

Горалік Є.Т., Крюков М.М., Лупіна Т.О.

## ВПЛИВ СИЛ ТЕРТЯ НА СХОДЖЕННЯ РЯТУВАЛЬНОЇ ШЛЮПКИ ВІЛЬНОГО ПАДІННЯ З ПОХИЛОЇ РАМПИ

Розглянуто задачу про рух рятувальної шлюпки вільного падіння (РШВП), яка моделюється однорідним стрижнем, при сходженні з похилої рампи протягом першої фази падіння з наростаючим кутом нахилу (фази обертання) з урахуванням впливу сил тертя. Диференціальні рівняння руху РШВП в полярній системі координат з урахуванням сили тертя, рівної половині її максимального значення, складені за допомогою рівнянь Лагранжа другого роду. Отримано розв'язувальну систему звичайних диференціальних рівнянь і сформульовано відповідну задачу Коші.

На основі запропонованого підходу проведено чисельні експерименти для визначення часу скочування РШВП, швидкості її центру мас, кутів повороту та кутової швидкості шлюпки в момент відриву від рампи при значеннях коефіцієнту тертя 0; 0,1 і 0,2, значеннях кута нахилу рампи  $\alpha = 35^\circ$  та  $\alpha = 25^\circ$ , довжині шлюпки 5, 10, 15 м і початковій швидкості її центру мас 6, 8, 10 м/с відповідно.

Також на основі диференціальних рівнянь руху стрижня в декартовій та полярній системах координат отримано вираз для нормальної реакції рампи  $F_n$  та розв'язувальну систему диференціальних рівнянь в декартовій системі координат. Сформульовано відповідну задачу Коші, яка розв'язується чисельно за допомогою методу Рунге-Кутта четвертого порядку точності.

Проведено розрахунки залежностей значення відносної динамічної нормальної реакції  $F_n/m$  (Н/кг) стрижня при куті нахилу рампи  $\alpha = 35^\circ$ , різних значеннях довжини стрижня, початкової швидкості його центру мас від часу та відстані центру мас до краю опори в процесі скочування, а також побудовано їх графіки для стрижня довжиною 5 метрів і початкової швидкості 6 м/с. Показано, що робота сил тертя протягом фази обертання не перевищує роботу сили тертя при значенні нормальної реакції, рівному половині значення нормальної реакції на початку фази обертання.

Встановлено, що вплив тертя на параметри руху РШВП протягом фази обертання незначний і залежить від кута нахилу рампи. При зменшенні кута нахилу рампи вплив тертя на кут повороту і кутову швидкість РШВП зростає, а на лінійну швидкість її центру мас навпаки зменшується.

Зроблено висновок про можливість використання запропонованого підходу і чисельних експериментів для врахування сил тертя протягом фази обертання та вибору параметрів руху РШВП.

**Ключові слова:** рятувальна шлюпка вільного падіння, похила рампа, сила тертя, рівняння Лагранжа другого роду, звичайні диференціальні рівняння, задача Коші, чисельне моделювання, метод Рунге-Кутта.

**Мета дослідження** полягає в оцінці впливу сил тертя на параметри руху рятувальної шлюпки вільного падіння при сходженні з похилої рампи впродовж етапу обмеженого падіння (фази обертання).

**Аналіз останніх досліджень і публікацій.** Задача про рух твердого тіла при сходженні з похилої плоскої опори є актуальною, зокрема, для рятувальних шлюпок вільного падіння, які знаходять широке застосування на морських судах та нафтодобувних платформах [1, 2, 3]. Рух

рятувальної шлюпки вільного падіння при скиданні з судна до контакту з водою розглядався в роботах багатьох вітчизняних та зарубіжних науковців, оскільки небезпечні для пасажирів прискорення під час занурення шлюпки залежать від її положення та швидкості в момент контакту з поверхнею води.

При цьому рух РШВП зазвичай поділяють на три взаємно пов'язані етапи: ковзання по похилій рампі до досягнення її центром мас краю рампи (фаза ковзання), обмежене падіння до відриву від рампи (фаза обертання) і вільне падіння до контакту носової частини шлюпки з водою (фаза вільного падіння) [1, 2, 3]. Найбільш складною для теоретичного дослідження є фаза обертання, коли рух описується диференціальними рівняннями, розв'язування яких потребує застосування чисельних методів.

Зазвичай, рух рятувальної шлюпки під час фази обертання розглядається в декартовій системі координат [2, 4, 5] і описується трьома диференціальними рівняннями, два з яких описують рух її центру мас, а третє – обертальний рух шлюпки, до яких додається рівняння сумісності переміщень.

В роботах [6, 7, 8] запропоновано для складання диференціальних рівнянь і дослідження руху шлюпки, яка моделюється однорідним стрижнем, впродовж фази обертання застосовувати рівняння Лагранжа другого роду і полярну систему координат з початком на краю рампи. Завдяки цьому отримано більш просту систему двох диференціальних рівнянь, на основі результатів чисельних розв'язків яких виконано дослідження впливу різних факторів на параметри руху. Враховуючи малість значень приведених коефіцієнтів тертя для відомих спускних пристроїв ( $f = 0,02 \dots 0,05$ ), силами тертя нехтували.

Враховуючи можливість зростання сил тертя за певних обставин, чисельна оцінка їх впливу на рух РШВП під час фази обертання є актуальною.

**Основні матеріали дослідження.** При моделюванні твердого тіла однорідним стрижнем масою  $m$  довжиною  $L$  його рух протягом фази обертання в декартових прямокутних координатах без врахування сил тертя описується системою трьох диференціальних рівнянь другого порядку (1).

$$\begin{aligned} m\ddot{x} &= F_n \sin\varphi, \\ m\ddot{y} &= mg - F_n \cos\varphi, \\ \frac{mL^2}{12}\ddot{\varphi} &= F_n \sqrt{x^2 + y^2} \end{aligned} \quad (1)$$

де  $x, y$  – координати центру мас стрижня,  $\varphi$  – кут нахилу стрижня до горизонтальної осі,  $\ddot{x}, \ddot{y}$  – проекції прискорення на горизонтальну і вертикальну осі координат,  $\ddot{\varphi}$  – кутове прискорення стрижня,  $g$  – прискорення вільного падіння.

Значення динамічної нормальної реакції опори  $\vec{F}_n$ , наперед невідоме, змінюється під час руху стрижня і потребує додаткового визначення.

В узагальнених (полярних) координатах, як було показано в роботі [7], для розв'язання розглядуваної задачі про рух стрижня при його скочуванні з опори без врахування сил тертя достатньо системи двох диференціальних рівнянь (2).

$$\begin{aligned} \dot{r} - r\dot{\varphi}^2 &= g \sin\varphi; \\ 2r\dot{r}\dot{\varphi} + \left(\frac{L^2}{12} + r^2\right)\ddot{\varphi} &= gr \cos\varphi. \end{aligned} \quad (2)$$

де  $r$  – модуль радіуса-вектора центру мас стрижня,  $\dot{r}$  – швидкість центру мас в напрямі осі стрижня,  $\dot{\varphi}$  – кутове прискорення стрижня.

З останнього рівняння системи (2) після підстановки  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$  і необхідних перетворень отримаємо (3):

$$\ddot{\varphi} = \frac{g\sqrt{x^2+y^2}\cos\varphi - 2(x\dot{y}+y\dot{x})\dot{\varphi}}{\left(\frac{L^2}{12} + x^2 + y^2\right)} \quad (3)$$

З третього рівняння системи (1), з урахуванням (3) визначаємо  $F_n$  (4):

$$F_n = \frac{mL^2}{12} \left( \frac{g\sqrt{x^2+y^2}\cos\varphi - 2(x\dot{y}+y\dot{x})\dot{\varphi}}{\left(\frac{L^2}{12} + x^2 + y^2\right)\sqrt{x^2+y^2}} \right) \quad (4)$$

Підставивши знайдений для  $F_n$  вираз (4) в (1), отримаємо розв'язувальну систему диференціальних рівнянь в декартових координатах у вигляді (5):

$$\begin{aligned} \ddot{x} &= \frac{L^2 \sin\varphi}{12} \left( \frac{g\sqrt{x^2+y^2}\cos\varphi - 2(x\dot{y}+y\dot{x})\dot{\varphi}}{\left(\frac{L^2}{12} + x^2 + y^2\right)\sqrt{x^2+y^2}} \right) \\ \ddot{y} &= g - \frac{L^2 \cos\varphi}{12} \left( \frac{g\sqrt{x^2+y^2}\cos\varphi - 2(x\dot{y}+y\dot{x})\dot{\varphi}}{\left(\frac{L^2}{12} + x^2 + y^2\right)\sqrt{x^2+y^2}} \right) \\ \ddot{\varphi} &= \frac{g\sqrt{x^2+y^2}\cos\varphi - 2(x\dot{y}+y\dot{x})\dot{\varphi}}{\left(\frac{L^2}{12} + x^2 + y^2\right)} \end{aligned} \quad (5)$$

Рівняння (5) справедливі поки кінець стрижня не досягне кінця опори за умови  $F_n > 0$ .

Для формулювання задачі Коші для отриманої системи диференціальних рівнянь (5) необхідно додати початкові умови (6)

$$\begin{aligned} x(0) = 0, y(0) = 0, \dot{x}(0) = V_{0x} = V_0 \cos \alpha, \dot{y}(0) = V_{0y} = V_0 \sin \alpha, \\ \varphi(0) = \alpha, \dot{\varphi}(0) = 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Поклавши  $z_1 = x, z_2 = \dot{x}, z_3 = y, z_4 = \dot{y}, z_5 = \varphi, z_6 = \dot{\varphi}, a = L^2/12$ , приведемо отриману систему диференціальних рівнянь (5) до нормальної форми Коші:

$$\begin{aligned} \frac{dz_1}{dt} = z_2, \quad \frac{dz_2}{dt} = a \sin z_5 \left( \frac{g\sqrt{z_1^2 + z_3^2} \cdot \cos z_5 - 2(z_1 z_2 + z_3 z_4) z_6}{(a + z_1^2 + z_3^2)\sqrt{z_1^2 + z_3^2}} \right), \\ \frac{dz_3}{dt} = z_4, \quad \frac{dz_4}{dt} = z_6, \\ \frac{dz_5}{dt} = \frac{g\sqrt{z_1^2 + z_3^2} \cos z_5 - 2(z_1 z_2 + z_3 z_4) z_6}{(a + z_1^2 + z_3^2)}. \end{aligned} \quad (7)$$

Початкові умови мають вигляд

$$\begin{aligned} z_1(0) = 0, \quad z_2(0) = V_{0x} = V_0 \cos \alpha, z_3(0) = 0, z_4(0) = V_{0y} = V_0 \sin \alpha, \\ z_5(0) = \alpha, z_6(0) = 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Задачу Коші (7), (8) розв'язували за допомогою чисельного методу Рунге-Куты четвертого порядку точності.

На основі запропонованого підходу проведено серію чисельних експериментів для визначення часу скочування стрижня, горизонтальної та вертикальної складової швидкості центру мас, кутів повороту та кутової швидкості стрижня в момент відриву від рампи при куті нахилу рампи  $\alpha = 35^\circ$  та різних значеннях початкової швидкості центру мас в діапазоні від 1 до 10 м/с і довжини стрижня в діапазоні від 5 до 15 м. Результати цих розрахунків не відрізнялись від отриманих раніше в роботі [7].

Проведені розрахунки залежності значення відносної динамічної нормальної реакції  $F_n/m$  (Н/кг) стрижня при куті нахилу рампи  $\alpha = 35^\circ$  та вказаному вище діапазоні змін довжини

стрижня та початкової швидкості центру мас від часу  $t$  (с) та відстані центру мас до краю опори в процесі скочування. Представлені на рис. 1 дані для стрижня довжиною 5 м при початковій швидкості 6 м/с, свідчать про справедливість рівнянь (5) в цьому випадку і відрив кінця стрижня від краю опори, оскільки  $F_n > 0$  протягом всієї фази обертання.

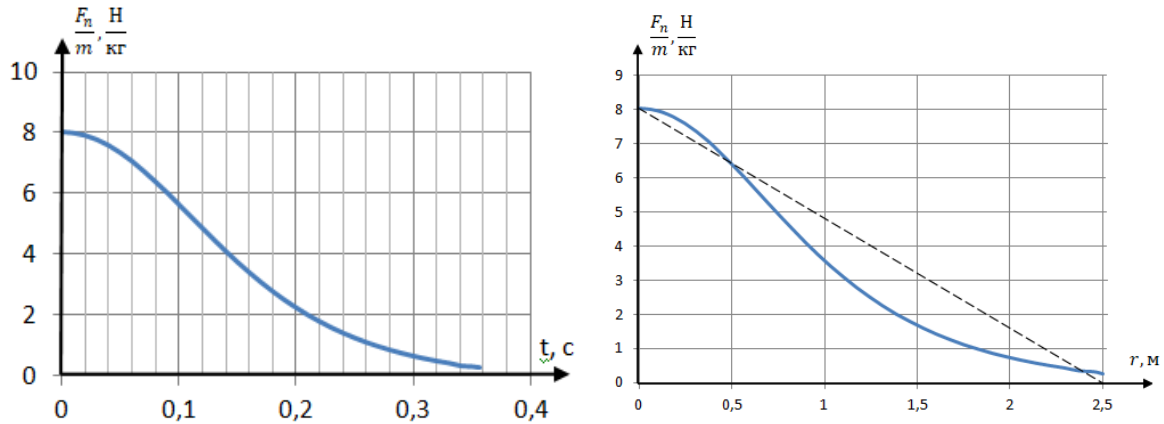


Рисунок 1 – Залежність відносної динамічної реакції  $F_n/m$  (Н/кг):  
а) – від часу скочування  $t$  (с); б) – від відстані центру мас до краю опори  $r$  (м)

Оскільки сила тертя між стрижнем і краєм опори  $F_T = fF_n$ , то робота сили тертя  $A_T$  протягом фази скочування, яка пропорційна площі під графіком (рис. 1, б) дещо менша за роботу сили тертя, яка змінюється за лінійним законом від максимального значення  $F_{Tmax}$  на початку фази обертання до нуля в момент відриву стрижня від рампи, тобто  $A_T < f \frac{F_{nmax}}{2} \cdot \frac{L}{2}$ . Отже, поклавши в подальших розрахунках  $F_n = \frac{F_{nmax}}{2}$  отримаємо дещо завищені результати щодо впливу тертя протягом фази обертання на рух стрижня при його скочуванні з похилої рампи.

Розрахункова схема сходження стрижня з урахуванням тертя представлена на рис. 2.

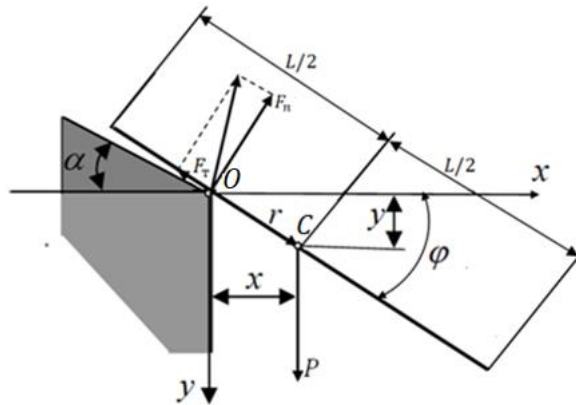


Рисунок 2 – Сходження однорідного стрижня з похилої опори.

В якості узагальнених координат прийемо радіус  $r = OC$  – відстань від центру мас стрижня до краю опори і полярний кут  $\varphi$  між горизонтальною віссю  $x$  і напрямком  $OC$  – віссю стрижня.

В даному випадку рівняння Лагранжа другого роду мають вигляд:

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\delta T}{\delta \dot{r}} \right) - \frac{\delta T}{\delta r} = Q_1,$$

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\delta T}{\delta \dot{\varphi}} \right) - \frac{\delta T}{\delta \varphi} = Q_2,$$

де  $T$  – кінетична енергія тіла,  $\dot{r} = \frac{dr}{dt}$  – модуль радіальної швидкості центру мас,  $\dot{\varphi} = \frac{d\varphi}{dt}$  – модуль кутової швидкості стрижня,  $\ddot{\varphi} = \frac{d^2\varphi}{dt^2}$  – модуль кутового прискорення стрижня,  $Q_1$  і  $Q_2$  – узагальнені сили.

Кінетична енергія стрижня при його русі визначається з виразу:

$$T = \frac{I_{zc}\dot{\varphi}^2}{2} + \frac{mV_c^2}{2}, \quad I_{zc} = \frac{mL^2}{12}$$

де  $I_{zc}$  – момент інерції стрижня відносно центру мас,  $V_c$  – модуль вектора швидкості центру мас.

З урахуванням відомих формул для моменту інерції стрижня відносно центру мас  $I_{zc} = \frac{mL^2}{12}$  і модуля вектора швидкості точки в полярній системі координат  $V = \sqrt{\dot{r}^2 + r^2\dot{\varphi}^2}$  отримаємо наступний вираз для кінетичної енергії стрижня:  $T = \frac{mL^2}{12} \cdot \frac{\dot{\varphi}^2}{2} + \frac{m(r^2 + r^2\dot{\varphi}^2)}{2}$ .

Знайшовши вирази для похідних, що входять у ліві частини рівнянь Лагранжа, отримаємо:

$$\frac{\delta T}{\delta \dot{r}} = m\dot{r}; \quad \frac{d}{dt} \left( \frac{\delta T}{\delta \dot{r}} \right) = m\ddot{r}; \quad \frac{\delta T}{\delta r} = m r \dot{\varphi}^2; \quad \frac{\delta T}{\delta \dot{\varphi}} = \frac{L^2}{12} m \dot{\varphi} + m r^2 \dot{\varphi}; \quad \frac{d}{dt} \left( \frac{\delta T}{\delta \dot{\varphi}} \right) = 2 m r \dot{r} \dot{\varphi} + \left( \frac{L^2}{12} + r^2 \right) m \ddot{\varphi}; \quad \frac{\delta T}{\delta \varphi} = 0.$$

Визначимо узагальнену силу  $Q_1$  по координаті  $q_1 = r$ . Для цього розглянемо можливе переміщення системи, зумовлене можливим приростом узагальненої координати  $q_1 = r$  (рис. 3).  $\delta A = Q_1 \delta q_1 = Q_1 \delta r$ .

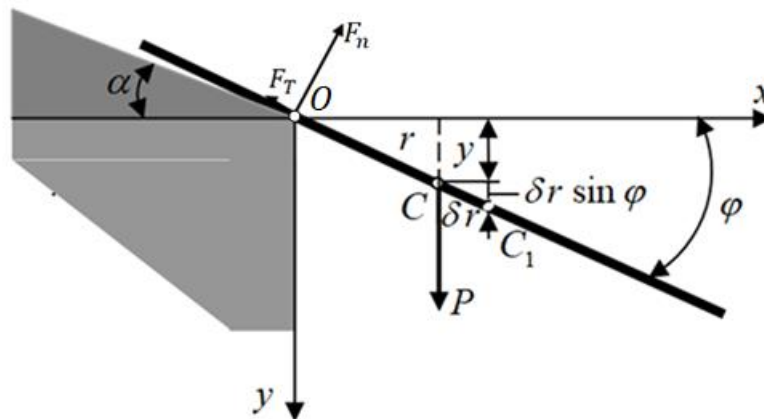


Рисунок 3 – Можливе переміщення системи, зумовлене приростом узагальненої координати  $\delta r$ .

Обертальний момент в початковий момент фази обертання  $P r \cos \alpha = F_{n \max} r$ . Звідси  $F_{n \max} = P \cos \alpha$ .

Враховуючи, що в кінці фази обертання  $F_n \rightarrow 0$ , в подальших розрахунках при оцінці роботи сил тертя покладемо  $F_n = \frac{1}{2} F_{n \max} = \frac{P \cos \alpha}{2} = 0,5 m g \cos \alpha$ . Тоді середнє значення сили тертя між стрижнем і опорою протягом фази обертання визначатиметься за формулою

$$F_T = 0,5 f m g \cos \alpha.$$

Визначимо узагальнену силу  $Q_1$  по координаті  $q_1 = r$ . Для цього розглянемо можливе переміщення системи, зумовлене можливим приростом узагальної координати  $q_1 = r$  (рис. 3).  $\delta A = Q_1 \delta q_1 = Q_1 \delta r$

Сума елементарних робіт всіх активних сил, прикладених до системи на цьому переміщенні дорівнює:

$$\delta A = P \delta r \sin \varphi - F_T \delta r = mg \delta r \sin \varphi - 0,5 f m g \cos \alpha \delta r = (m g \sin \varphi - 0,5 f m g \cos \alpha) \delta r.$$

З іншого боку,  $\delta A = Q_1 \delta q_1 = Q_1 \delta r$ . Отже,  $Q_1 = m g (\sin \varphi - 0,5 f \cos \alpha)$ . Так само визначимо узагальнену силу  $Q_2$  по координаті  $q_2 = \varphi$ .

Розглянемо можливе переміщення системи, зумовлене можливим приростом узагальної координати  $\delta \varphi$  (рис. 4).

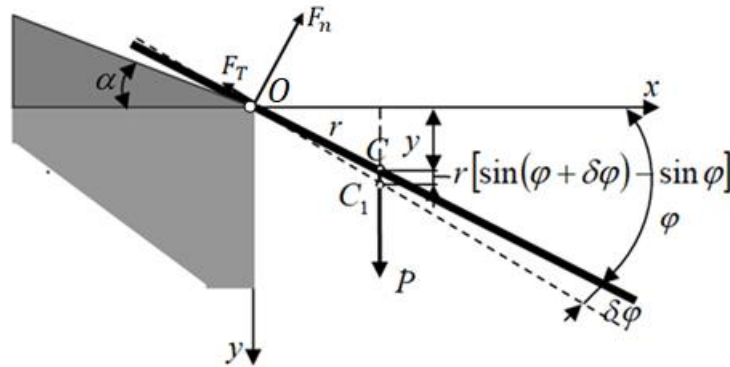


Рисунок 4 – Можливе переміщення системи, зумовлене приростом узагальної координати  $\delta \varphi$

Сума елементарних робіт всіх активних сил, прикладених до системи на цьому переміщенні дорівнює  $\delta A = Pr[\sin(\varphi + \delta \varphi) - \sin \varphi] = mgr[\sin \varphi \cos \delta \varphi + \cos \varphi \sin \delta \varphi - \sin \varphi]$ .

Оскільки  $\cos \delta \varphi \approx 1$  і  $\sin \delta \varphi \approx \delta \varphi$ , можна записати  $\delta A = mgr \cos \varphi \delta \varphi$ . З іншого боку,  $\delta A = Q_2 \delta q_2 = Q_2 \delta \varphi$ . Отже,  $Q_2 = mgr \cos \varphi$ .

Підставимо отримані вище вирази у рівняння Лагранжа і отримаємо наступну розв'язувальну систему диференціальних рівнянь другого порядку

$$\begin{aligned} \ddot{r} - r\dot{\varphi}^2 &= g(\sin \varphi - 0,5 f \cos \alpha); \\ 2r\dot{r}\dot{\varphi} + \left(\frac{L^2}{12} + r^2\right)\ddot{\varphi} &= gr \cos \varphi. \end{aligned} \tag{9}$$

Для формулювання задачі Коші для отриманої системи диференціальних рівнянь (1) додаємо початкові умови

$$r(0) = 0, \dot{r}(0) = V_0, \varphi(0) = \alpha, \dot{\varphi}(0) = 0. \tag{10}$$

Приведемо отриману систему диференціальних рівнянь до нормальної форми Коші

$$\frac{dy_1}{dt} = y_2, \tag{11}$$

$$\frac{dy_2}{dt} = y_1 y_4^2 + g(\sin \varphi - 0,5 f \cos \alpha),$$

$$\frac{dy_3}{dt} = y_4,$$

$$\frac{dy_4}{dt} = \frac{gy_1 \cos y_3 - 2y_1 y_2 y_4}{a + y_1^2}.$$

Тут  $y_1 = r, y_2 = \dot{r}, y_3 = \varphi, y_4 = \dot{\varphi}, a = L^2/12$ .

Початкові умови мають вигляд

$$y_1(0) = 0, y_2(0) = V_0, y_3(0) = \alpha, y_4(0) = 0. \tag{12}$$

Запишемо задачу Коші (11), (12) у векторній формі

$$\frac{d\vec{Y}}{dt} = \vec{F}(t, \vec{Y}), \vec{Y}(0) = \vec{Y}_0, \tag{13}$$

де  $\vec{Y} = \{y_1, y_2, y_3, y_4\}^T$ . Будемо розв'язувати задачу (13) за допомогою чисельного методу Рунге-Кутта четвертого порядку точності:

$$\vec{Y}_{n+1} = \vec{Y}_n + \vec{\lambda}_n, (n = 0, 1, 2, \Lambda), \vec{K}_4 = h\vec{F}\left(t_n + \frac{h}{2}, \vec{Y}_n + \vec{K}_3\right)$$

де  $\vec{\lambda}_n = \frac{1}{6}(\vec{K}_1 + 2\vec{K}_2 + 2\vec{K}_3 + \vec{K}_4), \vec{K}_1 = h\vec{F}(t_n, \vec{Y}_n), \vec{K}_2 = h\vec{F}\left(t_n + \frac{h}{2}, \vec{Y}_n + \frac{\vec{K}_1}{2}\right),$

$\vec{K}_3 = h\vec{F}\left(t_n + \frac{h}{2}, \vec{Y}_n + \frac{\vec{K}_2}{2}\right), \vec{K}_4 = h\vec{F}\left(t_n + \frac{h}{2}, \vec{Y}_n + \vec{K}_3\right), t_n = nh (n = 0, 1, 2, \dots), h > 0$  – крок в часі  
 $\Delta t_n = t_{n+1} - t_n$ .

На основі отриманих результатів проведені розрахунки швидкості центру мас стрижня  $V_c$ , кута  $\beta$  між вектором швидкості  $\vec{V}_c$  і віссю стрижня, горизонтальної та вертикальної складової цієї швидкості за наступними формулами (14):

$$V_c = \sqrt{\dot{r}^2 + (r\dot{\varphi})^2};$$

$$\beta = \arcsin\left(\frac{r\dot{\varphi}}{V_c}\right), \tag{14}$$

$$V_{cx} = V_c \cdot \cos(\alpha + \beta);$$

$$V_{cy} = V_c \cdot \sin(\alpha + \beta);$$

Результати проведених розрахунків параметрів руху для стрижнів довжиною  $L = 5, 10$  і  $15$  метрів при початкових швидкостях  $6, 8$  і  $10$  метрів за секунду відповідно, куті нахилу опорної поверхні  $\alpha = 35^\circ$  і  $\alpha = 25^\circ$  та значеннях коефіцієнту тертя рівних  $0; 0,1$  і  $0,2$  представлені в табл. 1, а також на рис. 5 і рис.6. В табл. 1 наведені також відносні прирости  $\Delta\%$  параметрів руху стрижня в кінці фази обертання при збільшенні коефіцієнту тертя від  $0$  до  $0,2$ .

Таблиця 1 – Результати розрахунків параметрів руху для стрижнів.

L=5 м α = 35°	V <sub>0</sub> =6 м/с	f	t, с	φ°	φ̇, с <sup>-1</sup>	ṙ, м/с	V <sub>c</sub> , м/с	V <sub>cx</sub> , м/с	V <sub>cy</sub> , м/с
		0	0,356	39,38	0,396	8,112	8,172	5,644	5,910
		0,1	0,360	39,5	0,402	7,963	8,026	5,508	5,838
		0,2	0,364	39,61	0,407	7,809	7,875	5,369	5,761
		Δ%	2,25%	0,58%	2,78%	-3,73%	-3,63%	-4,87%	-2,52%

L=10 м $\alpha$ = 35°	V <sub>0</sub> =8 м/с	0	0,526	39,73	0,291	11,13	11,225	7,633	8,230
		0,1	0,532	39,90	0,295	10,91	11,009	7,427	8,127
		0,2	0,539	40,01	0,299	10,69	10,794	7,229	8,016
		$\Delta\%$	2,47%	0,72%	2,75%	-3,95%	-3,84%	-5,29%	-2,60%
L=15 м $\alpha$ = 35°	V <sub>0</sub> =10 м/с	0	0,635	39,61	0,234	13,78	13,891	9,501	10,134
		0,1	0,642	39,71	0,238	13,51	13,627	9,253	10,004
		0,2	0,649	39,84	0,241	13,24	13,363	9,012	9,867
		$\Delta\%$	2,20%	0,58%	2,99%	-3,92%	-3,80%	-5,15%	-2,63%
L=5 м $\alpha$ = 25°	V <sub>0</sub> =6 м/с	0	0,368	30,21	0,460	7,677	7,753	6,046	4,853
		0,2	0,377	30,50	0,474	7,357	7,452	5,736	4,756
		$\Delta\%$	2,45%	0,95%	3,04%	-4,17%	-3,88%	-5,13%	-2,00%
L=10 м $\alpha$ = 25°	V <sub>0</sub> =8 м/с	0	0,545	30,69	0,3383	10,5	10,635	8,179	6,798
		0,2	0,56	31,05	0,3496	10,04	10,191	7,700	6,676
		$\Delta\%$	2,75%	1,16%	3,34%	-4,38%	-4,17%	-5,86%	-1,79%
L=15 м $\alpha$ = 25°	V <sub>0</sub> =10 м/с	0	0,657	30,53	0,2726	13,01	13,170	10,168	8,369
		0,2	0,674	30,85	0,2814	12,44	12,618	9,597	8,192
		$\Delta\%$	2,59%	1,07%	3,23%	-4,38%	-4,19%	-5,61%	-2,11%

З табл. 1. видно, що вплив тертя на параметри руху стрижня протягом фази обертання незначний і залежить від кута нахилу рампи. При зменшенні кута нахилу рампи вплив тертя на кут повороту стрижня і його кутову швидкість зростає, а на лінійну швидкість центру мас, навпаки, зменшується.

Так, збільшення значення коефіцієнту тертя від 0 до 0,2 призводить в усіх випадках при  $\alpha = 35^\circ$  до збільшення часу фази обертання (на 2,2...2,25%), кута нахилу (на 0,58...0,72%) та кутової швидкості стрижня (на 2,75...2,99%) в момент його відриву від опори. При  $\alpha = 25^\circ$  величина зростання часу, кута нахилу та кутової швидкості складає 2,45...2,75%, 0,95...1,16% та 3,04...3,34% відповідно.

Лінійна швидкість центру мас при цьому в усіх випадках при збільшенні коефіцієнту тертя навпаки зменшується. Абсолютна швидкість центру мас стрижня в момент відриву від рампи при  $\alpha = 35^\circ$  зменшується на 3,63...3,84%, а її горизонтальна і вертикальна складові на 4,87...5,29% і 2,52...2,63% відповідно. При  $\alpha = 25^\circ$  абсолютна швидкість центру мас та її горизонтальна і вертикальна складові зменшуються на 3,88...4,19%, 5,13...5,86% і 1,79...2,11%.

Результати, представлені в табл.1 та на рис.5 і рис.6, показують більш суттєвий вплив тертя на швидкість центру мас стрижня, ніж на кут повороту та кутову швидкість стрижня протягом фази обертання.

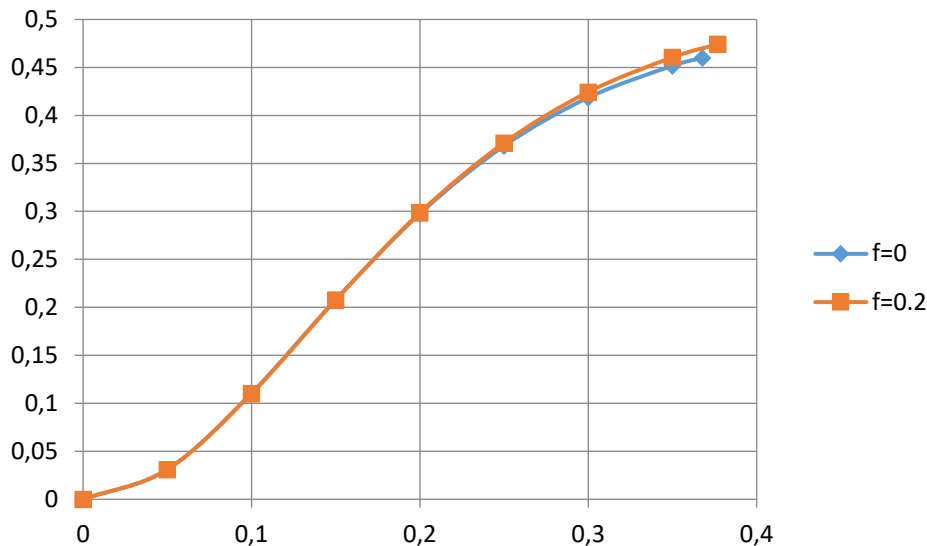


Рисунок 5 – Залежність кутової швидкості обертання стрижня від часу скочування при куті нахилу рампи  $\alpha = 25^\circ$  та значеннях коефіцієнту тертя  $f=0$  і  $f=0,2$

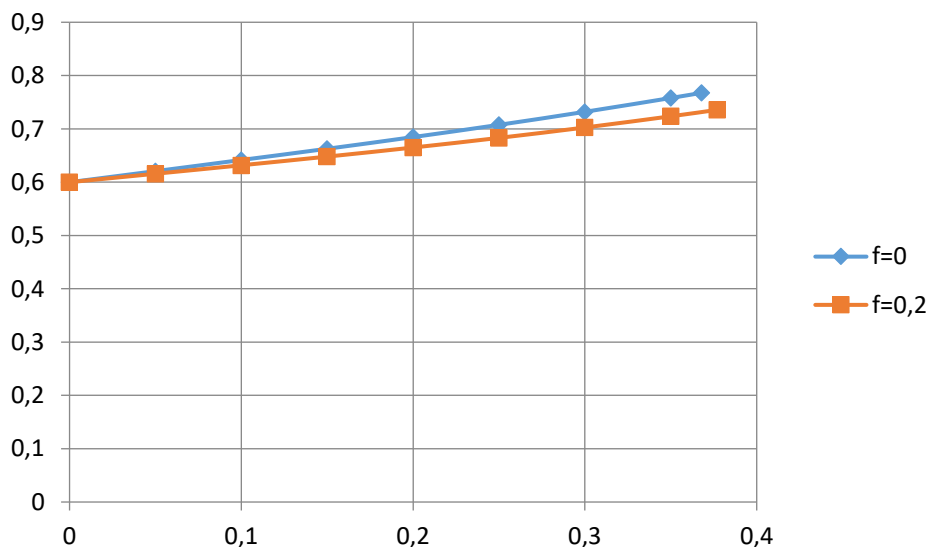


Рисунок 6 – Залежність радіальної швидкості  $\dot{r}$ , центру мас стрижня від часу скочування при куті нахилу рампи  $\alpha = 25^\circ$  та значеннях коефіцієнту тертя  $f=0$  і  $f=0,2$

**Висновки.** Запропонований підхід дозволяє за допомогою чисельних експериментів проводити розрахунки параметрів руху РШВП при скиданні з судна з урахуванням сили тертя.

Показано, що вплив тертя на параметри руху РШВП протягом фази обертання незначний і залежить від кута нахилу рампи. При цьому, тертя в більшій мірі впливає на поступальний рух стрижня, ніж на його обертання.

## ЛІТЕРАТУРА

1. Бугаенко, Б. А. Принципы проектирования и особенности конструирования судовых устройств и судовой техники морских технологий [Текст] / Б. А. Бугаенко, А. Ф. Галь. Николаев : УГМТУ, 1995. – Ч. 2. – С. 86–101.
2. Tasaki, R., Ogawa Atsushi, Tsukino, Y. Numerical Simulation and its Application on the Falling Motion of Frefall Lifeboats. Journal of The Society of Naval Architects of Japan, Vol. 167, pp. 147-158, 1990.

3. В.Е.Микитюк, Д.А.Миронов. Параметры движения шлюпки свободного падения перед приводнением / Матеріали I Міжнар. наук.-техн. конф. «Інновації в суднобудуванні та океанотехніці» Миколаїв: - НУК, 2010. – С. 84-89.
4. Arai, M., Khondoker, M. R. H., Inoue, Y. Water Entry Simulation of Free-fall Lifeboat First Report : Analysis of Motion and Acceleration. Journal of The Society of Naval Architects of Japan, Vol. 178, pp. 193-201, 1995.
5. Karim, M.M., Iqbal, K.S., Khondoker, M.R.H. and Rahman S.M.H. Influence of Falling Height on the Behavior of Skid-Launching Free-Fall Lifeboat in Regular Waves. Journal of Applied Fluid Mechanics, Vol. 4, No. 1, pp. 77-88, 2011.
6. Goralik J.T., Kryukov M.M., Lupina T.O. Investigation of the rotation phase of a free-fall lifeboat movement. International periodic scientific journal "Modern engineering and innovative technologies". Issue 12/Part2., pp. 65-76, 2020.
7. Є.Т. Горалік, М.М. Крюков. Математическое моделирование фазы вращения движения твердого тела при сходжении с наклонной ramпы. Прикладні питання математичного моделювання. Т.3, № 2.2., 2020. С. 113-122.
8. Є.Т. Горалік, М.М. Крюков, Т.О. Лупіна. Рух рятувальної шлюпки вільного падіння при сходженні з похилої ramпи. Водний транспорт. Збірник наукових праць Державного університету інфраструктури та технологій. – К.: ДУІТ, 2021. – Випуск 2(33). – С.23-35.
9. Є.Т. Горалік, М.М. Крюков, Т.О. Лупіна. Оцінка впливу зміщення центру мас рятувальної шлюпки вільного падіння відносно опорної поверхні на її рух при скиданні з судна. Водний транспорт. Збірник наукових праць Державного університету інфраструктури та технологій. – К.: ДУІТ, 2022. – Випуск 2(33). – С.165-176.

## REFERENCES

1. Bugayenko, B. A. (1995) "Printsiipy proyektirovaniya i osobennosti konstruirovaniya sudovykh ustroystv i sudovoy tekhniki morskikh tekhnologiy" [Design principles and design features of ship devices and marine equipment of marine technology] [Tekst] / B. A. Bugayenko, A. F. Gal. Nikolayev: UGMTU, CH. 2, 86–101. [in Russian].
2. Tasaki, R., Ogawa Atsushi, Tsukino, Y.(1990) Numerical Simulation and its Application on the Falling Motion of Freefall Lifeboats. Journal of The Society of Naval Architects of Japan, Vol. 167, 1147-158. [in Japanese].
3. V.E. Mykytyuk, D.A. Myronov. (2010) "Parametry dvyzhenyya shlyupky svobodnoho padenyya pered pryvodnenyem" [Parameters of free fall boat motion before flooding] / Materialy I Mizhnar. nauk.-tekhn. konf. «Innovatsiyi v sudnobuduvanni ta okeanotekhnitsi» Mykolayiv: - NUK, 84-89. [in Russian].
4. Arai, M., Khondoker, M. R. H., Inoue, Y. (1995). Water Entry Simulation of Free-fall Lifeboat First Report : Analysis of Motion and Acceleration. Journal of The Society of Naval Architects of Japan, Vol. 178, 193-201. [in English].
5. Karim, M. M., Iqbal, K. S., Khondoker, M. R. H., Rahman, S. M. H.(2011) Influence of Falling Height on the Behavior of Skid-Launching Free-Fall Lifeboat in Regular Waves. Journal of Applied Fluid Mechanics, Vol. 4, No. 1, 77-88. [in English].
6. Goralik J.T., Kryukov M.M., Lupina T.O. Investigation of the rotation phase of a free-fall lifeboat movement. International periodic scientific journal "Modern engineering and innovative technologies". Issue 12/Part2., pp. 65-76, 2020.
7. Horalik Ye.T., Kriukov M.M. (2020) Matematicheskoe modelirovanie fazyi vrascheniya dvizheniya tverdogo tela pri shozhdenii s naklonnoy rampyi. [Mathematical modeling of the rotation phase of a solid body movement when descending from the inclined ramp] Prikladni pitannya matematichnogo modelyuvannya. 3/2.2, 113-122. [in Russian].
8. Horalik Ye.T., Kriukov M.M., Lupina T.O. (2021). Rukh riatsuvalnoi shlyupky vilnoho padinnia pry skhodzhenni z pokhyloi rampy [The movement of the freefall lifeboat when descending from the inclined ramp]. Vodnyi transport [Water transport], no.2, 23-35. [in Ukrainian].

9. Horalik Ye.T., Kriukov M.M., Lupina T.O. Otsinka vplivu zmischennya tsentru mas ryatualnoyi shlyupki vilnogo padinnya vidnosno opornoyi poverhni na yiyi ruh pri skidanni z sudna [Assessment of the impact of the displacement of the center of mass of the free-fall lifeboat relative to the support surface on its motion when dropping from the ship]. Vodnyi transport [Water transport], 2 (33), 165-176. [in Ukrainian].

## **EFFECT OF FRICTIONAL FORCES ON FREEFALL LIFEBOAT DESCENT FROM INCLINED RAMP**

**Goralik J.T., Kryukov N.N., Lupina T.O.**

*The problem of the movement of a free-fall lifeboat, which is modeled by a homogeneous rod, when descending from an inclined ramp during the first phase of a fall with an increasing angle of inclination (rotation phase), taking into account the influence of frictional forces, is considered.*

*The differential equations of motion of the FFLB in the polar coordinate system, taking into account the frictional force equal to half of its maximum value, are composed using the Lagrange equations of the second kind. A solvable system of ordinary differential equations is obtained and the corresponding Cauchy problem is formulated.*

*On the basis of the proposed approach, numerous experiments were carried out to determine the rolling time of the FFLB, the speed of its center of mass, the angles of rotation and the angular velocity of the boat at the moment of separation from the ramp at the values of the friction coefficient equal to 0; 0.1 and 0.2, the values of the ramp inclination angle  $\alpha=35^\circ$  and  $\alpha=25^\circ$ , the length of the boat is 5, 10, 15 m and the initial velocity of its center of mass is 6, 8, 10 m/s, respectively.*

*Also, on the basis of the differential equations of rod motion in the Cartesian and polar coordinate systems, an expression for the normal reaction  $F_n$  of the ramp and a solving system of differential equations in the Cartesian coordinate system are obtained. The corresponding Cauchy problem is formulated, which is solved numerically using the Runge-Kutt method of the fourth order of accuracy.*

*Calculations of the dependencies of the value of the relative dynamic normal reaction  $F_n/m$  (N/kg) of the rod at the angle of inclination of the ramp  $\alpha=35^\circ$ , different values of the length of the rod, the initial velocity of its center of mass on time and the distance of the center of mass to the edge of the support in the process of rolling were carried out, and their graphs were constructed for a rod with a length of 5 meters and an initial velocity of 6 m/s.*

*It was shown that the work of the frictional forces during the rotation phase does not exceed the work of the frictional force at a normal response value equal to half the value of the normal reaction at the beginning of the rotation phase.*

*It was found that the effect of friction on the parameters of movement of the FFLB during the rotation phase is insignificant and depends on the angle of inclination of the ramp. With a decrease in the angle of inclination of the ramp, the effect of friction on the angle of rotation and angular velocity of the FFLB increases, and on the linear velocity of its center of mass, on the contrary, decreases.*

*It is concluded that it is possible to use the proposed approach and numerical experiments to take into account the frictional forces during the rotation phase and select the parameters of the FFLB movement.*

**Key words:** free-fall lifeboat, inclined ramp, frictional force, Lagrange equations of the second kind, ordinary differential equations, Cauchy problem, numerical modeling, Runge-Kutt method.