры

ДИСКРЕТНО-КОНТИНУАЛЬНЫЕ МОДЕЛИ В АНАЛИЗЕ И ОПТИМИЗАЦИИ (МИНИМИЗАЦИИ) ДИНАМИЧЕСКИХ НАГРУЗОК В УПРУГИХ ЭЛЕМЕНТАХ/КАНАТАХ ГРУЗОПОДЪЕМНЫХ МАШИН, ИСПОЛЬЗУЕМЫХ В ГРАДОСТРОЕНИИ И ТРАНСПОРТНЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ (Часть II)

Проведен анализ динамических нагрузок в упругих элементах (канатах) грузоподъемных машин и кранов, которые используются в градостроении, современных транспортных технологиях, погрузочно-разгрузочных операциях. Рассмотрены дискретные, континуальные и дискретно-континуальные модели грузоподъемных механизмов кранов. В указанных моделях упругие элементы (канаты) сначала учтены как элементы, которые имеют упругие свойства системы с сосредоточенными параметрами. Поэтому канат в грузоподъемном механизме учтен как пружина определенной жесткости. Однако такой подход не является корректным для канатов значительной длины (более 10 метров), у которых могут возникать при подъеме/спуске грузов волновые процессы, которые могут значительно увеличить динамические нагрузки (в частности, коэффици-

ент динамичности) − это так называемая модель каната как системы с распределенными параметрами. По мнению авторов данной работы, наиболее корректным является подход, который учитывает дискретные свойства собственно каната (длиной более 10 метров), то есть анализ динамических нагрузок осуществляется в пределах дискретно-континуальной модели.

Работа состоит из нескольких частей, в каждой из которых всесторонне и детально проанализированы динамические нагрузки в канатах в пределах каждой из указанных выше моделей для режимов пуска/торможения грузоподъемных механизмов кранов, а также рассчитаны параметры рабочих процессов , при которых указанные выше нагрузки становятся оптимальными по величине (то есть принимают минимальные значения при разных способах подъема груза: а)“с земли” (“с основы”), б)“с веса”, как, кстати, и коэффициент динамичности.

Ключевые слова: дискретно-континуальное моделирование; анализ; динамическая оптимизация; нагрузка; упругие элементы/канаты; грузоподъемные механизмы; краны; градостроительство; транспортные технологии.

Ph.D., Professor ISA **Chovnyuk Yuriy**,
National Aviation University, Kyiv,
Associate Professor **Cherednichenko Petro**,
Ph.D.,Associate Professor **Ostapushchenko Olga**,
Ph.D., Associate Professor **Vasileva Hanna**,
Kyiv National University of Construction and Architecture, Ukraine

DISCRETE-TO-CONTINUUM MODELS IN ANALYSIS AND OPTIMIZATION (MINIMIZATION) OF DYNAMIC LOADS IN ELASTIC ELEMENTS/CARRIER CABLES OF HOISTING MACHINERY USED IN URBAN PLANNING AND TRANSPORT TECHNOLIGIES (Part II)

The analysis dynamic loads in elastic elements (ropes) of hoisting machines and cranes used in urban planning, loading and unloading operations and transport technologies was carried out. Discrete, continuous and discrete-continuous models of crane lifting mechanisms considered. In these models the elastic elements (ropes) are initially considered as elements that have elastic properties of the system with concentrated parameters. Therefore the rope in the lifting mechanism is taken into account as a certain rigidity spring. However, this approach is not correct for quite long ropes (more than 10 meters), in which wave processes can occur during lifting/lowering of loads. These processes can significally increase the dynamic loads − the so-called rope model as a system with distributed parameters. According to the authors of this work, the most correct approach is one that takes into account the discrete properties of the

rope (more than 10 meters) itself. That is, the analysis of dynamic loads is carried out within a discrete-continuous model.

The work consists of several parts, in each of which the dynamic loads in the ropes within each of above starting/braking of the crane lifting mechanisms models are comprehensively and in detail considered. Also parameters of work processes at which the above loads become optimal in magnitude calculated (that is, take the minimum values for different ways of lifting cargo: a)“from the base” (“from the ground”), b)“from the weith”, as, incidentally, the coefficient of dynamism.

Key words: discrete-continuous modeling; analysis; dynamic optimization; load; elastic elements (ropes); hoisting mechanisms; cranes; urban planning; transport technologies.

REFERENSES

1. Byderman V.L. Teoryia mekhanycheskykh kolebanyi /V.L. Byderman. − M.: Vыsshaia shkola, 1980. − 408 s. {in Russian}

2. Hanyev R.F. Kolebanyia tverdыkh tel /R.F. Hanyev, V.O. Kononenko. − M.; Nauka, 1976. − 432 s. {in Russian}

3. Hrynev V.B. Optymyzatsyia sterzhnei po spektru sobstvennыkh znachenyi /V.B Hrynev, A.P .Fylyppov. − K.: Naukova dumka, 1979. − 211 s. {in Russian}

4. Panovko Ya.H. Mekhanyka formyruemoho tverdoho tela /Ia.H. Panovko. − M.; Nauka, 1985. − 287 s. {in Russian}

5. Svetlytskyi V.A. Mekhanyka sterzhnei /V.A. Svetlytskyi. − M.: Vыsshaia shkola, 1987. − T.1. − 320 s.; T.2. − 304 s. {in Russian}

6. Tymoshenko S.P. Kolebanyia v ynzhenernom dele /S.P. Tymoshenko, V.Kh. Yanh, U. Uyver. − M.: Mashynostroenye, 1985. − 472 s. {in Russian}

7. Fylyppov A.P. Kolebanyia deformyruemыkh system /A.P.Fylyppov. − M.; Mashynostroenye, 1970. − 732 s. {in Russian}

8. Panovko Ya.H. Osnovы prykladnoi teoryy kolebanyi y udara /Ia.H.Panovko. − Lenynhrad: Polytekhnyka, 1990. − 272 s. {in Russian}

9. Panovko Ya.H. Ustoichyvost y kolebanyia upruhykh system. Sovremennыe kontseptsyy, paradoksы y oshybky /Ia.H. Panovko, Y.Y. Hubanova. − M.: Nauka, 1987. − 352 s. {in Russian}