

чет вибрационных бункерных питателей с гиперболическим решатчатым торсионом // Автоматизация производственных процессов в машиностроении и приборостроении. – 1972. – Вип. 12. – С. 115–122. 3. Рабинович А.Н., Яхимович В.А., Боечко Б.Ю. Автоматические загрузочные устройства вибрационного типа. – К.: Техника, 1965. 4. Медвидь М. В. Динамика вибрационных загрузочных устройств с винтовыми лотками // Научные записки Львов. политехн. ин-та. Вып. 77: Автоматизация в машиностроении. – 1961. – № 3. 5. Шпак Я.В., Ланець О.С. Розрахунок, рекомендації щодо вибору конструктивних параметрів та перевірка роботоздатності комбінованої пружної системи вібраційної притиральної машини // Всеукр. наук.-техн. журн.: Вибрації в техніці та технологіях. – Вінниця, 2005. – № 1. – С. 63–72. 6. Гаврильченко О.В., Ланець О.С., Шпак Я.В. Методика розрахунку комбінованої вертикальної пружної системи резонансної вібраційної притиральної машини з куттовими коливаннями притиру // Машинознавство. – 2004. – № 2(80). – С. 36–41.

УДК 662.276.52.532.529

В.Б. МАЛЄЄВ, В.В. ЖУРБА, А.В. МАЛЄЄВ
Донецький національний технічний університет

ДИНАМІКА ПІДЙОМНОЇ ТРУБИ ГЛИБОКОВОДНОГО ЕРЛІФТА

© Малєєв В.Б., Журба В.В., Малєєв А.В., 2006

Розглянуто деякі підходи до математичного описання коливань ставу ерліфтної установки, що призначена до відкачування води із затоплених шахт, а також до видобування корисних копалин з dna глибоких водойм.

Some approaches to mathematical description of vibration of (pipe) air-lift unit column used for pumping water out from inundated mines, and for deep water mining are discussed.

Постановка проблеми. Наявність у підйомній трубі рухомої пульпи, густина якої за промислового видобування корисних копалин із dna природних водойм може стати сумірною з густиною матеріала самої труби (або навіть вищою за неї), значно впливає на частотний спектр коливань. Постійне надходження енергії від нагнітального пристрою (компресора) через змішувач обумовлює неконсервативність механічної системи “підйомна труба – пульпа”. Перший наслідок неконсервативності – можливість втрати стійкості навіть такої природної форми рівноваги, як пряма. Це особливо важливо для ерліфтних установок, що функціонують у стволах вугільних шахт, які виводять із експлуатації методом «мокрої» консервації. У підйомний став таких установок зазвичай переобладнують існуючі насосні водовідливні конструкції.

Аналіз досліджень і публікацій. У роботі (1) отримано критичну швидкість потоку рідини $V_{кр}$, за якої втрачається стійкість прямолінійної форми рівноваги однорідної труби, шарнірно закріпленої на кінцях

$$V_{кр} = \frac{\pi}{l} \sqrt{\frac{EJ_y}{\rho_{жс} F_{жс}}}. \quad (1)$$

Тут $\rho_{жс}$ – густина пульпи, кг/м^3 ; $F_{жс}$ – площа поперечного перерізу, зайнятого пульпою, м^2 ; l – довжина труби, м ; EJ_y – згинна жорсткість труби, Нм^2 .

За інших крайових умов, зокрема за умови затисненого верхнього і вільного нижнього кінців, початкова статична прямолінійна форма рівноваги – єдина (за відсутності зовнішніх навантажень).

З'ясувати поперечні рухи навколо цього положення значно складніше, ніж за формулою (1). Розв'язати це завдання можна за допомогою:

$$\beta = V \sqrt{\frac{m_{жс} l^2}{EJ}} \quad \text{і} \quad \chi = \sqrt{\frac{m_{жс}}{m_m + m_{жс}}}, \quad (2)$$

де $m_{жс}$, m_m – погонна (розподілена) густина пульпи та труби відповідно, кг/м;

В означеннях формули (1) формулу (2) можна подати у вигляді

$$\beta_{кр} = V_{кр} \sqrt{\frac{m_{жс} l^2}{EJ}} = \pi \approx 3,14 \quad (3)$$

незалежно від явного значення параметра χ (він, звичайно, міститься неявно у складі β).

Постановка проблеми. Мета дослідження – визначити частоти головних коливань трубопровода за сталого руху пульпи, динамічних зусиль у підйомній трубі, а також публічна апробація декількох підходів до побудови математичної моделі аналізу амплітудно-частотних параметрів ерліфтного става як основи їхнього комп'ютерного обчислення.

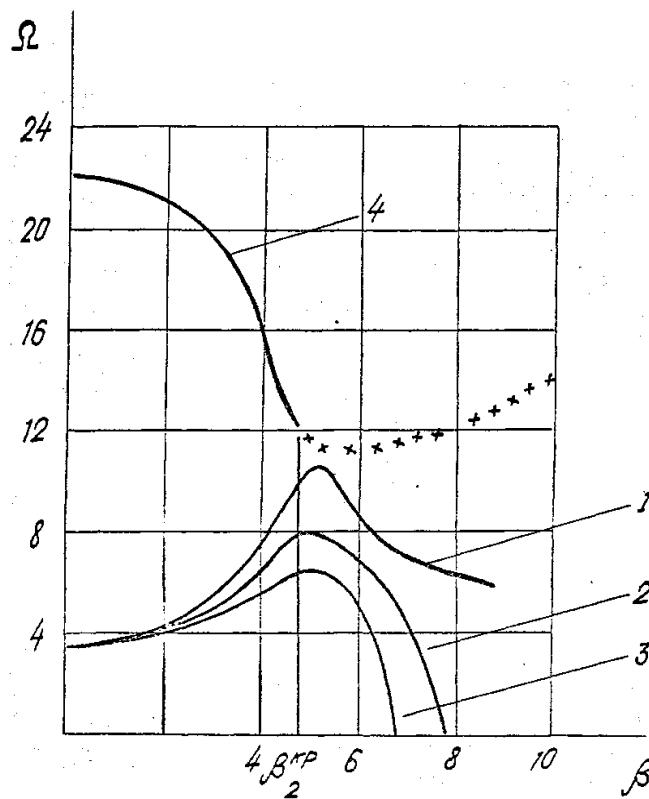


Рис. 1. Залежності безрозмірної колової частоти поперечних коливань Ω від безрозмірного параметра β :

1, 2, 3 – нижня частота Ω_1 за $\chi = 0,1; 0,2; 0,3$ відповідно;
4 – верхня частота Ω_2 , при $\chi = 0,1$

Виклад основного матеріалу. У схемі із вільним нижнім кінцем поведінку безрозмірної колової частоти поперечних коливань Ω (ω – “розмірна” циклічна частота у загальноприйнятому сенсі)

$$\Omega = \omega \sqrt{\frac{(m_m + m_{жс}) l}{EJ}},$$

отриманої розв'язанням диференційного рівняння із сталими коефіцієнтами (рис. 1) – наведено дві нижні частоти.

Збільшення Ω_1 (нижній тон) із зростанням швидкості пульпи β й подальше зменшення її до нуля не супроводжуються необмеженим заростанням відхилень, тобто 1-ша форма вільних коливань динамічно стійка. На цій частоті збурювальна дія потоку компенсується ним же самим за рахунок демпфувальної дії коріолісових сил, які виникають завдяки ротації елемента труби і відповідного елемента пульпи.

Відмінності спостерігаємо, починаючи з 2-ї та вищих гармонік. Так, Ω_2 зменшується, до того ж із прискоренням, із зростанням швидкості потоку β . Більш того, для кожного значення відносної густини χ існує своє критичне значення $\beta_{кр}$, перевищення якого супроводжується необмеженим зростанням відхилень (зовнішні сили опору знехтувано), тобто неконсервативна система втрачає стійкість. Числові значення критичної швидкості залежно від значень χ , наведені у табл. 1, дають змогу, наприклад, порівняно з формулою (3), зробити висновок, що затиснення зверху ерліфтного трубопроводу, який вільно звисає, у режимі вільних поперечних коливань дозволяє критичну швидкість, вищу не менш ніж на 30 %, ніж у шарнірно закріпленій обома кінцями трубі.

Таблиця 1

Критичні швидкості залежно від розподіленої густини пульпи

χ	0,1	0,2	0,3
$\beta_{кр}$	4,31	4,47	4,58
$\Omega_1^{кр}$	8,26	6,74	6,19
$\Omega_2^{кр}$	13,90	13,55	14,06

Подальше уточнення постановки задачі має щонайменше два практично важливі напрямки. По-перше, довгий ерліфт має ступінчатий перемінний переріз, густина пульпи, приблизно стала від вхідного (всмоктувального) перерізу до змішувача, стрімко зменшується під час підйому за рахунок аерації і різкого зростання швидкості. По-друге, в реальних умовах вихідна (попередня) форма може бути помітно деформована зовнішнім середовищем, що може привести не тільки до кількісних, але й до якісних відмінностей від сказаного вище, наприклад, до виникнення критичних значень швидкості $\beta_{кр}$ у 1-й формі коливань.

Диференційне рівняння вільних поперечних коливань прямого трубопроводу з рідиною, яка тече, має вигляд

$$EJ \frac{\partial^4 y}{\partial x^4} = - \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} (m_m + m_{жс}) - 2 \frac{\partial^2 y}{\partial x \partial t} V m_{жс} - \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} V^2 m_{жс},$$

де m_t , $m_{ж}$, J , V потрібно вважати заданими функціями щонайменше координати x (за сталого руху пульпи).

Перехід до безрозмірних величин [2]

$$U = \frac{y}{l}; \quad \xi = \frac{x}{l}; \quad \tau = At; \quad A = \left(\frac{EJ_0}{m_{m0} + m_{жс0}} \right)^{1/2}. \quad (4)$$

Незмінними еталонними величинами в останній формулі послідовності (4) можна обрати момент інерції $J_o = J_{ex}$ і погонні густини $m_{то} = m_{тех}$, $m_{жс} = m_{жвх}$ у вхідному перерізі підйомної труби. Прийнятні також значення цих величин на рівні змішувача (з боку подавальної труби).

Беручи до уваги оператори, які впливають із (4)

$$\frac{d}{dx} = \frac{1}{l} \frac{d}{d\xi}, \quad \frac{d}{dt} = A \frac{d}{d\tau},$$

отримаємо диференціальне рівняння із змінними коефіцієнтами у безрозмірному вигляді

$$\frac{\partial^4 U}{\partial \xi^4} + a_1(U) \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + 2a_2(U) \frac{\partial^2 U}{\partial \xi \partial \tau} V m_{жс} + a_3(U) \frac{\partial^2 U}{\partial \xi^2} = 0,$$

де
$$a_1(U) = \sqrt{\frac{m_m + m_{жс}}{EJ}} A; \quad a_2(U) = \frac{V}{l} \frac{m_{жс} l^4}{EJ} A; \quad a_3(U) = \frac{V^2}{l^2} \frac{m_{жс} l^4}{EJ} A.$$

Числове інтегрування на інтервалі $0 \leq \xi \leq 1.0$ за коефіцієнтів, незалежних від часу τ (усталений рух пульпи), визначає форми і частоти головних коливань. Особливої уваги потребують дійсні частини комплексних коренів фундаментальної матриці розв'язку: зміна знаку цієї частини будь-якого кореня з від'ємного на додатний відповідає критичній швидкості течії газорідної суміші в ерліфті.

Підйомна труба ерліфта як неконсервативна механічна система з розподіленими параметрами зазнає збурювальних впливів у широкому спектрі. Найістотніші з них – це кінематичне збурення точки підвішування за рахунок переміщень судна-носія, підводні течії та хвилі, коливання швидкості і тиску пульпи за висотою трубопровода і в часі. Накладання всіх цих видів збурень спричиняє складну картину напружень у перерізах трубопровода. Задачу можна частково спростити, прийнявши лінійну модель з притаманним їй принципом суперпозиції рішень, тобто можливості накладання зусиль і напружень, обумовлених незалежно діючими факторами.

Розглядаються змушені коливання протяжного вертикального трубопровода, що з'єднує фіксовану точку на дні водойми і місце скидання пульпи на судні-носії (шаровий шарнір). Розбиванням труби на елементи однакової довжини і заміною його невагомою ниткою з “бусинами” можна описати поперечні коливання матричним рівнянням

$$\{M\} \ddot{U} + \{B\} \dot{U} + \{C\} U = \{F\}, \tag{6}$$

де коефіцієнтами при \ddot{U} , \dot{U} , U є відповідно матриці маси, сил опору і жорсткості, а праворуч від знака рівності стоїть вектор зовнішньої збурювальної сили. Елементами матриці $\{M\}$ є маси “млинців”, вирізаних двома поперечними перетинами і приведені до вузлів. Матриця згинних жорсткостей має компоненти, пропорційні EJ/l^3 .

Матриця лінійних сил опору пропорційна матриці геометричних жорсткостей G , чії елементи, своєю чергою, пропорційні максимальному осьовому натягу і обернено пропорційні довжині

$$\{B\} = \mu_0 \{G\}.$$

Тут $\mu_0 = \text{const}$, котру можна визначати у напівемпіричний спосіб:

$$\mu_0 = \frac{0,04}{P_1},$$

де P_1 – нижня циклічна частота власних коливань трубопровода.

Для формування збурювальної сили вводять швидкість частинки води, що омиває трубу, залежно від глибини і часу

$$V(\xi, t) = V_0(\xi) + W(\xi, t)$$

де $V_0(\xi)$ – еюра розподілу швидкості течії за висотою (глибиною); $W(\xi, t)$ – швидкість хвиль на тій самій глибині.

Очевидно, можна прийняти:

$$W(\xi, t) = W_0(z) \sin p \cdot t$$

Тоді отримаємо розподілену на одиницю довжини трубопроводу силу гідродинамічного тиску.

Зосередивши усі перелічені вище елементи у вузлах обраної моделі, числовим інтегруванням диференційного рівняння (6) отримаємо згинні напруження в означених перерізах (прийняті безрозмірні координати $\tilde{z} = z/l$).

У табл. 2 наведено деякі характеристики розподілу згинних напружень у трубі ерліфта за висотою \tilde{z} .

Відносне поздовжнє зусилля N_0 у верхньому перерізі вважали таким, що дорівнює $N_0/mg = 1,1$, тобто порядку 10 % від власної ваги ерліфтного става. Еталонною вважають хвилю заввишки 5 м (між верхнім і нижнім піками) з періодом 5 с. Розрахунки свідчать, що найбільші при коливаннях згинні напруження локалізуються в перерізах, рівноудалених від закріплених кінців на відстані, що становить 11–13 % довжини всього ерліфта. Крім того, чутливість напружень σ_U значно більша до змін поздовжнього натягу, аніж до змін періоду хвилі (тобто її довжини).

Таблиця 2

Розподіл згинних напружень вздовж труби

Відносна координата $\tilde{z} = Z/L$	Відносне напруження згину	
	$\tau/\tau_0 = 1$	$\tau/\tau_0 = 4$
0,0	0,00	0,00
0,2	0,66	0,91
0,4	0,45	0,49
0,6	0,51	0,57
0,8	0,73	0,58
1,0	0,00	0,00

Сьогодні у дослідженнях динаміки трубопровода глибоководного ерліфта переважає розрахункова модель у вигляді асиметричної нитки круглого поперечного перерізу. Разом з тим реальні і проєктовані ерліфтні установки містять як локальні, так і розподілені на великій довжині елементи (змішувачі, воздухопровід, силовий кабель та ін.), що не поліпшує гідродинамічну картину обтікання. Їхній вплив на форми коливань, частоти, розподіл напружень, просторову орієнтацію різних ділянок як самого трубопровода, так і його “збурювачів” не можна залишити поза увагою.

На елемент стрижня некруглого перерізу діють з боку потоку рідини головний вектор і головний момент сил тиску. Якщо виключити із розгляду подовжню (осьову) складову головного вектора $\bar{R} \cdot \bar{l}$ (l_1 – орт дотичної до осьової лінії, що з’єднує центри ваги перетинів), то перпендикулярна їй складова ($R_2 \bar{l}_2 + R_3 \bar{l}_3$) у разі неколінеарності проєкцій на поперечний переріз Π \bar{V}_c – швидкості центра ваги перерізу і \bar{V}_∞ – швидкості потоку, що набігає, розкладається на силу лобового опору \bar{R}_l і піднімальну силу (рис. 2). Оскільки результати експериментів (теорія розмірностей також) доводять, що гідродинамічні сили пропорційні швидкості потоку до одиниці довжини трубного става, тобто розмірності Нм^{-1} , мають виглядати як

$$|\bar{R}_l| = C_l(\alpha_a) R_{lo}(V_{pr}^2); \quad |\bar{R}_n| = C_n(\alpha_a) R_{no}(V_{pr}^2),$$

де C_n ; C_n – коефіцієнти, що визначають експериментально; α_a – кут атаки; $R_{ло}$; $R_{но}$ – для круглого стрижня обчислюють за формулою:

$$R_{ло} = R_{но} = 0,5\rho_{ж}DV_{\pi r}^2,$$

де D – діаметр стрижня; $V_{\pi r}^2$ – нормальна складова відносної швидкості.

Послугуючись відомими теоремами тригонометрії, можна отримати (рис. 2) формули для обчислення кута атаки відносної швидкості \bar{V}_r і кута атаки α_a , якщо домовитися для узагальнення повертати проти руху годинникової стрілки – якщо дивитися на неї – швидкість потоку, що набігає, \bar{V}_∞ на кут атаки α_a до суміщення із швидкістю \bar{V}_r і на кут β до суміщення із напрямком, протилежним \bar{V}_c .

$$V_r = \sqrt{V_c^2 + V_\infty^2 + 2V_cV_\infty \cos \beta};$$

$$\frac{V_r}{\sin \beta} = \frac{V_c}{\sin \alpha_a} = \frac{V_\infty}{\sin(\beta - \alpha_a)};$$

звідки

$$\alpha_a = \beta - \arcsin\left(\frac{V_\infty}{V_r} \sin \beta\right).$$

Нормальна складова відносної швидкості дорівнює

$$V_{\pi r} = V_r \sin(\beta - \alpha_a) = V_\infty \sin \beta.$$

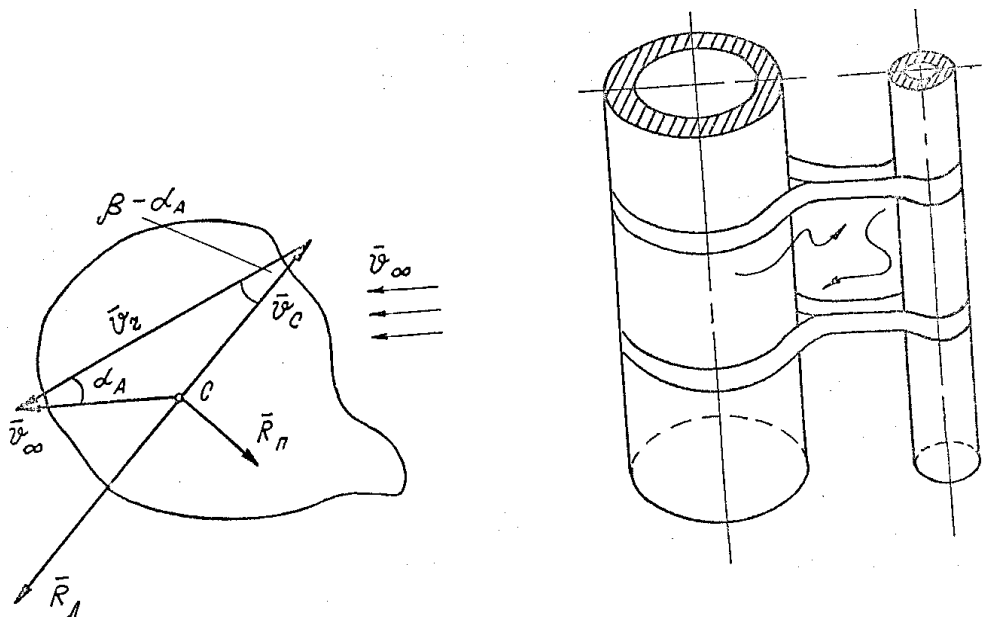


Рис. 2. Схема силової дії зовнішнього потоку рідини на елемент става глибоководного ерліфта

За несиметричної картини обтікання профілю обов'язково з'являється головний момент гідродинамічних сил відносно осі, який дорівнює сумі моментів елементарних сил тиску на контур перерізу

$$M_c = \int m_c(\bar{q}dS),$$

де dS – елементарний відрізок контура.

Розподіл сил тиску за контуром перерізу істотно залежить від режиму обтікання, що характеризується числом Рейнольдса

$$\text{Re} = \frac{V_{\infty} D_{\text{екв}}}{\nu},$$

де V – кінематична в'язкість рідини.

За переміщені стрижня відносно рідкого середовища в останній формулі треба замінити V_{∞} на $V_{кр}$. Збільшення \bar{V}_r за певних значень $\text{Re} = \text{Re}_{кр1}$ (для ідеально круглого циліндра $\text{Re}_{кр1} \approx 150$) породжує вихреву доріжку Кармана, а при $\text{Re} > 300 = \text{Re}_{кр2}$ призводить до пульсаційного зриву цих вихрів. З'являються періодичні сила \bar{F}_k і момент M_k , які збурюють комбіновані поперечно-крутильні коливання стрижня.

У разі ідеально круглого профіля труби $M_k = 0$, а \bar{F}_k збігається із \bar{R}_n . Якщо ж профіль погано обтікається, то $M_k \neq 0$, що спричиняє осьове закручування ерліфтного става. До того ж, \bar{F}_k не обов'язково збігається з напрямком \bar{R}_n , так що повороти перетину відносно напрямку V_{∞} (і одночасно відносно $\bar{V}_{rД}$) призведуть до неупорядкованого зриву вихрів, який не підлягає суворому математичному опису пульсації сили і моменту Кармана.

У цьому випадку розвинуті пружні крутильні коливання відносно орта l_1 вносять додаткові збурення в структуру обтікання, спонукаючи віддати перевагу стохастичному (імовірнісному) підходу перед детерміністським. Вважаючи у виразах

$$F_k = C_k R_{ко} (V_{nr}^2); M_k = C_k^M M_{ко} (V_{nr}^2)$$

гідродинамічні коефіцієнти сил опору випадковими функціями кута повороту φ_1 перерізу ерліфта навколо орта l_1 натурального базису $\{\bar{l}_1, \bar{l}_2, \bar{l}_3\}$, розкладаємо їх у вигляді узагальненого інтеграла Фур'є:

$$C_k^i(\varphi_1) = C_0^i + \int_{-\infty}^{+\infty} C_k^i(\omega) \mathcal{M}^{i\omega\varphi_1} d\omega, \quad i = (0, M),$$

де ω – дійсна частота. Можна отримати спектральну густину цих коефіцієнтів $S(\omega)$ у складі співвідношення

$$\langle C_k^{i*}(\omega) C_k^i(\omega) \rangle = S^i(\omega) \delta(\omega - \omega^1),$$

де кутові дужки позначають операцію імовірнісного осереднення (математичне сподівання) і δ – дельта-функція Дірака.

Оскільки кут φ^1 – функція часу t , то гідродинамічні коефіцієнти можна подати і так:

$$C_k = C_{ко} + \tilde{C}_k(t) \quad \text{і} \quad C_k^M = C_{ко}^M + \tilde{C}_k^M(t),$$

де $\tilde{C}_k, \tilde{C}_k^M$ – середній випадковий розкид, обумовлений причинами, означеними вище. Останні обмежені за модулем; оцінюють верхню межу теоретико-експериментальним аналізом орієнтації конкретного профілю відносно напрямку \bar{V}_{∞} (або \bar{V}_r). Підстановка в лінійне (матричне) диференціальне рівняння руху става.

$$\{M\} \ddot{q} + \{B\} \dot{q} + \{C\} q = \frac{1}{2} \{C_k\} \rho V d_{\text{екв}} \cos \omega t,$$

де q – векторна узагальнена координата, компонентами якої поперечне зміщення x і кутове – φ_1 , за якою можна розкласти останнє на два (векторні). Дослідження того з них, яке описує залежність

випадкових відхилень, що накладаються на детермінований усереднений процес, дає можливість оцінити кількісно максимально можливі амплітуди коливань, обумовлені випадковим, обмеженим зверху, розкидом гідродинамічних коефіцієнтів сил опору.

Висновки. За усталеного руху пульпи розв'язання диференційного рівняння із змінними коефіцієнтами визначає форми (моди) і частоти головних коливань підйомного трубопровода. Зміна знака дійсної частини комплексного кореня фундаментальної матриці розв'язку з від'ємного на додатний відповідає критичній швидкості течії газорідинної суміші в ерліфті.

Подальші дослідження планується зосередити на визначенні розподілу складного напружено-деформованого динамічного стану ерліфтного ставу за різних значень гідродинамічних коефіцієнтів сил опору.

1. Феодосьев В.И. Избранные задачи и вопросы по сопротивлению материалов. – М.: Наука, 1973. – 400 с. 2. Меркин Д.Р. Введение в механику гибкой нити. – М.: Наука, 1980. – 240 с. 3. Spanos P-T.D., Chen T.W. Vibration of marine riser systems // Trans. ASME. J. Energy Resour. – Technol, 1980. – № 4. – С. 203–213.

УДК 681.325

С.І. МЕЛЬНИЧУК, М.І. КОЗЛЕНКО

Івано-Франківський інститут менеджменту та економіки
“Галицька академія”

ДОСЛІДЖЕННЯ ВПЛИВУ ШУМІВ КАНАЛУ ПРИ ПЕРЕДАВАННІ ДАНИХ СПОСОБОМ ЗМІНИ ЕНТРОПІЇ РОЗПОДІЛУ ЙМОВІРНОСТЕЙ СТАНІВ

© Мельничук С.І., Козленко М.І., 2006

*Проаналізовано вплив шуму каналу на інформаційні сигнали
в системах передачі інформації, що реалізуються на основі використання
широкопasmових сигналів зі змінною ентропією розподілу ймовірностей станів.*

*Influence of noise of channel is analysed on informative signals in the systems of information transfer,
that will be realized on the basis of the use of spread spectrum signals with variable entropy of
probability distribution of being*

Для реалізації розподілених автоматизованих систем контролю та керування важливим компонентом, який впливає на надійність, заводо захищеність та ефективність їхнього функціонування, є канали обміну даними. На виробництві автоматизовані системи керування традиційно ґрунтуються на використанні провідникових інформаційних каналів, для збільшення ефективності яких застосовують різноманітні методи ущільнення та розділення потоків даних. Системи автоматизованого контролю характеризуються розподіленістю джерел інформації, що зумовлює використання, крім традиційних, оптичних каналів, радіоканалів тощо.

Одним з перспективних способів реалізації інформаційних каналів для автоматизованих систем є застосування широкопasmових випадкових сигналів, зокрема методу, який ґрунтується на використанні сигналів зі змінною ентропією розподілу ймовірностей станів [1, 2].

Ентропія розподілу ймовірностей станів сигналу-носія, який формується на основі випадкового процесу, відповідає сигналу інформаційного повідомлення.