УДК 531.65, 621.01

С.М. Жигилій, к.т.н., доцент
Національний університет «Полтавська політехніка імені Юрія Кондратюка»

ТЕОРЕМА ПРО ЗМІНУ КІНЕТИЧНОЇ ЕНЕРГІЇ МАТЕРІАЛЬНОЇ ТОЧКИ Й УМОВА УСТАЛЕНОГО РУХУ КУЛЬКИ РУХОМОГО ДЕБАЛАНСУ КМВДЗК

Кінематичний зв'язок рухомого дебалансу 1 керованого механічного відцентрового дебалансного збуджувача коливань (КМВДЗК) з дебалансним валом 2 здійснюється двома кульковими шпонками 3, кожна з яких знаходяться у напівсферичному гнізді й має можливість перекочуватися по гвинтовим канавкам 4 напівкруглого перерізу (рис. 1).

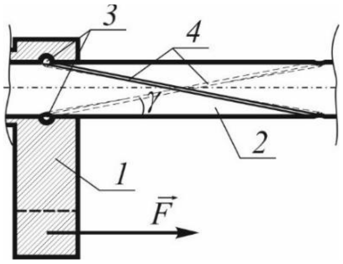
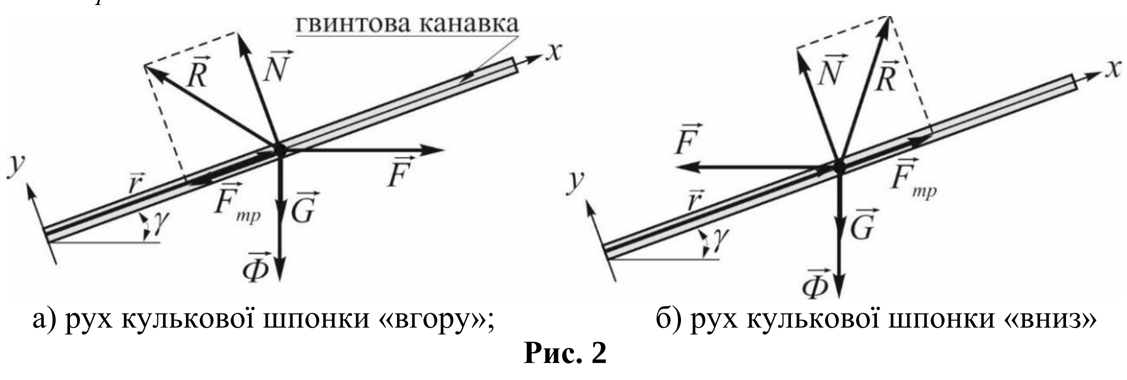


Рис. 1

Таке з'єднання визначає переміщення дебалансу 1 уздовж повздовжньої осі вала з одночасним поворотом його від свого початкового положення на кут θ.

При конструюванні конкретного КМВДЗК залежно від максимального значення кута θ_{max} встановлюють необхідне значення кута γ нахилу гвинтових канавок до повздовжньої осі вала, яке впливає на величину (модуль) F рушійної сили, необхідної для усталеного переміщення рухомого дебалансу.

Для знаходження значення F_{min} дослідимо відносний рух кулькової шпонки, вважаючи її матеріальною точкою масою $m_к$, на яку діють рушійна сила $\vec{F}$; вага кульки $\vec{G} = m_к\vec{g}$; відцентрова сила інерції рухомого дебалансу $\vec{\Phi}$, модуль якої $\Phi = m \cdot e \cdot \omega^2$ (де m і e – маса та ексцентриситет відносно осі обертання дебалансу, ω – кутова швидкість обертання дебалансного вала); повна реакція $\vec{R}$ поверхні гвинтової канавки, яку розкладемо на складові: силу тертя $\vec{F}_{тр}$ і нормальну реакцію $\vec{N}$ (рис. 2).



а) рух кулькової шпонки «вгору»; б) рух кулькової шпонки «вниз»

Рис. 2

Розглядаючи на рисунку 2,а положення кульки у довільний момент часу, застосуємо для дослідження її руху теорему про зміну кінетичної енергії точки у диференціальній формі запису:

$$d\left(\frac{mv^2}{2}\right)=\sum_{i=1}^{n}\delta A\left(\vec{F}_i\right)=\sum_{i=1}^{n}\left(\vec{F}_i\cdot\Delta\vec{r}_i\right),$$

де n – кількість діючих сил; $\delta A\left(\vec{F}_i\right)=\vec{F}_i\cdot\Delta\vec{r}_i$ – елементарна робота i-тої сили $\vec{F}_i$, $\Delta\vec{r}_i$ – приріст радіус-вектора $\vec{r}_i$.

Якщо знехтувати різницею між поняттями приросту $\Delta\vec{r}_i$ і диференціалу $d\vec{r}_i$ (як нескінченно малою величиною вищого порядку), то

$$\sum_{i=1}^{n}\delta A\left(\vec{F}_i\right)=\sum_{i=1}^{n}\left(\vec{F}_i\cdot d\,\vec{r}_i\right)=\vec{F}\cdot d\,\vec{r}+\vec{G}\cdot d\,\vec{r}+\vec{\Phi}\cdot d\,\vec{r}+\vec{F}_{тр}\cdot d\,\vec{r}+\vec{N}\cdot d\,\vec{r}=$$

$$=F\cdot dx\cdot cos\,\gamma-F_{тр}\cdot dx-\Phi\cdot dx\cdot sin\gamma-m_{к}g\cdot dx\cdot sin\gamma.$$

Оскільки модуль сили тертя ковзання $F_{тр}=f\cdot N$, то, встановивши значення нормальної реакції із умови відсутності руху кульки уздовж осі Oy ($N=\Phi\cdot cos\gamma+m_{к}g\cdot cos\,\gamma+F\cdot sin\,\gamma$) і виконавши відповідні перетворення, дістанемо рівняння

$$d\left(\frac{mv^2}{2}\right)=\left[F\cdot\left(cos\,\gamma-f\cdot sin\,\gamma\right)-\left(\Phi+m_{к}g\right)\cdot\left(sin\,\gamma-f\cdot cos\,\gamma\right)\right]\cdot dx.$$

Враховуючи, що математично-механічною умовою руху кульки є зростання кінетичної енергії (тобто, $d\left(\frac{mv^2}{2}\right)>0$), приходимо до висновку, що значення рушійної сили має відповідати нерівності

$$F>\left(\Phi+m_{к}g\right)\cdot\frac{sin\,\gamma-f\cdot cos\,\gamma}{cos\,\gamma-f\cdot sin\,\gamma}\quad \text{або}\quad F>\left(\Phi+m_{к}g\right)\cdot\frac{f+tg\gamma}{1-f\cdot tg\gamma},$$

яка є аналітичною умовою руху кульки «вгору».

Якщо аналогічно дослідити на рисунку 2,б рух кульки «вниз» і узагальнити отримані умови руху кульки, то остаточно мінімальне значення рушійної сили визначає формула

$$F_{min}=\Phi\cdot f\cdot\frac{1+tg^2\gamma}{1-f^2\cdot tg^2\gamma}.$$

При практичних розрахунках необхідно брати до уваги, що вібрації суттєво (на порядок і більше) зменшують коефіцієнт тертя ковзання f, що відповідним чином треба враховувати при знаходженні відповідних характеризуючих параметрів.