

НЕЛІНІЙНА МОДЕЛЬ РУХУ НЕЗБАЛАНСОВАНОГО МАХОВИКА ПРИ ПРОХОДЖЕННІ НЕСТАЦІОНАРНОГО РЕЖИМУ НА РОЗГІННОМУ СТЕНДІ

В роботі аналізується рух незбалансованого маховика, вал якого жорстко закріплений в опорах, в резонансному режимі. В попередніх роботах [1, 2] було показано, що цей процес є нелінійним, в якому обертальний рух маховика пов'язаний з його коливальним рухом і описується системою трьох рівнянь першого порядку. В результаті проведеного аналізу отримано критерій кількісної оцінки нелінійності процесу.

При проведенні досліджень рух маховика розглядався в двох системах координат – нерухомій (xOy) і рухомій ($\xi O\eta$), осі якої жорстко зв'язані з кутом повороту маховика, а початки координат обох систем співпадають (точка O).

Показано, що рухомі координати центра ваги маховика ξ і η з точністю до малих пульсацій визначаються з наступних рівнянь другого порядку :

$$\begin{aligned} \frac{d^2\xi}{dW_1^2} + \xi &= -\frac{\varepsilon\omega}{\dot{W}_1} \\ \frac{d^2\eta}{dW_1^2} + \eta &= \frac{\varepsilon\omega\ddot{W}_1}{\dot{W}_1^3} \end{aligned} \quad (1)$$

де ε – величина ексцентриситету маховика ; ω – резонансна кутова швидкість.

Ці рівняння описують рух в „новому” часі W_1 деякого лінійного осцилятора під дією визначених „сил”, аналітичні вирази яких стоять в правих частинах рівнянь. В момент резонансу $\dot{W}_1 \Rightarrow 0$ і сили прямує до нескінченності. Таким чином дія резонансу еквівалентна удару в деякому новому „часі” W_1 .

Для простоти обмежимося випадком постійної характеристики привідного двигуна розгінного стенду, тобто $\lambda = const$, і відсутністю зворотного зв'язку. Ці величини принципово не будуть впливати на зміну механізму переходу через резонансний режим.

Скориставшись певними перетвореннями, на основі системи (1) отримаємо наступні векторні рівняння:

$$\frac{d^2\bar{\sigma}}{dW^2} + \bar{\sigma} = \bar{F} \quad (2)$$

де

$$\begin{aligned} \bar{\sigma} &= \bar{\sigma}_1 + \bar{\sigma}_2 \\ \bar{F} &= \bar{F}_1 + \bar{F}_2 \end{aligned} \quad (3)$$

де

$$\sigma_1 = \bar{\xi} \times \sqrt{\Delta} ; \sigma_2 = \bar{\eta} \times \sqrt{\Delta} ; \bar{\xi} = \frac{\xi}{\varepsilon} ; \bar{\eta} = \frac{\eta}{\varepsilon} ; \Delta = \frac{\lambda(\omega)}{\omega^2} \quad (4)$$

це параметри, що отримані і розглядалися в роботі [2], а

$$\begin{aligned} F_1 &= \pm \frac{1}{2\sqrt{2} \cdot \sqrt{W}} ; \\ F_2 &= \mp \frac{1}{4\sqrt{2} \cdot W^{3/2}} ; \end{aligned} \quad (5)$$

де

$$W = W_1 + \frac{1}{2\Delta} = \frac{1}{2\Delta} \left(\frac{\dot{\phi}}{\omega} - 1 \right)^2 ; \quad (6)$$

Індекси в виразах (3) відповідають двом взаємно-перпендикулярним напрямкам.

Таким чином рух несучого вала з маховиком на розгінному стенді можна представити в вигляді руху осцилятора (2) під дією сили \bar{F} в часі W . Новий час W побудований так, що зона резонансу в цьому часі ніби то розтягується, а момент $\dot{\phi} = \omega$ протікає з нульовою швидкістю часу W , тобто значно довше ніж в часі t . Це приводить до різкої зміни руху в часі W , в той час як в часі t той же рух змінюється плавно.

Права частина рівняння (2) дає значення сили, яка забезпечує такий рух в часі W . Природно, що при $\dot{\phi} = \omega$ ця сила повинна прямувати до нескінченності, оскільки W в цей момент зупиняється, а рух продовжується.

Представлення несучого вала з маховиком на розгінному стенді в вигляді деякого просторового осцилятора в новому часі W зручно ще і тим, що в правій частині цього осцилятора відсутні періодичні сили. Сила \bar{F} є джерелом того, що називається „резонансною дією”, тобто причиною специфічного резонансного руху.

На рис. 1 показаний рух осцилятора (2) під дією сили \bar{F} , складові якої зображені штрих пунктиром. Для простоти рисунка відрізок осі W , що відповідає $\dot{\phi} < \omega$ розгорнутий на 180° .

Таке представлення механізму резонансної дії добре узгоджується з отриманими експериментальними результатами руху незбалансованого маховика на валу розгінного стенду через резонансний режим і дозволяє дати їм чітке пояснення:

- Так в стаціонарному випадку $\bar{\sigma} = \bar{F}$ і нескінченні амплітуди відповідають нескінченному значенню сили \bar{F} ;
- Затягування максимуму амплітуди при проходженні резонансної зони відповідає запізненню максимального відхилення осцилятора (2) в порівнянні з максимальним значенням \bar{F} в момент $\dot{\varphi} = \omega$.

Тепер легко помітно, що характеристика двигуна (точніше її нахил) не здійснює суттєвого впливу на процес, оскільки процес виникає в момент $\dot{\varphi} = \omega$, коли сила досягає максимуму (нескінченності). Як наслідок, суттєвим буде не градієнт характеристики, а її величина в момент проходження резонансу, тобто параметр Δ .

Більший вплив на процес буде здійснювати зворотний зв'язок μ . Цей зв'язок значно зменшує прискорення системи не при $\dot{\varphi} = \omega$, а дещо пізніше. Дія зворотного зв'язку стає помітною не в момент резонансу і не стільки за рахунок зниження прискорення, скільки за рахунок часу перебування системи в безпосередній близькості від резонансу, коли сила \bar{F} хоч і мала, але її імпульс значний.

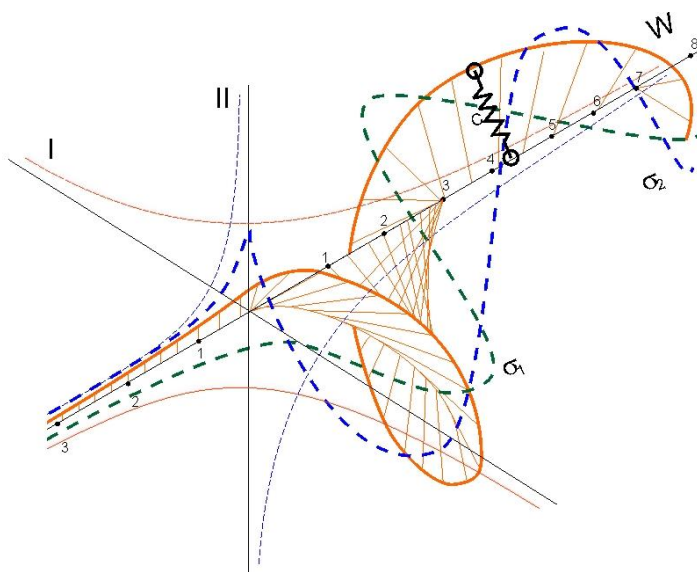


Рис. 1. Фізична модель проходження незбалансованим маховиком резонансу

Список використаної літератури:

1. Можаровський М.М. Нелінійні ефекти динаміки роторів, // Вісник ЖІТІ. 1999. –№9 –С.64–66.
2. Можаровський М.М. До кількісної оцінки параметра не лінійності в задачах динаміки роторів при переході незбалансованим ротором резонансу, // Вісник ЖІТІ. 2001. –№16 –С.60–66.