

ПОНЯТТЯ ДИСИПАТИВНОГО ПЛЕЧА РЕАКЦІЇ ДОРОГИ НА КОЛЕСІ ПОЖЕЖНОГО АВТОМОБІЛЯ

Проведено аналіз змістовної і кількісної відповідності один одному найважливіших понять, якими оперує теорія еластичного (пневматичного, зокрема) колеса мобільної машини. Аналіз спирається на протиставлення реального колеса ідеальному та на використання рівнянь силового й енергетичного балансу. За допомогою понять «центр колеса», і «центр шини» відстежено взаємозумовленість трьох чинників — сили, плеча та коефіцієнта опору коченню колеса, які кожен по-своєму характеризують дисипацію енергії в системі «колесо — дорога». Результати аналізу покликані стати у нагоді при синтезі «віртуального пожежного автомобіля».

Ключові слова: пожежний автомобіль, еластичне колесо, опір коченню, дисипативне плече сили реакції дороги, коефіцієнт опору коченню.

Вступ. Перехід від якісного сприйняття спостережуваних зв'язків до укладання кількісних співвідношень на основі вимірювання та математичного формалізму — це шлях визрівання теорії мобільної машини. За відсутності належно точних понять тривалий час теорія колеса мобільної машини [1, 2] здавалась ніби сутнісно простою, але змістовно дуже суперечливою. Все стало значно прозорішим, коли було з'ясовано [3], що зміщення вертикальної реакції F_z долівки відносно осі обертання колеса не є беззастережною ознакою опору коченню. Стало очевидним також [3, 4], що слід вирізняти так зване «дисипативне» плече опору, яке не має жодного механічного сенсу і насправді не обумовлює точку прикладання сили F_z .

Поставмо собі за мету провести аналіз змістовної відповідності один одному найважливіших понять, якими тепер оперує теорія колеса, сподіваючись впровадити його результати у середовище засобів створення так званого «віртуального пожежного автомобіля», симуляція функціонування якого дозволить відстежувати як реальні, так і потенційні його властивості за різних умов та обставин. Йтиметься про колесо, на яке діють тільки зосереджені силові чинники. Щоб аргументовано «зосередити» силові чинники, які симулюватимуть взаємодію колеса й долівки, перш за все доведеться розрізнити центр колеса й центр біжника.

1. Центр колеса й центр біжника (шини). Хай ідеться про ідеальне колесо з біжником, що є абсолютно шорсткою й абсолютно гнучкою стрічкою незмінної довжини $l = 2\pi r_0$ (r_0 — параметр), яка ідеально пружно (через ідеальний кістяк) сполучена з маточиною. У ньому поряд з центром колеса (віссю обертання маточини) O_k умовно вирізнимо центр O'_k ідеального (круглого жорсткого) біжника, рис. 1. Цей центр розташований на віддалі r_0 від долівки на прямій $\Pi - \Pi$, уздовж якої спрямована рівнодійна сил \mathbf{H} і \mathbf{G} . До цього центра власне й спрямована нормальна реакція долівки F_z (F_x — горизонтальна реакція долівки).

Те саме можна відстежити й у разі ідеального нежорсткого колеса але із цілком жорстким обручем-біжником. Зауважмо, центр такого обруча-біжника реально існує в геометричному сенсі.

2. Зміщення вертикальної реакції. Якщо колесо є у повній мірі ідеальним механізмом, то вертикальна реакція F_z долівки є сумою нормальних тисків p_z з симетричним їх розподілом відносно вертикалі $O'_k K'$, що проходить через центр біжника O'_k , на віддалі e_x від вертикалі, що проходить через центр O_k колеса, рис. 2а. Несиметричність розподілу тисків p_z , рис. 2б, може бути зумовлена тільки гістерезисним ефектом (внутрішнім тертям). При цьому вертикальна реакція долівки F_z обов'язково зазнає додаткового зміщення a_f відносно вертикалі $O'_k K'$.

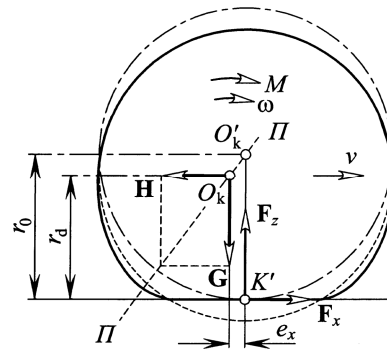


Рис. 1. Схема взаємного розташування центра маточини (колеса) і центра біжника

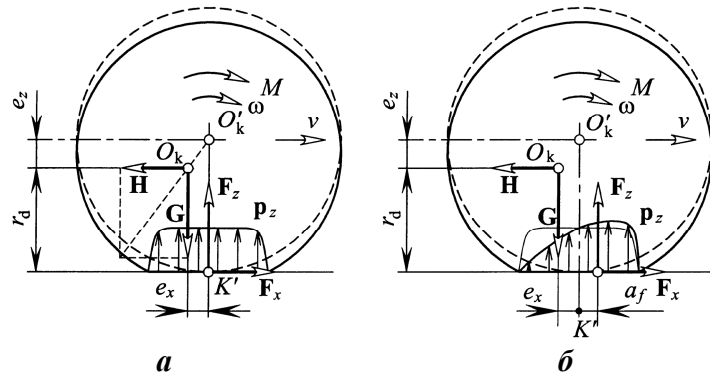


Рис. 2. Епюри розподілів нормального тиску у разі тягового кочення ідеального (а) та реального (б) коліс

Величини (параметри) e_x і a_f можуть співвідноситись так, що опір коченню колеса ніби заважатиме його бажаному інтенсивному гальмуванню, рис. 3а (зміщення b_x реакції F_z відносно центра O_k колеса може виявитися від'ємним; тут $a_f > 0$, $e_x < 0$, $b_x = a_f + e_x < 0$). У разі тяжного (веденого) колеса, рис. 3б, плече опору коченню a_f може виявитися несподівано великим за відносно малого значення плеча b_x (тут $e_x < 0$, $b_x > 0$, $a_f > b_x$).

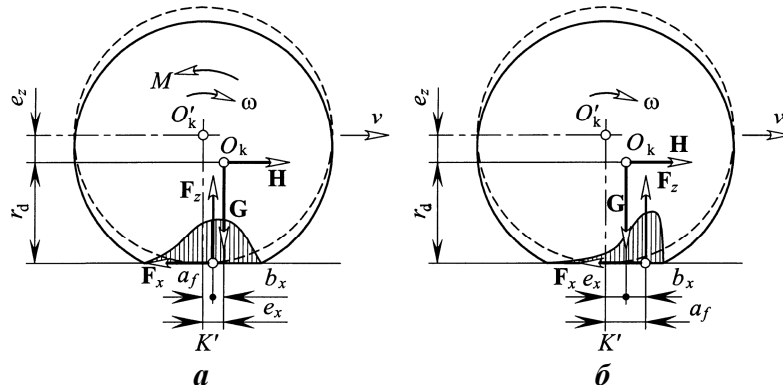


Рис. 3. Епюри розподілів нормального тиску у разі кочення колеса у гальмівному (а) та тяжному (б) режимах

3. Еквівалентні колеса. Хай ідеальне колесо-стрічка довжиною $2\pi r_0$ пересувається деформівною долівкою, рис. 4а. Точка K прикладання горизонтальної F_x і вертикальної F_z реакцій долівки рухається зі швидкістю $\mathbf{v}_K = \mathbf{v}_0 + \mathbf{v}$, де \mathbf{v}_0 ($v_0 = \omega r_0$, бо стрічковий біжник не змінює довжини) та \mathbf{v} ($v = \omega r_k$) — колова та поступна швидкості колеса-стрічки; ω

— кутова швидкість обертання маточини; r_0 та r_k — вільний та кінематичний радіуси колеса (α — кут, що визначає напрямок нормалі \mathbf{n} до поверхні бійника в точці K прикладання реакцій долівки). В такому разі через укладання балансу елементарних робіт можна знайти [4], що $M = F_x r_0 \cos \alpha + F_z r_0 \sin \alpha$.

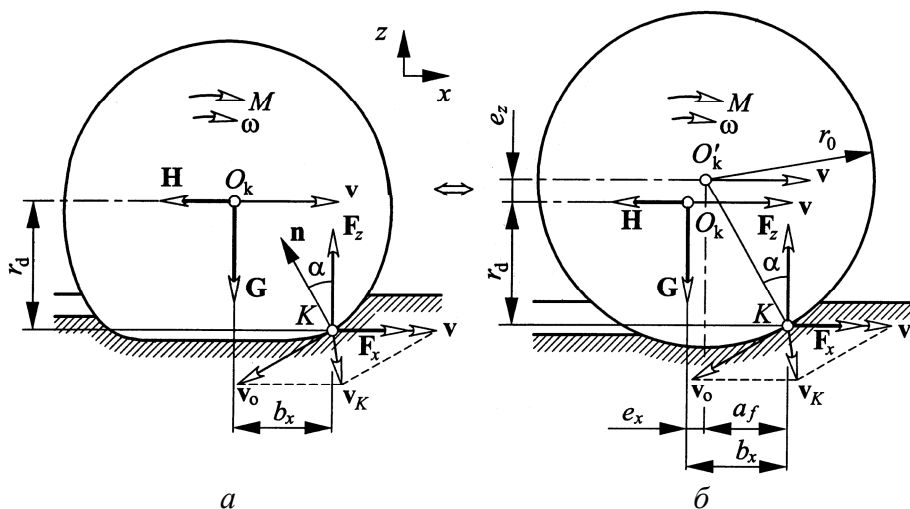


Рис. 4. Еквівалентні схеми колеса-стрічки і колеса з недеформівним бійником

Але такого самого співвідношення між силовими чинниками дійдемо, якщо бійник-стрічку незмінної довжини $2\pi r_0$ замінимо на жорсткий бійник-обруч радіуса r_0 , рис. 4б. Отож, бійник-стрічка незмінної довжини $2\pi r_0$ і жорсткий бійник-обруч радіуса r_0 можна умовно вважати еквівалентними моделями колеса.

4. Втрати енергії в системі «колесо — долівка». Наслідуючи [4], розглянемо колесо-модель із жорстким бійником-обручем радіуса r_0 . Звісно, навіть в колесі із жорстким бійником-обручем можуть виникати втрати енергії через те, що в еластичному кістяку, яким маточина пересилає силовий чинник на бійник, можуть виникати дисипативні ефекти.

Оцінімо перш за все кінематику точки O_k , що імітує центр маточини, відносно точки O'_k , що імітує центр бійника, рис. 5.

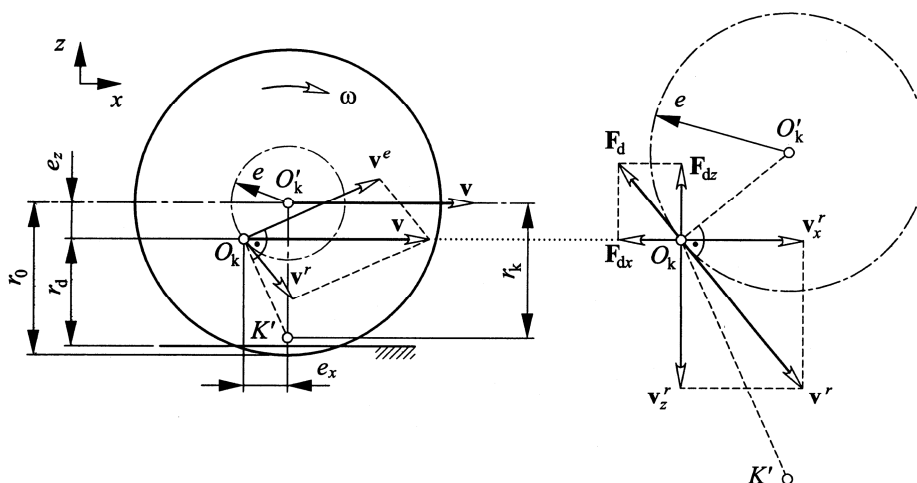


Рис. 5. Схема, що відображає кінематику відносного руху маточини в колесі з недеформівним бійником

Якби точка O_k належала жорсткому біжнику, то вона рухалась би з якоюсь швидкістю \mathbf{v}^e (переносною, перпендикулярною до відрізка $K'O_k$; тут K' — умовна миттєва вісь перекочування колеса). Насправді вісь колеса рухається зі швидкістю \mathbf{v} (абсолютною, перпендикулярною до відрізка $K'O'_k$). З цього випливає, що точка O_k повинна б мати ще й відносний рух зі швидкістю \mathbf{v}^r (дотичною до кола радіуса e , перпендикулярною до $O'_k O_k$). Отож (див. рис. 5):

$$\mathbf{v}^r = \mathbf{v} - \mathbf{v}^e, \quad (1)$$

Вираз (1) можна уточнити за допомогою співвідношень

$$\begin{aligned} \mathbf{v} &= \mathbf{v}_x, \quad v = v_x = \omega r_k \quad (\mathbf{v}_z = 0), \\ \mathbf{v}^e &= \mathbf{v}_x^e + \mathbf{v}_z^e, \quad v_x^e = (r_k - e_z)\omega, \quad v_z^e = -e_x\omega, \\ \mathbf{v}^r &= \mathbf{v}_x^r + \mathbf{v}_z^r, \quad v^r = e\omega = \sqrt{e_x^2 + e_z^2} \omega, \quad v_x^r = e_z\omega, \quad v_z^r = e_x\omega, \end{aligned} \quad (2)$$

де $\mathbf{v}_x, \mathbf{v}_x^e, \mathbf{v}_x^r$ та $\mathbf{v}_z, \mathbf{v}_z^e, \mathbf{v}_z^r$ — горизонтальні та вертикальні (скеровані вздовж координатних осей x та z) складові відповідно векторів $\mathbf{v}, \mathbf{v}^e, \mathbf{v}^r$ абсолютної, переносної, відносної швидкостей точки O_k . Існування відносної швидкості \mathbf{v}^r засвідчує, що вісь колеса весь час ніби доганяє біжника (у разі негальмівного режиму кочення). Саме існування відносного руху є необхідною умовою виникання дисипації енергії. Рух цей є суто дотичним в тому сенсі, що центри O'_k і O_k колеса і біжника взаємно ні не віддаляються, ні не наближаються.

Хай дисипативна сила \mathbf{F}_d має в'язкісну природу:

$$\mathbf{F}_d = -k\mathbf{v}^r, \quad F_d = -k v^r; \quad \frac{F_{dx}}{F_d} = \frac{v_x^r}{v^r} = \frac{e_z}{e}, \quad \frac{F_{dz}}{F_d} = \frac{v_z^r}{v^r} = \frac{e_x}{e},$$

де k — параметр, що характеризує динамічне, в'язкісне тертя (коефіцієнт в'язкості, який може залежати, приміром, від величини e); вона скерована протилежно до відносної швидкості \mathbf{v}^r і її можна розкласти на взаємно перпендикулярні складові \mathbf{F}_{dx} та \mathbf{F}_{dz} (рис. 6). За малий проміжок часу dt дисипативна сила виконує роботу

$$dW_d = \mathbf{F}_d \cdot \mathbf{v}^r = -F_d v^r = -e F_d \omega.$$

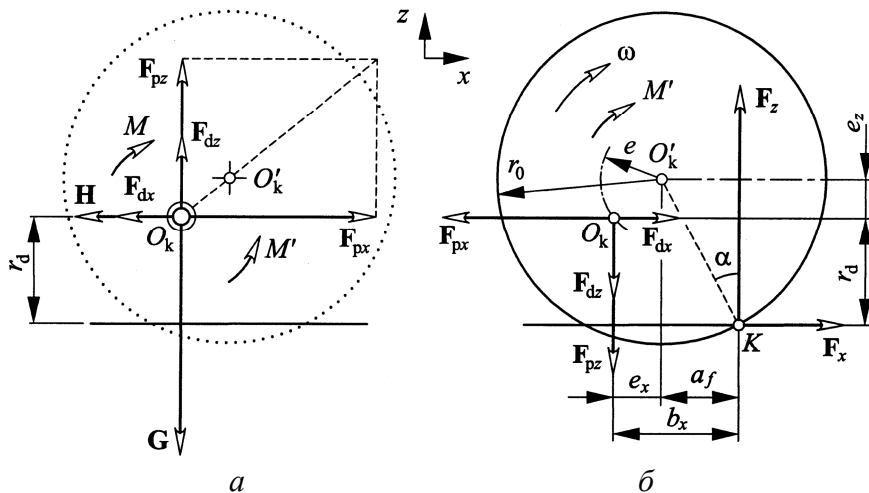


Рис. 6. Схема силової рівноваги маточини колеса і біжника-обруча

В такому разі, загальне рівняння робіт набуває вигляду (рис. 6)

$$M\omega dt = H\omega r_k dt + F_x(r_0 \cos \alpha - r_k)\omega dt + F_z r_0 \sin \alpha \omega dt + F_d e \omega dt$$

чи

$$M\omega dt = H\omega r_k dt + F_x(r_d + e_z - r_k)\omega dt + F_z a_f \omega dt + F_d e \omega dt. \quad (3)$$

Тут враховано, що $\cos \alpha = (r_d + e_z) / r_0$, $\sin \alpha = a_f / r_0$.

Аби відносний рух маточини й б'їжника був фізично можливим, кістяк колеса повинен створювати відновлювальний ефект — пасивну пружну силу. А пружна сила, як відомо, за цикл «навантаження — розвантаження» роботи не виконує.

Очевидно, що в (3) $M\omega dt$ — робота, яка виконується над колесом, $H\omega r_k dt$ — робота, виконувана колесом над автомобілем, а от

$$dW_f = F_x(r_d + e_z - r_k)\omega dt + F_z a_f \omega dt + F_d e \omega dt \quad (4)$$

— сукупні втрати енергії внаслідок проковзування (буксування) колеса та на деформування долівки й подолання протидії внутрішнього в'язкого тертя в кістяку колеса.

5. Взаємозв'язок між силовими чинниками. Силова рівновага маточини можлива за умов (рис. 6а)

$$F_{px} - H - F_{dx} = 0, \quad F_{pz} - G + F_{dz} = 0, \quad M - M' = 0, \quad (5)$$

а б'їжника — за умов (рис. 6б)

$$F_{px} - F_x - F_{dx} = 0, \quad F_{pz} - F_z + F_{dz} = 0, \\ F_x(r_d + e_z) + F_z a_f + F_{dx} e_z + F_{dz} e_x + F_{pz} e_x - F_{px} e_z - M' = 0, \quad (6)$$

де M' — реакційний момент з боку кістяка; F_{px} і F_{pz} — сили пружності кістяка в горизонтальному і вертикальному напрямках. Останній з виразів (6) — це рівняння моментів силових чинників відносно центра б'їжника.

Оперуючи виразами (3), (5), (6), доходимо цінного співвідношення [4]

$$F_{pz} e_x - F_{px} e_z = 0. \quad (7)$$

Зрештою, вираз (7) просто засвідчує, що пружна сила $F_p = F_{px} + F_{pz}$ скерована вздовж прямої $O_k O'_k$, і це є цілком природнім. Звідси ж випливає (сам по собі!) висновок, що жорсткості колеса в напрямках відповідно x , z , радіальному (й кожному іншому) є однаковими:

$$\frac{F_{px}}{e_x} = c_x = c_z = \frac{F_{pz}}{e_z} = c. \quad (7a)$$

Водночас, разом з (7), вдається виснувати співвідношення

$$H - F_x = 0, \quad F_z - G = 0, \quad (8)$$

$$M = F_x r_d + F_z (a_f + e_x), \quad (9)$$

$$F_z e_x - F_x e_z = F_{dx} e_z + F_{dz} e_x \quad (10)$$

та (на підставі (4)) — співвідношення

$$\frac{dW_f}{dt} = P_f = F_x(r_d - r_k)\omega + F_z(a_f + e_x)\omega, \quad (11)$$

де P_f — розсіювана колесом потужність. Вирази (8), (9) — цілком прозорі; вони описують рівновагу колеса загалом.

Вираз (10) заперечує чинність в даному разі співвідношення

$$\frac{e_x}{e_z} = \frac{F_x}{F_z} (?),$$

властивого ідеальному пружному колесу [3, 5], а утверджує, натомість, співвідношення

$$\frac{e_x}{e_z} = \frac{F_x + F_{dx}}{F_z - F_{dz}}.$$

Це означає, що тепер рівнодійна сил \mathbf{H} і \mathbf{G} не скерована вздовж прямої $O'_k O_k$, як у разі ідеальної системи «колесо — долівка», рис. 7 (див. також рис. 2а).

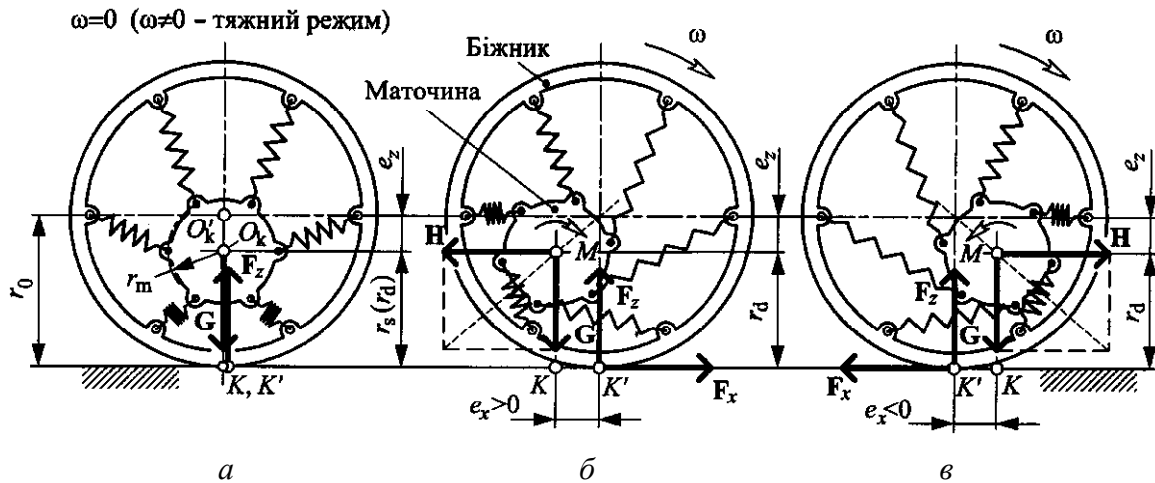


Рис. 7. Імітація режимів кочення ідеального еластичного колеса:

а — стан спокою колеса під нормальним навантаженням (чи тяжкий режим кочення);
 б — тяговий режим кочення; в — гальмівний режим кочення [5]

Припустімо, що дисипативний опір в кістяку колеса в першому наближенні є лінійним і вимірюється сталим коефіцієнтом k в'язкості. Оскільки відповідно до (2) $v'_x = e_z \omega$, $v'_z = e_x \omega$, то (в першому наближенні)

$$F_{dx} = kv'_x = ke_z \omega, \quad F_{dz} = kv'_z = ke_x \omega. \quad (12)$$

В такому разі вираз (10) набуває вигляду

$$F_x e_z - F_z e_x = -k(e_x^2 + e_z^2) \omega = -ke^2 \omega. \quad (13)$$

6. Дисипативне плече і коефіцієнт опору коченню колеса. Потужність (11) втрат енергії можна (цілком формально) визначити й по-іншому:
 або

$$P_f = M_f \omega = a_{df} F_z \omega, \quad \text{або} \quad P_f = F_f v = f_k F_z v, \quad (14)$$

де (див. (9))

$$M_f = F_x (r_d - r_k) + F_z (a_f + e_x) = M - F_x r_k$$

і

$$F_f = F_x \frac{r_d - r_k}{r_k} + F_z \frac{a_f + e_x}{r_k} = \frac{M_f}{r_k} = \frac{M}{r_k} - F_x.$$

— момент і сила опору коченню. Але при цьому доведеться оперувати або поняттям дисипативного плеча опору коченню колеса

$$a_{df} = \frac{P_f}{F_z \omega} = \frac{M_f}{F_z} = \frac{F_x (r_d - r_k) + F_z (a_f + e_x)}{F_z} = a_f + e_x + (r_d - r_k) \frac{F_x}{F_z}, \quad (15)$$

або поняттям коефіцієнта опору коченню колеса

$$\begin{aligned} f_k &= \frac{P_f}{F_z v} = \frac{F_f}{F_z} = \frac{F_x (r_d - r_k) \omega + F_z (a_f + e_x) \omega}{F_z v} = \frac{F_x (r_d - r_k) + F_z (a_f + e_x)}{F_z r_k} = \\ &= \frac{a_f + e_x}{r_k} + \frac{r_d - r_k}{r_k} \frac{F_x}{F_z} = \frac{a_{df}}{r_k}. \end{aligned} \quad (16)$$

В даному разі прийнято, що в опір коченню трансформується також і проковзування колеса.

Орієнтуючись на рівність (4), величину $M_{dl} = F_z a_f$ можна витлумачити як момент опору коченню, зумовлений пластичністю долівки, а величину $M_{dk} = F_{dx} e_z + F_{dz} e_x$ — як момент опору коченню, зумовлений дисипативністю кістяка колеса. Отож, порівнюючи момент опору коченню

$$M'_f = M_{dl} + M_{dk} = F_z a_f + F_{dx} e_z + F_{dz} e_x,$$

в якому не облікована зумовлена проковзуванням складова

$$M_s = F_x (r_d + e_z - r_k),$$

з тим самим моментом, але визначеним як $M_f = F_z a'_{df}$, можна віднайти суто дисипативне плече опору коченню колеса:

$$a'_{df} = \frac{M'_f}{F_z} = a_f + \frac{F_{dx}}{F_z} e_z + \frac{F_{dz}}{F_z} e_x. \quad (17)$$

Якщо керуватись співвідношеннями (12), то

$$a'_{df} = \frac{M'_f}{F_z} = a_f + ke^2 \frac{\omega}{F_z}. \quad (18)$$

Вираз (17), звісно, можна подати також у вигляді (див. (9), (8))

$$a'_{df} = \frac{M'_f}{F_z} = e_x + a_f - \frac{H}{G} e_z = e_x + a_f - \frac{F_x}{F_z} e_z, \quad (19)$$

де величина a_f така (див. рис. 4б), що справджується умова

$$(r_d + e_z)^2 + a_f^2 = r_0^2.$$

Тут опір коченню тлумачиться як явище, зумовлене суто пластичністю долівки та динамічною гістерезністю колеса, але не його ковзанням. Зауважмо (див. (15), (19)),

$$a'_{df} = e_x + a_f - \frac{F_x}{F_z} e_z + (r_d - r_k + e_z) \frac{F_x}{F_z} = a'_{df} + (r_d - r_k + e_z) \frac{F_x}{F_z},$$

і зрозуміло, що (15), (19) збігаються тільки у разі $r_k - r_d \rightarrow e_z$. Отож, величина $s_r = r_d - r_k + e_z$ ніби править за ознаку й мірило проковзування колеса.

Сила опору коченню колеса — примарний об'єкт навіть у разі спрощеного схемного тлумачення дії долівки на колесо, рис. 8. Хай силові чинники, які сприймає колесо від долівки (дороги), зведені до зосередженої сили F (див. верхній стрій схем на рис. 8). Оскільки силові чинники з боку мобільної машини прикладаються до осі O_k колеса, то до цієї ж осі було б логічно звести й силу F (див. нижній стрій схем на рис. 8). Звісно, таке зведення часом потребуватиме прикладання відповідного обертового моменту.

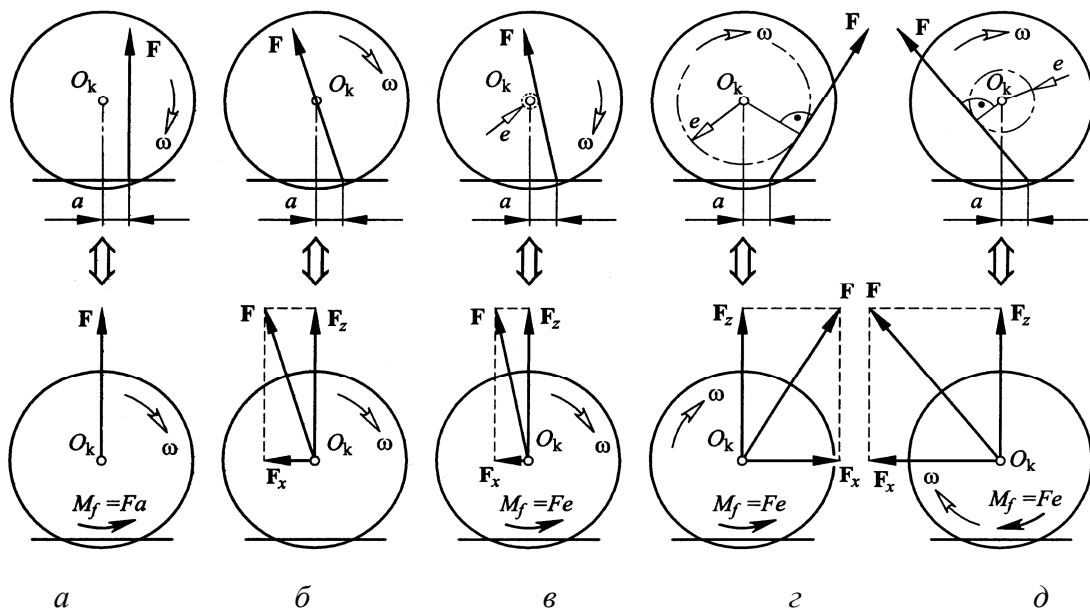


Рис. 8. Схема зведення сили реакції долівки до центра колеса

Зведення нормальної зміщеної на плече a сили \mathbf{F} потребуватиме прикладання моменту $M_f = Fa$ (рис. 8а). Отож, аби долати спротив долівки, доведеться прикладати до маточини колеса обертальний момент, скерований проти M_f . А от про яку-небудь силу опору коченню не йдеться.

Зведення скерованої вздовж непертикальної прямої, що проходить через центр O_k колеса, сили \mathbf{F} не потребує прикладання додаткового моменту M_f (рис. 8б). Горизонтальну складову F_x зведеної сили \mathbf{F} , проте, не можна вважати силою дисипативного опору коченню колеса. Радше, вона — силовий ефект прояву кривини поздовжнього профілю долівки, тобто опір доквілля. А той факт, що лінія дії сили \mathbf{F} проходить через точку O_k — доказ ідеальності колеса. Аби забезпечити пересування колеса, в цьому разі до нього слід прикладати штовхальну силу.

Якщо лінія дії сили \mathbf{F} минає центр колеса на віддалі e , рис. 8в, то операція зведення сили викриє дію моменту $M_f = Fe$. Усталений рух колеса можливий за дії штовхальної сили та обертального моменту.

Звісно, горизонтальна складова F_x зведеної сили \mathbf{F} може правити як за рушійну (рис. 8з), так і за гальмівну (рис. 8д). І в першому випадку момент $M_f = Fe$ протидіє рушійній силі F_x , і в другому він не сприяє гальмуванню. Тому виникає природне бажання саме величину M_f вважати ознакою і мірилом опору коченню — як силу тертя беззастережно вважають ознакою і мірилом опору ковзанню при поступальному русі тіла.

При цьому й величина плеча a не ідентифікує дисипативність в колесі. Вона може набувати навіть від'ємних значень, не заперечуючи існування опору коченню.

7. Деформаційні параметри. Знайдене раніше співвідношення

$$\frac{e_x}{e_z} = \frac{F_x + F_{dx}}{F_z - F_{dz}},$$

зважаючи на те, що

$$\frac{F_{dx}}{F_d} = \frac{v'_x}{v'} = \frac{e_z}{e}, \quad \frac{F_{dz}}{F_d} = \frac{v'_z}{v'} = \frac{e_x}{e},$$

можна подати у вигляді

$$\frac{e_x}{e_z} = \frac{F_x + \frac{e_z}{e} F_d}{F_z - \frac{e_x}{e} F_d} = \frac{eF_x + e_z F_d}{eF_z - e_x F_d}.$$

А ще, на підставі перших двох рівнянь (6) ($F_{px} - F_x - F_{dx} = 0$, $F_{pz} - F_z + F_{dz} = 0$) та рівнянь

$$F_{px} = ce_x, \quad F_{pz} = ce_z, \quad F_{dx} = \frac{e_z}{e} F_d, \quad F_{dz} = \frac{e_x}{e} F_d, \quad F_d = kv' = ke\omega,$$

можна виснувати систему рівнянь

$$ce_x - F_x - \frac{e_z}{e} F_d = 0, \quad ce_z - F_z + \frac{e_x}{e} F_d = 0,$$

за розв'язки якої правлять

$$e_x = \frac{\begin{vmatrix} F_x & -\frac{1}{e} F_d \\ F_z & c \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} c & -\frac{1}{e} F_d \\ \frac{1}{e} F_d & c \end{vmatrix}} = \frac{cF_x + \frac{1}{e} F_d F_z}{c^2 + \frac{1}{e^2} F_d^2} \quad \text{і} \quad e_z = \frac{\begin{vmatrix} c & F_x \\ \frac{1}{e} F_d & F_z \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} c & -\frac{1}{e} F_d \\ \frac{1}{e} F_d & c \end{vmatrix}} = \frac{-\frac{1}{e} F_d F_x + cF_z}{c^2 + \frac{1}{e^2} F_d^2}$$

чи

$$e_x = \frac{\begin{vmatrix} F_x & -k\omega \\ F_z & c \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} c & -k\omega \\ k\omega & c \end{vmatrix}} = \frac{cF_x + k\omega F_z}{c^2 + k^2\omega^2} \quad \text{і} \quad e_z = \frac{\begin{vmatrix} c & F_x \\ k\omega & F_z \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} c & -k\omega \\ k\omega & c \end{vmatrix}} = \frac{-k\omega F_x + cF_z}{c^2 + k^2\omega^2}, \quad (20)$$

звідки, зокрема,

$$\frac{e_x}{e_z} = \frac{cF_x + k\omega F_z}{-k\omega F_x + cF_z} = \frac{c \frac{F_x}{F_z} + k\omega}{-k\omega \frac{F_x}{F_z} + c}.$$

З рівнянь (13), (20) тепер легко висувати, що

$$F^2 = F_x^2 + F_z^2 = e^2(c^2 + k^2\omega^2),$$

звідки

$$e = \frac{F}{\sqrt{c^2 + k^2\omega^2}} = \sqrt{\frac{F_x^2 + F_z^2}{c^2 + k^2\omega^2}} = \sqrt{\frac{H^2 + G^2}{c^2 + k^2\omega^2}} = \frac{F'}{\sqrt{c^2 + k^2\omega^2}}.$$

Отже параметр e однозначно визначають: сумарне навантаження на колесо $F' = \sqrt{H^2 + G^2}$ (чи сумарна реакційна сила від долівки $F = \sqrt{F_x^2 + F_z^2} = F'$), пружність-жорсткість колеса (оцінювана коефіцієнтом пружності c), дисипативність кістяка бійника (оцінювана коефіцієнтом в'язкості k), швидкість ω кочення (швидкісний режим руху) колеса.

Зважаючи на (20), доречно вирізнити такі критичні режими кочення колеса, коли

$$\omega F_x = \frac{c}{k} F_z.$$

Саме в цьому разі, якщо це реально можливо, $e_z = 0$ ($e_x = F_z/(k\omega)$), тобто колесо ніби втрачає еластичність, твердне у вертикальному напрямі.

Резюме. Ранньому (можна навіть казати — передпарадигмальному) етапові розвитку теорії (експлуатаційних) властивостей колісних мобільних машин притаманні концепційний безлад і конкуренція великої кількості сутнісно розбіжних поглядів на явище взаємодії еластичного колеса з довкіллям. Жоден з цих поглядів не можна було відкидати як хибний, позаяк усі вони впливали із сумлінних спостережень емпіричними засобами свого часу. Але з часом все ж мусила відбутись струнка й вірогідна концепціалізація досвідних даних, на основі якої можна було б пояснити велику частину спостережуваного і звести надійний фундамент для майбутніх досліджень. Одним із найсуперечливіших понять завжди була «сила опору коченню», яку намагалися «встромити» в силовий баланс колеса (чи загалом — машини), хоча впливала вона, радше, з енергетичного балансу. Отже існувала необхідність змінити домінуючу парадигму. Перш за все треба було будь-що відмовитись від надання звичним параметрам невластивого їм змісту.

Реальне зміщення вертикальної реакції F_z від центра колеса (див. рис. 6б) визначається за формулою $b_x = e_x + a_f$. А відповідно до (14) можна означити момент опору коченню колеса $M_f = a_{df} F_z$ (чи $M'_f = a'_{df} F_z$) та силу опору коченню колеса $F_f = f_k F_z$. Очевидно, що величини ні a_{df} (див. (15)), ні a'_{df} (див. (18), (19)) не збігаються з реальним b_x (чи з e_x , чи з a_f). Отже, і a_{df} , і a'_{df} , а разом з ними і f_k (див. (16)), — суто фіктивні, умовні, надумані параметри, покликані суто формально оцінювати дисипативні ефекти.

Як впливає з (15) (чи (19)), хіба що у вільному режимі кочення колеса (коли $F_x = 0$) дисипативне a_{df} чи a'_{df} і реальне $b_x = e_x + a_f$ плечі збігаються: $a_{df} = a'_{df} = b_x$. У тяговому

(коли $F_x > 0$) режимі кочення $a'_{df} < b_x$, а в гальмівному й нейтральному (коли $F_x < 0$) режимах $a'_{df} > b_x$. Щоправда, й у разі цілком жорсткого (!) колеса, коли $e_x = e_z = 0$, чинною є змістовна рівність $a'_{df} = a_f$.

Список літератури:

1. **Ehsani M.** Modern Electric, Hybrid Vehicles and Fuel Cell Vehicles — Fundamentals, Theory and Design / Mehrdad Ehsani, Yimin Gao, Ali Emadi. — Boca Raton — London — New York : CRC Press, 2010. — 558 p.

2. **Рачејка Н.-В.** Tyre and Vehicle Dynamics / Hans B. Pacejka. — Amsterdam — Boston — Heidelberg — London — New York — Oxford — Paris — San Diego — San Francisco — Singapore — Sydney — Tokyo : Butterworth-Heinemann is an imprint of Elsevier, 2006. — 657 с.

3. **Петрушов В. А.** Сопротивление качению автомобилей и автопоездов / В. А. Петрушов, С. А. Шуклин, В. В. Московкин. — М. : Машиностроение, 1975. — 225 с.

4. **Передвижение по грунтам Луны и планет** / Под ред. А. Л. Кемурджиана. — М. : Машиностроение, 1986. — 272 с.

5. **Гащук П. М.** Теорія автомобіля: Колесо / П. М. Гащук, Т. Г. Миськів. — Львів : Українські технології, 2010. — 254 с.

П.Н. Гащук, Н.И. Сычевский

ПОНЯТИЕ ДИССИПАТИВНОГО ПЛЕЧА РЕАКЦИИ ДОРОГИ НА КОЛЕСЕ ПОЖАРНОЙ МАШИНЫ

Произведен анализ содержательного и количественного соответствия друг другу важнейших понятий, которыми оперирует теория эластичного (пневматического, в частности) колеса мобильной машины. Анализ опирается на противопоставление реального колеса идеальному и на использование уравнений силового и энергетического баланса. С помощью понятий «центр колеса», и «центр шины» отслежена взаимообусловленность трех факторов — силы, плеча и коэффициента сопротивления качению колеса, которые каждый по-своему характеризуют диссипацию энергии в системе «колесо — дорога». Результаты анализа призваны стать полезными при синтезе «виртуального пожарного автомобиля».

Ключевые слова: пожарный автомобиль, эластичное колесо, сопротивление качению, диссипативное плечо силы реакции дороги, коэффициент сопротивления качению.

P.M. Hashchuk, M.I. Sychevsky

CONCEPT OF DISSIPATIVE SHOULDER REACTION OF ROAD ON A FIRE-TRUCK WHEEL

The substantial and quantitative conformity to each other of the major concepts, which are in the theory of elastic (pneumatic, in particular) wheel of the mobile car, are analyzed. The analysis is based on the opposing a real wheel to ideal one and on use of force and power balance equations. By means of concepts «the wheel centre», and «the tyre centre» interconditionality of three factors is traced — forces, a shoulder and rolling resistance factor of the wheels, each of these characterizes energy dissipation in a «wheel —road» system in its own way. The results of the analysis are to become useful at synthesis of «a virtual fire-truck».

Key words: fire-truck, an elastic wheel, rolling resistance, dissipative shoulder force reaction of road, rolling resistance factor.

