

ных максимумов β -эвкрипитита ($d, \text{Å} = 1,886; 3,48; 4,53$) [8] (рис. 1, б 2).

Таким образом, проведенные исследования позволили установить особенности процесса реакционного формирования структуры стеклокерамики β -эвкрипититового состава на основе композиционной смеси «стекло $\text{Li}_2\text{O} \cdot 2\text{SiO}_2 - \alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ ». В результате спекания таких композиций при температуре 1050°C в течение 3 ч могут быть получены материалы с очень низким значением ТКЛР ($\alpha = -2,3 \cdot 10^{-7}$ 1/град). Вследствие высокой кристаллизационной способности базового стекла, эти материалы характеризуются высокими значениями открытой пористости (до 45 %), поэтому могут быть использованы в качестве термостойкого носителя катализатора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Павлушкин Н.М. Основы технологии ситаллов: Учебное пособие для вузов. — 2-е изд., перераб. и доп. — М.: Стройиздат, 1979. — 360 с.
2. Стринад З. Стеклокристаллические материалы. — М.: Стройиздат, 1988. — 255 с.
3. Demarest H.M. Herculit. Glass Ceramic Material // In. Collected papers of 34-th Annual Conference on Glass Problems. — University of Illinois, Urbana Champaign, 1974. — S. 205.
4. Ходаковская Р.Я. Стеклокристаллические материалы и покрытия с реакционно формируемой структурой // Стекло и керамика. — 1989, №6. — С. 36-39.
5. Ильченко Н.Ю. Термостійка склокераміка з реакційно зформованою структурою.: Автореферат. дис. на здобуття наукового ступеня кандидата технічних наук. — Дніпропетровськ. — 1999. — 16 с.
6. Рабинович Э.М. Катализована кристалізація скла // Стеклообразное состояние. — М.; Л.: Изд. АН СССР, 1963. — Т. 3, Вып. 1. — С. 24.
7. Сборник задач по физической химии силикатов и тугоплавких соединений / Бобкова Н.М., Силич Л.М., Терещенко И.М. — Минск: Университетское, 1990. — 174 с.
8. Index of the X-ray Powder data file. — Published by the American Society for testing materials (ASTM). Philadelphia.

УДК 677.72:001:531.36.534

Горошко О.А., Ильин Р.Ф., Кагадий С.В.

ПЕРВАЯ ОСНОВНАЯ ЗАДАЧА ДИНАМИКИ НИТЕЙ (КАНАТОВ) ПРИ ПОЛИФИЛЯРНОМ ПОДЪЁМЕ ГРУЗА

У статті сформульована перша основна задача динаміки ниток (канатів) при поліфілярному підйомі вантажу з урахуванням розсіювання енергії. Приведено вивід основних інтегро-диференціальних систем рівнянь руху з урахуванням граничних умов для них.

THE FIRST PRIMAL PROBLEM OF DYNAMIC OF FILAMENTS (CABLE ROPES) AT UPRISE OF A LOAD ON FLEXIBLE GUIDE MEMBERS

In paper the first primal problem of dynamic of filaments (cable ropes) is formulated at uprise of a load on flexible guide members in view of a dispelling of an energy. The deduction of the basic integro-differential set of equations of driving is reduced in view of boundary conditions for them.

В связи с увеличением в последнее время объема поднимаемых с больших глубин полезных ископаемых возникла необходимость строительства шахт глубиной 2000 и более метров, оснащенных гибкими направляющими. В этих условиях для устойчивой и надежной работы

подъемных установок таких шахт необходимы более полные исследования поперечных колебаний канатов.

Несмотря на большой объем научных работ, посвященных динамике шахтных подъемных установок [1-4], вопрос о поперечных колебаниях канатов при многоканатном подъеме груза в новых условиях, является актуальным и настоятельно требует более глубокого изучения.

1 Постановка первой основной задачи и вывод уравнений движения в дифференциальной форме

Пусть подъем груза весом Q осуществляется n весовыми нитями (канатами) с помощью навивки их на барабан (барабаны), имеющий во всех точках схода нитей с барабана заданную скорость $V_0(t)$.

Обозначения, выбор систем координат, основные предположения, принятые в статье [3], сохраним.

Натяжение упруго-вязкой нити $\rho_i(x,t)$ определим согласно гипотезы Кельвина-Фойгта

$$\rho_i(x,t) = E_i F_i \frac{\partial u_i}{\partial x} + k_{oi} F_i \frac{\partial^2 u_i}{\partial x \partial t}, \quad (1.1)$$

где k_{oi} — коэффициент вязкости i -ой нити.

Система дифференциальных уравнений продольно — поперечных колебаний i -ой нити при этом запишется:

$$\begin{aligned} \frac{q_i}{g} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - E_i F_i \frac{\partial^2 u_i}{\partial x^2} - k_{oi} F_i \frac{\partial^3 u_i}{\partial x \partial t} = q_i \left(1 \pm \frac{\dot{V}_c}{g} \right); \quad \frac{q_i}{g} \frac{\partial^2 Y_i}{\partial t^2} - \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(E_i F_i \frac{\partial u_i}{\partial x} + k_{oi} F_i \frac{\partial^2 u_i}{\partial x \partial t} \right) \frac{\partial Y_i}{\partial x} \right] = 0; \\ \frac{q_i}{g} \frac{\partial^2 z_i}{\partial t^2} - \frac{\partial}{\partial x} \left[\left(E_i F_i \frac{\partial u_i}{\partial x} + k_{oi} F_i \frac{\partial^2 u_i}{\partial x \partial t} \right) \frac{\partial z_i}{\partial x} \right] = 0. \end{aligned} \quad (1.2)$$

Граничные условия на нижних концах нитей при l_0 определим из уравнений движения груза

$$\left[\frac{Q}{g} \ddot{u}_c + \sum_{i=1}^n \left(E_i F_i \frac{\partial u_i}{\partial x} + k_{oi} F_i \frac{\partial^2 u_i}{\partial x \partial t} \right) \right] = Q \left(1 \pm \frac{\dot{V}_c}{g} \right); \quad (1.3)$$

$$\left[I_\eta \frac{\partial^2 \varphi_y}{\partial t^2} + \sum_{i=1}^n \left(E_i F_i \frac{\partial u_i}{\partial x} + k_{oi} F_i \frac{\partial^2 u_i}{\partial x \partial t} \right) \zeta_i - \sum_{i=1}^n \left(E_i F_i \frac{\partial u_i}{\partial x} + k_{oi} F_i \frac{\partial^2 u_i}{\partial x \partial t} \right) \frac{\partial z_i}{\partial x} \zeta_i \right]_{x=l_0} = 0; \quad (1.4)$$

$$\left[I_\xi \ddot{\varphi}_z - \sum_{i=1}^n \left(E_i F_i \frac{\partial u_i}{\partial x} + k_{oi} F_i \frac{\partial^2 u_i}{\partial x \partial t} \right) \eta_i + \sum_{i=1}^n \left(E_i F_i \frac{\partial u_i}{\partial x} + k_{oi} F_i \frac{\partial^2 u_i}{\partial x \partial t} \right) \frac{\partial y_i}{\partial x} \zeta_i \right]_{x=l_0} = 0; \quad (1.5)$$

$$\left[\frac{Q}{g} \ddot{y}_c + \sum_{i=1}^n \left(E_i F_i \frac{\partial u_i}{\partial x} + k_{oi} F_i \frac{\partial^2 u_i}{\partial x \partial t} \right) \frac{\partial y_i}{\partial x} \right]_{x=l_0} = 0; \quad (1.6)$$

$$\left[\frac{Q}{g} \ddot{z}_c + \sum_{i=1}^n \left(E_i F_i \frac{\partial u_i}{\partial x} + k_{oi} F_i \frac{\partial^2 u_i}{\partial x \partial t} \right) \frac{\partial z_i}{\partial x} \right]_{x=l_0} = 0; \quad (1.7)$$

$$\left[I_{\xi} \ddot{\varphi}_x - \sum_{i=1}^n \left(E_i F_i \frac{\partial u_i}{\partial x} + k_{oi} F_i \frac{\partial^2 u_i}{\partial x \partial t} \right) \frac{\partial y_i}{\partial x} \zeta_i + \sum_{i=1}^n \left(E_i F_i \frac{\partial u_i}{\partial x} + k_{oi} F_i \frac{\partial^2 u_i}{\partial x \partial t} \right) \frac{\partial z_i}{\partial x} \eta_i \right]_{x=l_0} = 0. \quad (1.8)$$

В точках навивки нитей на барабан, т.е. при $x=l(t)$

$$u_i(l, t) = \int_0^l \frac{\partial u_i(l, t)}{\partial x} dt; (i=1, 2, \dots, n); \quad (1.9)$$

$$y_i(l, t) = \eta_i; (i=1, 2, \dots, n); \quad (1.10)$$

$$z_i(l, t) = \zeta_i; (i=1, 2, \dots, n). \quad (1.11)$$

2 Интегро-дифференциальные уравнения поперечных колебаний упруго-вязких нитей

Второе и третье уравнение системы (1.2) перепишем в виде

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\rho_i(x, t) \frac{\partial y_i}{\partial x} \right) = \frac{q_i}{g} \frac{\partial^2 y_i}{\partial t^2}, \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\rho_i(x, t) \frac{\partial z_i}{\partial x} \right) = \frac{q_i}{g} \frac{\partial^2 z_i}{\partial t^2}, \quad (2.2)$$

где $\rho_i(x, t) = E_i F_i \frac{\partial u_i}{\partial x} + k_{oi} F_i \frac{\partial^2 u_i}{\partial x \partial t}$.

Проинтегрируем (2.1) от l до x дважды

$$\rho_i(x, t) \frac{\partial y_i(x, t)}{\partial x} - \rho_i(l, t) \frac{\partial y_i(l, t)}{\partial x} = \int_l^x \frac{q_i}{g} \frac{\partial^2 y_i(s, t)}{\partial t^2} ds; \quad (2.3)$$

$$y_i(x, t) - y_i(l, t) - \rho_i(l, t) \frac{\partial y_i(l, t)}{\partial x} \int_l^x \frac{ds}{\rho_i(s, t)} = \int_l^x \frac{1}{\rho_i(x, t)} \int_l^x \frac{q_i}{g} \frac{\partial^2 y_i(s, t)}{\partial t^2} ds dx. \quad (2.4)$$

Перепишем уравнения (2.3), (2.4) с (1.10)

$$y_i(x, t) = \rho_i(l, t) \frac{\partial y_i(l, t)}{\partial x} \int_l^x \frac{ds}{\rho_i(s, t)} + \int_l^x \frac{1}{\rho_i(x, t)} \int_l^x \frac{\partial^2 y_i(s, t)}{\partial t^2} ds dx + \eta_i. \quad (2.5)$$

Для того, чтобы исключить $\frac{\partial y_i(l, t)}{\partial x}$ из выражения (2.5), распространим интегрирование в (2.3) от l до l_0

$$\rho_i(l_0, t) \frac{\partial y_i(l_0, t)}{\partial x} - \rho_i(l, t) \frac{\partial y_i(l, t)}{\partial x} = \int_l^{l_0} \frac{q_i}{g} \frac{\partial^2 y_i(s, t)}{\partial t^2} ds. \quad (2.6)$$

Из (2.6) находим

$$\rho_i(l, t) \frac{\partial y_i(l, t)}{\partial x} = \rho_i(l_0, t) \frac{\partial y_i(l_0, t)}{\partial x} - \int_l^{l_0} \frac{q_i}{g} \frac{\partial^2 y_i(s, t)}{\partial t^2} ds. \quad (2.7)$$

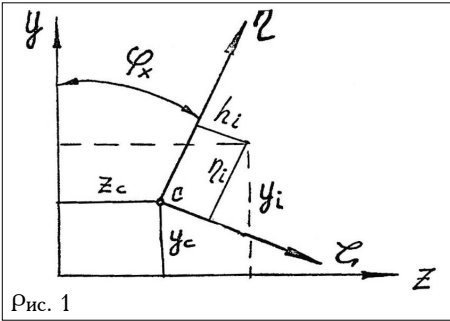


Рис. 1

Как видно из рис. 1 при малых φ_x

$$y_i(l_0, t) = y_c(l_0, t) + \eta_i - \varphi_x \zeta_i. \quad (2.8)$$

Разрешим (2.8) относительно $y_c(l_0, t)$

$$y_c(l_0, t) = y_i(l_0, t) + \varphi_x \zeta_i - \eta_i. \quad (2.9)$$

Откуда

$$\ddot{y}_c(l_0, t) = \ddot{y}_i(l_0, t) + \ddot{\varphi}_x \zeta_i. \quad (2.10)$$

Подставим (2.10) в (1.6)

$$\frac{Q}{g} \frac{\partial^2 y_i(l_0, t)}{\partial t^2} + \frac{Q}{g} \ddot{\varphi}_x \zeta_i + \sum_{i=1}^n \rho_i(l_0, t) \frac{\partial y_i(l_0, t)}{\partial x} = 0. \quad (2.11)$$

Из (2.11) с учетом (1.8) получим

$$\sum_{i=1}^n \rho_i(l_0, t) \frac{\partial y_i(l_0, t)}{\partial x} = -\frac{Q}{g} \left[\frac{\partial^2 y_i(l_0, t)}{\partial t^2} + \frac{\zeta_i}{I_\xi} \sum_{i=1}^n \rho_i(l_0, t) \frac{\partial y_i(l_0, t)}{\partial x} \zeta_i - \frac{\zeta_i}{I_\xi} \sum_{i=1}^n \rho_i(l_0, t) \frac{\partial z_i(l_0, t)}{\partial x} \eta_i \right] \quad (2.12)$$

или

$$\sum_{j=1}^n \left(1 + \frac{Q \zeta_i \zeta_j}{g I_\xi} \right) \rho_j(l_0, t) \frac{\partial y_j(l_0, t)}{\partial x} - \sum_{j=1}^n \left(\frac{Q \zeta_i \eta_j}{g I_\xi} \right) \rho_j(l_0, t) \frac{\partial z_j(l_0, t)}{\partial x} = -\frac{Q}{g} \frac{\partial^2 y_i(l_0, t)}{\partial t^2}. \quad (2.13)$$

Выполняя аналогичные преобразования, из уравнений (1.7) получим

$$-\sum_{j=1}^n \left(\frac{Q \eta_i \zeta_j}{g I_\xi} \right) \rho_j(l_0, t) \frac{\partial y_j(l_0, t)}{\partial x} + \sum_{j=1}^n \left(1 + \frac{Q \eta_i \eta_j}{g I_\xi} \right) \rho_j(l_0, t) \frac{\partial z_j(l_0, t)}{\partial x} = -\frac{Q}{g} \frac{\partial^2 z_i(l_0, t)}{\partial t^2}. \quad (2.14)$$

Систему $2n$ уравнений (2.13), (2.14) относительно $2n$ неизвестных

$\rho_j(l_0, t) \frac{\partial y_j(l_0, t)}{\partial x}$, $\rho_j(l_0, t) \frac{\partial z_j(l_0, t)}{\partial x}$ запишем следующим образом

$$\begin{aligned} a_{11} \rho_1 \frac{\partial y_1}{\partial x} + \dots + a_{1n} \rho_n \frac{\partial y_n}{\partial x} + b_{11} \rho_1 \frac{\partial z_1}{\partial x} + \dots + b_{1n} \rho_n \frac{\partial z_n}{\partial x} &= f_{1y}; \\ \dots & \\ a_{n1} \rho_1 \frac{\partial y_1}{\partial x} + \dots + a_{nn} \rho_n \frac{\partial y_n}{\partial x} + b_{n1} \rho_1 \frac{\partial z_1}{\partial x} + \dots + b_{nn} \rho_n \frac{\partial z_n}{\partial x} &= f_{ny}; \\ c_{11} \rho_1 \frac{\partial y_1}{\partial x} + \dots + c_{1n} \rho_n \frac{\partial y_n}{\partial x} + d_{11} \rho_1 \frac{\partial z_1}{\partial x} + \dots + d_{1n} \rho_n \frac{\partial z_n}{\partial x} &= f_{1z}; \\ \dots & \\ c_{n1} \rho_1 \frac{\partial y_1}{\partial x} + \dots + c_{nn} \rho_n \frac{\partial y_n}{\partial x} + d_{n1} \rho_1 \frac{\partial z_1}{\partial x} + \dots + d_{nn} \rho_n \frac{\partial z_n}{\partial x} &= f_{nz}. \end{aligned} \quad (2.15)$$

Здесь приняты следующие обозначения:

$$\begin{aligned} a_{ij} &= \left(1 + \frac{Q \zeta_i \zeta_j}{g I_\xi} \right); & b_{ij} &= -\frac{Q \zeta_i \eta_j}{g I_\xi}; & c_{ij} &= -\frac{Q \eta_i \zeta_j}{g I_\xi}; & d_{ij} &= \left(1 + \frac{Q \eta_i \eta_j}{g I_\xi} \right); \\ f_{ij} &= -\frac{Q}{g} \frac{\partial^2 y_i(l_0, t)}{\partial t^2}; & f_{iz} &= -\frac{Q}{g} \frac{\partial^2 z_i(l_0, t)}{\partial t^2}. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \int_l^x \frac{1}{\rho_1(x,t)} \int_l^x \frac{q_i}{g} \frac{\partial^2 y_i(s,t)}{\partial t^2} ds dx - \int_l^x \frac{q_i}{g} \frac{\partial^2 y_i(s,t)}{\partial t^2} ds \int_l^x \frac{d\eta}{\rho_i(\eta,t)} \Big|_l^x + \int_l^x \int_x^l \frac{d\eta}{\rho_i(\eta,t)} \frac{q_i}{g} \frac{\partial^2 y_i(x,t)}{\partial t^2} dx = \\ & = \int_l^x \int_l^x \frac{d\eta}{\rho_i(\eta,t)} \frac{q_i}{g} \frac{\partial^2 y_i(s,t)}{\partial t^2} ds + \int_l^x \int_s^l \frac{d\eta}{\rho_i(\eta,t)} \frac{q_i}{g} \frac{\partial^2 y_i(s,t)}{\partial t^2} ds = \int_l^x \int_s^x \frac{d\eta}{\rho_i(\eta,t)} \frac{q_i}{g} \frac{\partial^2 y_i(s,t)}{\partial t^2} ds = \\ & = \int_l^x B_i(x,s) \frac{q_i}{g} \frac{\partial^2 y_i(s,t)}{\partial t^2} ds, \end{aligned}$$

где $B_i(x,s) = \int_s^x \frac{d\eta}{\rho_i(\eta,t)}$

подставим в (2.21) значение интеграла

$$y_i(x,t) = \int_l^x B_i(x,s) \frac{q_i}{g} \frac{\partial^2 y_i(s,t)}{\partial t^2} ds - \int_l^{l_0} B_i(x,l) \frac{q_i}{g} \frac{\partial^2 y_i(s,t)}{\partial t^2} ds + B_i(x,l) \frac{\sum_{j=1}^n f_{ji} A_{ji} + \sum_{j=1}^n f_{iz} C_{ij}}{\Delta} + \eta_i. \quad (2.22)$$

В выражении (2.22) разбиваем интеграл от l до l_0 на два интеграла — от l до x и от x до l_0 , группируя подобные члены, получим

$$y_i(x,t) = - \int_l^{l_0} K_i(x,s,l) \frac{q_i}{g} \frac{\partial^2 y_i(s,t)}{\partial t^2} ds + B_i(x,l) \frac{\sum_{j=1}^n f_{ji} A_{ji} + \sum_{j=1}^n f_{iz} C_{ij}}{\Delta} + \eta_i, \quad (2.23)$$

где $K_i(x,s,l)$ — симметричные относительно x,s ядра

$$K_i(x,s,l) = \begin{cases} B_i(s,l) = \int_l^s \frac{d\eta}{\rho_i(\eta,t)} & , s \leq x, \\ B_i(x,l) = \int_l^x \frac{d\eta}{\rho_i(\eta,t)} & , s \geq x. \end{cases}$$

Подставим в (2.23) значение f_{jy} и введѐм обозначение $\rho(s) = Q\delta(s - l_0)$, тогда

$$\begin{aligned} y_i(x,t) = & - \int_l^{l_0} K_i(x,s,l) \frac{q_i}{g} \frac{\partial^2 y_i(s,t)}{\partial t^2} ds - \sum_{j=1}^n \int_l^{l_0} K_j^{(A)}(x,s,l) \frac{\rho(s)}{g} \frac{\partial^2 y_i(s,t)}{\partial t^2} ds - \\ & - \sum_{j=1}^n \int_l^{l_0} K_j^{(C)}(x,s,l) \frac{\rho(s)}{g} \frac{\partial^2 z_j(s,t)}{\partial t^2} ds + \eta_i, \end{aligned} \quad (2.24)$$

где $K_j^{(A)}(x,s,l) = K_i(x,s,l) \frac{A_{ji}}{\Delta}$;

$K_j^{(C)}(x,s,l) = K_i(x,s,l) \frac{C_{ji}}{\Delta}$.

Аналогично для $z_i(x,t)$ из (2.2) получим интегро-дифференциальное уравнение

$$z_i(x, l) = - \int_l^{l_0} K_i(x, s, l) \frac{q_i}{g} \frac{\partial^2 z_i(s, t)}{\partial t^2} ds - \sum_{j=1}^n K_{ji}^{(B)}(x, s, l) \frac{\rho(s)}{g} \frac{\partial^2 y_j(s, t)}{\partial t^2} ds - \\ - \sum_{j=1}^n \int_l^{l_0} K_{ji}^{(D)}(x, s, l) \frac{\rho(s)}{g} \frac{\partial^2 z_j(s, t)}{\partial t^2} ds + \zeta_i, \quad (2.25)$$

где $K_{ji}^{(B)}(x, s, l) = K_i(x, s, l) \frac{B_{ji}}{\Delta}$;

$$K_{ji}^{(D)}(x, s, l) = K_i(x, s, l) \frac{D_{ji}}{\Delta}.$$

Уравнения (2.24), (2.25) можно еще представить в следующем виде:

$$y_i(x, t) = - \int_l^{l_0} K_i(x, s, l) \frac{\rho_i^{(y)}(s)}{g} \frac{\partial^2 y_i(s, t)}{\partial t^2} ds - \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^n \int_l^{l_0} K_i(x, s, l) \frac{\rho_j^{(A)}(s)}{g} \frac{\partial^2 y_j(s, t)}{\partial t^2} ds - \\ - \sum_{j=1}^n \int_l^{l_0} K_i(x, s, l) \frac{\rho_j^{(C)}(s)}{g} \frac{\partial^2 z_j(s, t)}{\partial t^2} ds + \eta_i, \quad (2.26)$$

$$z_i(x, t) = - \int_l^{l_0} K_i(x, s, l) \frac{\rho_i^{(z)}(s)}{g} \frac{\partial^2 z(s, t)}{\partial t^2} ds - \sum_{j=1}^n \int_l^{l_0} K_i(x, s, l) \frac{\rho_j^{(B)}(s)}{g} \frac{\partial^2 y_j(s, t)}{\partial t^2} ds - \\ - \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^n \int_l^{l_0} K_i(x, s, l) \frac{\rho_j^{(D)}(s)}{g} \frac{\partial^2 z_j(s, t)}{\partial t^2} ds + \zeta_i, \quad (2.27)$$

где $\rho_i^{(y)}(s) = q_i + \frac{A_{ii}Q}{\Delta} \delta(s - l_0)$;

$$\rho_i^{(z)}(s) = q_i + \frac{D_{ii}Q}{\Delta} \delta(s - l_0)$$

$$\rho_{ji}^{(A)}(s) = \frac{A_{ji}Q}{\Delta} \delta(s - l_0);$$

$$\rho_{ji}^{(D)}(s) = \frac{D_{ji}Q}{\Delta} \delta(s - l_0);$$

$$\rho_{ji}^{(C)}(s) = \frac{C_{ji}Q}{\Delta} \delta(s - l_0);$$

$$\rho_{ji}^{(B)}(s) = \frac{B_{ji}Q}{\Delta} \delta(s - l_0).$$

Полученные интегро-дифференциальные уравнения позволяют наиболее полно исследовать динамические процессы при полифилярном подъёме груза, когда закон движения барабана задан, т.е. наиболее полным образом решить первую основную задачу полифилярного подъема [1].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Савин Г.Н., Горошко О.А. Динамика нити переменной длины. — Киев: Изд-во АН УССР, 1962.
2. Горошко О.А., Савин Г.Н. Введение в механику деформируемых одномерных тел переменной длины.

- Киев: Наукова думка, 1971.
3. Горошко О.А., Ильин Р.Ф., Кагадий С.В. К вопросу о продольно-поперечных колебаниях нитей (канатов) при многоканатном подъеме груза // Питання математичного аналізу та прикладні задачі механіки: збірник наукових праць. —Дніпропетровськ: Поліграфіст, 1998.
 4. Белобров В.И., Дзензерский В.А., Самуся В.И., Ильин С.Р. Динамика шахтных подъёмных установок. —Днепропетровск: Изд-во ДГУ, 2000.

УДК 678.4:539.3

Лисица Н.И., Дырда В.И., Заболотная Е.Ю.,
Лисица Н.Н, Черкасский В.А.

ОБОСНОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ВИБРОИЗОЛЯТОРОВ ДРОБИЛОК КИД-1500, КИД-1750

Розглядається розрахунок системи віброізоляції конусних дробарок типу КИД з гумовими елементами.

JUSTIFICATION OF ARGUMENTS OF VIBROINSULATORS OF CRUSHERS CSC-1500, CSC-1750

The calculation of a system vibroinsulators of conic crushers of a type CSC (conic slugged crusher) with rubber members is esteemed.

Требуемое качество дробления и надежность работы конусных инерционных дробилок (КИД*) могут быть в полной мере реализованы только при использовании в их конструкциях качественных и надежных упругих связей. Последние должны обеспечивать не только заданные параметры колебаний, но и эффективную виброизоляцию.

Ранее для параметрического ряда дробилок КИД ИГТМ НАН Украины были разработаны, испытаны и сданы в эксплуатацию резиновые и резинометаллические виброизоляторы. Для дробилок КИД-300, КИД-450, КИД-600, КИД-900, КИД-1200 — резиновые осесимметричные пустотелые виброизоляторы со сложной формой свободной поверхности; для дробилок КИД-1750 и КИД-2200 — составные резинометаллические виброизоляторы [1].

Опыт эксплуатации дробилок с резиновыми и резинометаллическими виброизоляторами показал их высокую эффективность и работоспособность. Однако срок службы резинометаллических виброизоляторов существенно зависит от качества их изготовления.

Цель настоящей работы — обоснование параметров и разработка конструкций резиновых виброизоляторов для дробилок КИД-1500 и КИД-1750.

1 Расчет жесткостных характеристик виброизолирующих систем дробилок

Исходными данными для расчета жесткостных характеристик виброизолирующих систем дробилок являются их конструкционные характеристики, которые определяются следующим образом: J — момент инер-

* Название «КИД» является торговой маркой «Механобра»