Позначимо Ξ множину всіх біекцій $\sigma : [0, +\infty) \to [0, +\infty)$ таких, що σ і σ^{-1} є вимірними за Лебегом і зберігають міру. Поліном $P : (L_p[0, +\infty))^s \to \mathbb{C}$ назвемо блочно-симетричним, якщо

$$P((f_1 \circ \sigma, \dots, f_s \circ \sigma)) = P((f_1, \dots, f_s))$$

для всіх $(f_1, \dots, f_s) \in (L_p[0, +\infty))^s$ і для всіх $\sigma \in \Xi$. Зауважимо, що у випадку $s = 1$ поліном P називають симетричним.

Для $m \in \mathbb{N}$ позначимо D_m підпростір простору $L_p[0, +\infty)$, який складається із функцій вигляду $f = \sum_{j=1}^{\infty} a_j 1_{[\frac{j-1}{2^m}, \frac{j}{2^m}]}$, де послідовність $(a_1, \dots, a_n, \dots)$ належить простору ℓ_p. Позначимо $D = \bigcup_{m=1}^{\infty} D_m$. Зауважимо, що D є щільним підпростором у $L_p[0, +\infty)$ і як наслідок D^s є щільним підпростором в $(L_p[0, +\infty))^s$. Позначимо $\mathcal{P}_{vs}((L_p[0, +\infty))^s)$ і $\mathcal{P}_{vs}(D^s)$ алгебри неперервних блочно-симетричних поліномів на просторах $(L_p[0, +\infty))^s$ і D^s відповідно.

Теорема 2. *Сукупність поліномів*

$$R_n^{k_1, k_2, \dots, k_s}((f_1, f_2, \dots, f_s)) = \int_0^{+\infty} (f_1(t))^{k_1} (f_2(t))^{k_2} \dots (f_s(t))^{k_s}\, dt,$$

де $(f_1, f_2, \dots, f_s) \in D^s, n \geqslant \lceil p \rceil$, $k_1, k_2, \dots, k_s$ *— цілі невід'ємні числа такі, що* $k_1 + k_2 + \dots + k_s = n$, *утворює алгебраїчний базис алгебри* $\mathcal{P}_{vs}(D^s)$.

Наслідок 3. *Якщо p — не ціле, то єдиним неперервним блочно-симетричним поліномом на $(L_p[0, +\infty))^s$ є $P = 0$. Якщо p — ціле, то сукупність поліномів $R_p^{k_1, \dots, k_s}$, де $k_1, \dots, k_s \in \mathbb{Z}_+, k_1 + \dots + k_s = p$, є алгебраїчним базисом алгебри $\mathcal{P}_{vs}((L_p[0, +\infty))^s)$.*

ДО ПИТАННЯ ДОСЛІДЖЕННЯ ДИНАМІКИ ПЛОСКОПАРАЛЕЛЬНОГО РУХУ ТІЛА

Векерик Василь, Цідило Іван

Івано-Франківський національний технічний університет нафти і газу

public@nung.edu.ua

У роботі розглядаються деякі нестандартні методи дослідження динаміки плоскопаралельного руху тіла, які дозволяють замінити розв'язування диференціальних рівнянь руху рівнянням головного моменту відносно центра коливань миттєвого центра швидкостей.

При дослідженні динаміки плоскопаралельного руху твердого тіла складають диференціальні рівняння які доповнюють кінематичними залежностями [1, 2, 3]. Для визначення руху, статичних та динамічних реакцій доводиться розв'язувати систему зв'язаних диференціальних рівнянь. У випадку дослідження руху механічної системи з колесами, постійно виникає питання про характер зміни сили тертя зчеплення колеса з дорогою – рушійною вона є, чи гальмівною [4].

В роботі запропоновано скористатися деякими особливостями плоского руху які дозволяють значно спростити дослідження динаміки тіла, а за характером зовнішніх сил, можна однозначно визначити напрям сил тертя зчеплення.

У випадку плоскопаралельного руху тіла, як показано на рис. 1, вектори кількості руху $Q = mV_c$ і кінетичного моменту $K_c = J_c\omega$ взаємно перпендикулярні. Система перпендикулярних векторів зводиться до рівнодійної

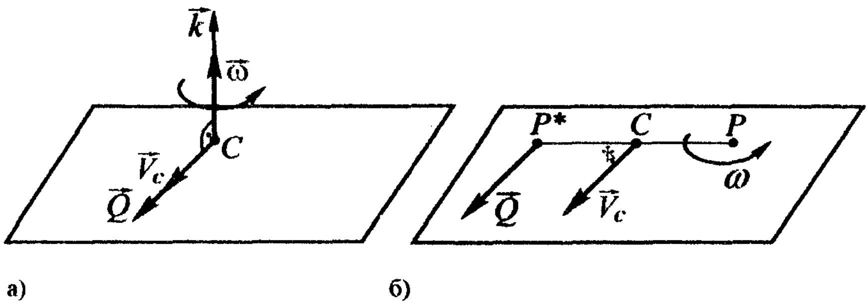

Рис. 1: Центр коливань миттєвого центра швидкостей

кількості руху [1] прикладеної у новому центрі зведення P^* на відстані

$$CP^* = \frac{K_c}{Q} = \frac{J_c\omega}{mV_c} = \frac{m \cdot i_c^2 \cdot \omega}{m \cdot \omega \cdot PC} = \frac{i_c^2}{PC}, \tag{1}$$

де P – миттєвий центр швидкостей, що лежить на перпендикулярі до швидкостей (рис. 1 б). Таким чином P, C і P^* лежать на одній прямій, а P^* – точка прикладання головного вектора кількості руху є центром коливань. Отриманою властивістю зручно досліджувати рух тіл, у яких легко визначається положення миттєвого центра швидкостей.

Приклад. З'ясуємо умови кочення колеса по шорсткій похилій площині без проковзування, відповідно до рис. 2 Центр P^* коливань колеса, згідно (1), знаходиться вище центра C мас на відстані

$$CP^* = \frac{1}{2}R \tag{2}$$

і тому сила зчеплення з площиною спрямована проти руху є гальмівною. З рівняння моментів відносно центра коливань можна визначити силу тертя

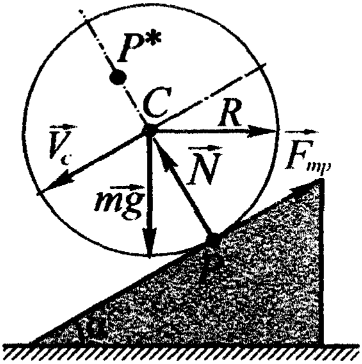

Рис. 2: Схема руху колеса по похилій шорсткій площині

зчеплення з площиною

$$\sum_{i=1}^{n} M_{P*} = mg\sin\alpha \cdot \frac{1}{2}R - F_{mp}\frac{3}{2}R = 0,$$

$$F_{mp} = \frac{1}{3}mg\sin\alpha.$$

Щоб колесо котилося без проковзування необхідно, щоб виконувалася умова

$$F_{mp} \leqslant f \cdot N; \; N = mg\cos\alpha; \; f \geqslant \frac{1}{3}\operatorname{tg}\alpha.$$

Відповідно до виразу (1) відрізки CP і CP^* знаходяться на радіусі кола. В центрі коливань миттєвого центра швидкостей прикладена рівнодійна кількості руху колеса.Цей метод дослідження значно простіший методу складання диференціальнихрівнянь.

Література

[1] *Павловський М.А.* Теоретична механіка: Підручник: М.А.Павловський. – К.: Техніка. 2002. – 512 с.

[2] *Бать М. И.* Теоретическая механика в примерах и задачах. Т.2. Динамика: Учебное пособие. Изд.9. // М. И.Бать, Г.Ю.Джанелидзе, А.С.Кельзон. - СПб.: Лань, 2010. – 640 с.

[3] *Березова О.А.* Теоретична механіка //О.А.Березова, Г. Ю. Друшляк. Р. . Солодовников. - К.: ІЗМН, 1998. - 408 с.

[4] *Кильчевский Н. А.* Курс теоретической механики: В 2 т. // Н.А.Киль-чевский: - М.: Наука. 1972-1977. -Т.1.-456 с.; Т.2.- 462 с.