5. Златопольський, Ф. Й. Дослідження важільних механізмів з допомогою ПЕОМ: Навч. посібник [Текст] / Ф. Й. Златопольський, Г. Б. Філімоніхін, В. В. Коваленко, О. Б. Чайковський. – Кіровоград: ПП"КОД",1999. – 107 с.
6. Зиновьев, В. А. Курс теории механизмов и машин [Текст] / В. А. Зиновьев. – М.: Наука, 1975. – 204 с.
7. Мацюк, І. М. Кінематичне та динамічне дослідження плоских важільних механізмів [Текст] / І. М. Мацюк, Е. М. Шляхов, К. А. Зіборов. – Дніпропетровськ, РВК НГУ України, 2010. – 132 с.
8. Heinloo, M. On The Experience of Mathcad-Aided Analysis of Planar Linkages [Text] / M. Heinloo, E. Aarend, M. Mägi // Proc. Tenth World Congress on the Theory of Machines and Mechanisms. – 1999. – Vol. 1. – P. 392–397.
9. Fehmi, B. K. Planar kinematics analys is method of seven-bar mechanism using vector loops and the verification of results experimentally [Text] / B. K. Fehmi, S. Ahmet, K. Valdrin. // Proc. 12th International Research / Expert Conference "Trends in the Development of Machinery and Associated Technology" TMT 2008. – Istanbul, Turkey, 2008. – Available at: http://www.tmt.unze.ba/zbornik/TMT2008/247-TMT08-214.pdf
10. Мацюк, И. Н. Определение кинематических и кинетостатических параметров плоских стержневых механизмов сложной структуры [Текст]: матер. 3-й междунар. науч.-практ. конф. / И. Н. Мацюк, Э. М. Шляхов; под ред. М. М. Радкевича, А. Н. Евграфова // Современное машиностроение. Наука и образование. – СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2013. – С. 788–796.

УДК 532.54.013.2
DOI: 10.15587/1729-4061.2015.42447

ВРАХУВАННЯ СТИСЛИВОСТІ РІДИНИ ЗА НЕУСТАЛЕНОЇ ТЕЧІЇ В НАПІРНИХ ТРУБОПРОВОДАХ СИСТЕМ ПОЖЕЖОГАСІННЯ

О. М. Яхно
Доктор технічних наук, професор
Кафедра прикладної гідроаеромеханіки і механотроніки
Національний технічний університет України
"Київський політехнічний інститут"
пр. Перемоги, 37, м. Київ, Україна, 03056
E-mail: oleh_yakhno@yahoo.com

С. В. Стась
Кандидат технічних наук, доцент
Кафедра техніки
Черкаський інститут пожежної безпеки
ім. Героїв Чорнобиля
вул. Онопрієнка, 8, м. Черкаси, Україна, 18034
E-mail: stas_serhiy@yahoo.com

Р. М. Гнатів
Кандидат технічних наук, доцент
Кафедра гідравліки і сантехніки
Національний університет "Львівська політехніка"
вул. Карпінського, 6, м. Львів, Україна, 79013
E-mail: roman.gnativ@mail.ru

Розглянуто течію рідини в трубопроводі, коли на кінцях труби задані тиски, які довільно змінюються в часі. Необхідність дослідження обумовлена недостатністю існуючих теоретичних методів розрахунку нестаціонарних потоків рідини. Досліджено вплив стисливості рідини на середню швидкість за неусталеної течії. Запропоновано математичну модель для розрахунку параметрів напірного потоку рідини в трубопроводах систем пожежогасіння

Ключові слова: неусталений рух, нестаціонарний потік, стисливість рідини, швидкість течії

Рассмотрено течение жидкости в трубопроводе, когда на концах трубы заданы давления, которые изменяются произвольно во времени. Необходимость исследования обусловлена недостаточностью существующих теоретических методов расчета нестационарных потоков жидкости. Исследовано влияние сжимаемости жидкости на среднюю скорость при неустановившемся течении. Предложена математическая модель для расчета параметров напорного потока жидкости в трубопроводах систем пожаротушения

Ключевые слова: неустановившееся движение, нестационарный поток, сжимаемость жидкости, скорость течения

1. Вступ

Наявність в трубопровідних системах розгінних і сповільнених течій викликає зміну гідродинамічних параметрів цих потоків, що призводить до підвищення затрат енергії, яка необхідна для транспортування рідини в трубопроводах, що має важливе значення для уточнення розрахунку швидкості і об'ємів подачі рідини в системах пожежогасіння.

Створення надійних методів розрахунку складних трубопроводів можливе лише за використання математичних моделей нестаціонарних процесів, які мають місце в таких системах. Математичне описання неусталеного руху в розглянутих гідравлічних системах можна отримати, використовуючи загальні рівняння руху рідини. При цьому, в залежності від конкретної гідравлічної системи, кінцеві математичні залежності можуть суттєво відрізнятися.

2. Аналіз літературних даних і постановка проблеми

Задача про неусталену течію нестисливої рідини в круглих трубах призводить до інтегрування рівнянь теплопровідності [1]. Це легко здійснюється класичними методами математичної фізики [2]. Розв'язок цієї ж задачі для стисливої рідини навіть на базі спрощеної математичної моделі створює серйозні математичні труднощі [3]. Тому постає питання про те, при яких умовах можна розглядати розв'язок нестаціонарної задачі для нестисливої рідини як наближений розв'язок для стисливої рідини.

Розв'язок задач про неусталений рух рідини в циліндричній трубі спочатку проводився з використанням моделі нестисливої рідини [4]. Ширшого застосування знайшла модель із врахуванням дисипативних процесів, згідно якої механічна енергія рідини знижується по течії за рахунок роботи сил тертя.

При чисельному моделюванні турбулентних течій, Воропаєв [5] для замикання системи рівнянь Рейнольдса, застосовуючи гіпотезу локальної ізотропії дисипативних масштабів, використав рівняння переносу швидкості дисипації турбулентної енергії, що було отримано з рівняння Нав'є-Стокса.

Питання про втрати напору на тертя за неусталеного руху рідини в трубах розглянуто в праці Пезінга [6], а розподіл швидкостей при турбулентній течії рідини в круглій трубі досліджено у роботі Магракевелідзе [7]. Досягнення в галузі дослідження турбулентності відображено в оглядовій статті [8].

На основі аналізу наявних літературних даних із розв'язку задач за неусталеного руху реальної рідини в трубах зроблено висновок про недостатність існуючих загальноприйнятих теоретичних моделей і методів розрахунку нестаціонарних потоків рідини.

3. Ціль та задачі дослідження

Метою роботи є дослідження впливу стисливості рідини на середню швидкість неусталеної течії для вдосконалення методики розрахунку параметрів неусталених потоків рідин в круглих трубопроводах.

Для досягнення поставленої мети було сформульовано такі основні задачі:

– розробка адекватної з реальними умовами математичної моделі, що описує фізичні явища неусталеного руху стисливої рідини з врахуванням дійсних початкових і граничних умов;

– одержання законів розподілу тиску і швидкостей при неусталених ламінарній і турбулентній течіях, які враховують особливості структури розглянутих потоків.

4. Результати дослідження впливу стисливості рідини на середню швидкість неусталеного потоку

В роботі досліджено вплив стисливості рідини на середню швидкість неусталеної течії. Розглянута нестаціонарна задача течії рідини в трубі, коли на кінцях труби задані тиски, які змінюються довільно в часі. Виходячи з диференціальних рівнянь для стисливої рідини і застосовуючи операційний метод для цієї задачі визначають трансформанту середньої швидкості потоку. Оскільки отримання її безпосередньо не можливе, то досліджують асимптотичну поведінку оригіналу при $t \to \infty$. У відповідному асимптотичному розкладі трансформанти перший член є розв'язком задачі за нестисливої рідини, а наступними членами надаються поправки, які викликані стисливістю рідини [9].

Нестаціонарну задачу осесиметричного руху стисливої рідини в круглих трубах описуємо за допомогою спрощених диференціальних рівнянь [10], які в безрозмірних змінних можна представити у вигляді:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{\partial u_\xi}{\partial \tau} - \chi\left(\frac{\partial^2 u_\xi}{\partial \eta^2} + \frac{1}{\eta}\frac{\partial u_\xi}{\partial \eta}\right) + \frac{\partial q}{\partial \xi} = 0,\\ &\frac{\partial q}{\partial \eta} = 0, \end{aligned}\right\} \tag{1}$$

$$\frac{\partial u_\xi}{\partial \xi} + \frac{\partial u_n}{\partial \eta} + \frac{1}{\eta} u_\eta + \frac{\partial q}{\partial \tau} = 0. \tag{2}$$

Цим рівнянням надаємо наступні початкові і граничні умови

$$u_\xi = 0, \quad q = 0 \ \text{ при } \ \tau = 0, \tag{3}$$

$$\left.\begin{aligned} &q = q^* \quad \text{при} \quad \xi = 0,\\ &q = q^{**} \quad \text{при} \quad \xi = 1. \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

$$u_\xi = 0, \quad u_\eta = 0 \ \text{ при } \eta = 1. \tag{5}$$

Безрозмірні величини визначаються із наступних співвідношень:

$$\left.\begin{aligned} &\xi = \frac{Z}{L}, \qquad \eta = \frac{r}{R}, \qquad \tau = \frac{c}{L}t;\\ &u_\xi = \frac{V_Z}{U}, \quad u_\eta = \frac{LV_r}{RU}, \quad q = \frac{P}{c\rho U};\\ &q^* = \frac{P^*}{c\rho U}, \ q^{**} = \frac{P^{**}}{c\rho U}, \ \chi = \frac{L\mu}{R^2 c\rho}. \end{aligned}\right\} \tag{6}$$

де V_z, V_r – складові вектора швидкості в напрямку осі координат z, r; P – тиск; ρ – густина рідини; μ – коефіцієнт в'язкості; c – швидкість звуку в рідині; t – час; R і L – радіус і довжина труби.

Середня швидкість в перерізі

$$V_z = \frac{2\pi}{\pi d^2}\int_0^d V_z r dr \tag{7}$$

можна виразити через безрозмірні величини у вигляді:

$$V_z = UW, \tag{8}$$

де

$$W = 2\int_0^1 U_\xi \eta d\eta. \tag{9}$$

Якщо рівняння (2) помножити на η і провести інтегрування по координаті η, то отримаємо рівняння:

$$\frac{\partial W}{\partial \xi} + \frac{\partial q}{\partial \tau} = 0. \tag{10}$$

Розглянута задача за нестисливої рідини зводиться до розв'язку першого рівняння, з (1) при заданій функції

$$q = q^*(1-\xi) + q^{**}\xi. \tag{11}$$

Розв'язуємо систему рівнянь (1), (10) за початкових і граничних умов (3)–(5), як і в роботах [7–10], операційним методом.

Якщо застосувати позначення

$$\bar{f}(\xi,\eta,s) = \int_0^\infty f(\xi,\eta,\tau)e^{-s\tau}d\tau, \tag{12}$$

то трансформанти рівнянь (1), (10) за початкових умовах (3) виглядають наступним чином:

$$\frac{\partial^2 \bar{u}_\xi}{\partial \eta^2} + \frac{1}{\eta}\frac{\partial \bar{u}_\xi}{\partial \eta} - \frac{s}{\chi}(\bar{u} + \frac{1}{s}\frac{\partial \bar{q}}{\partial \xi}) = 0, \tag{13}$$

$$\frac{\partial \bar{q}}{\partial \eta} = 0, \tag{14}$$

$$\frac{\partial \bar{W}}{\partial \xi} + s\bar{q} = 0. \tag{15}$$

Введемо функцію:

$$\bar{\Phi} = \bar{u}_\xi + \frac{1}{s}\frac{\partial \bar{q}}{\partial \xi}. \tag{16}$$

З рівняння (13), враховуючи (14) отримуємо:

$$\frac{\partial^2 \bar{\Phi}}{\partial \eta^2} + \frac{1}{\eta}\frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial \eta} - \frac{s}{\chi}\bar{\Phi} = 0. \tag{17}$$

Загальний розв'язок цього рівняння, яке обмежується $\eta = 0$, має вигляд:

$$\bar{\Phi} = C(\xi,s)I_0(\eta\sqrt{\frac{s}{\chi}}), \tag{18}$$

де I_0 – функція Бесселя нульового порядку від уявного аргументу; $C(\xi,s)$ – довільна функція.

Із співвідношення (16) і (18) отримуємо:

$$\bar{u}_\xi = C(\xi,s)I_0(\eta\sqrt{\frac{s}{\chi}}) - \frac{1}{s}\frac{\partial \bar{q}}{\partial \xi}. \tag{19}$$

Застосовуючи граничну умову (5), ми можемо знайти, що

$$C(\xi,s) = \frac{\frac{\partial \bar{q}}{\partial \xi}}{sI_0(\sqrt{\frac{s}{\chi}})}. \tag{20}$$

Таким чином,

$$\bar{U}_\xi = \frac{\partial \bar{q}}{\partial \xi}\frac{I_0(\eta\sqrt{\frac{s}{\chi}}) - I_0(\sqrt{\frac{s}{\chi}})}{sI_0(\sqrt{\frac{s}{\chi}})}. \tag{21}$$

Далі за формулами (9), (21) отримуємо

$$W = -\frac{I_2(\sqrt{\frac{s}{\chi}})}{sI_0(\sqrt{\frac{s}{\chi}})}\frac{\partial \bar{q}}{\partial \xi}. \tag{22}$$

Рівняння (10), (22) утворюють систему для визначення функції $\bar{W}$ і q. Виключивши з цієї системи функцію $\bar{W}$, отримуємо

$$\frac{\partial^2 \bar{q}}{\partial \xi^2} + \gamma^2(s)\bar{q} = 0, \tag{23}$$

де

$$\gamma^2(s) = \frac{s^2 I_0(\sqrt{\frac{s}{\chi}})}{I_0(\sqrt{\frac{s}{\chi}})}. \tag{24}$$

Розв'язок рівняння (23) за граничних умов (4) має вигляд:

$$\bar{q} = \frac{1}{sh\gamma(s)}[\bar{q}^* sh\gamma(s)(1-\xi) + \bar{q}^{**}sh\gamma(s)_\xi]. \tag{25}$$

Відповідно за співвідношеннями (22), (24) отримаємо

$$\bar{W} = \frac{S}{\gamma(s)sh\gamma(s)}[\bar{q}^* ch\gamma(s)(1-\xi) + \bar{q}^{**}ch\gamma(s)_\xi]. \tag{26}$$

Розглянемо випадок, коли $\gamma(s) \to 0$. Із співвідношень (24), бачимо, що в цьому випадку або $s \to 0$, або $s \to s_k$, де

$$S_k = -\chi\lambda_k^2 \tag{27}$$

і λ_k – розв'язки рівняння $J_0(\lambda) = 0$, тобто нульові значення функції Бесселя першого роду нульового порядку. Так як асимптотика $s \to 0$ відповідає асимптотиці $t \to \infty$, то розглянута асимптотика $\gamma(s) \to 0$ містить випадок $t \to \infty$.

Розкладаючи функції (25), (26) у ряд за $\gamma(s)$, маємо

$$\bar{q} = \bar{q}^*(1-\xi) + \bar{q}^{**}\xi + \frac{\gamma^2(s)}{6}\left\{\bar{q}^*[(1-\xi)^3 - 1] + \bar{q}^{**}(\xi^3 - 1)\right\} + \ldots \tag{28}$$

$$\overline{W}=\frac{s}{\gamma^2(s)}(\overline{q}^*-\overline{q}^{**})+$$
$$+\frac{s}{2}\left\{\overline{q}^*[(1-\xi)^2-1]-\overline{q}^{**}(\xi-1)\right\}+\frac{s\gamma^2(s)}{24}\times$$
$$\times\left\{\overline{q}^*[(1-\xi)^4-2(1-\xi)^2-\frac{7}{15}]-\overline{q}^{**}(\xi^4-2\xi^2-\frac{7}{15})\right\}+\ldots \quad (29)$$

Звідси в першому наближенні ми отримуємо

$$\left.\begin{aligned}\overline{q}_1&=\overline{q}^*(1-\xi)+\overline{q}^{**}\xi,\\ \overline{W}_1&=\frac{s}{\gamma^2(s)}(\overline{q}^*-\overline{q}^{**}).\end{aligned}\right\} \quad (30)$$

Цей розв'язок збігається з розв'язком цієї задачі у випадку нестисливої рідини. Наступні члени в розкладах (28) і (29) враховують стисливість рідини і відповідно визначають поправки обумовлені стисливістю рідини.

Як приклад застосування наближеного розв'язку (28), (29) знайдемо оригінали функцій $\overline{q}$ і $\overline{W}$ в окремому випадку, коли тиск на кінцях труби q*, q** задаються таким чином

$$q^*=\frac{1}{\tau'}+\eta(\tau-\tau')(1-\frac{\tau}{\tau'}),$$
$$q^{**}=0. \quad (31)$$

Тут $\eta(\tau-\tau')$ – одинична функція Хевісайда.

Трансформанти функцій виглядають наступним чином

$$\overline{q}^*=\frac{1}{\tau'}(1-e^{-s\tau'})\frac{1}{s^2},$$
$$\overline{q}^{**}=0. \quad (32)$$

Підставивши вираз (32) у співвідношення (28), (29) маємо

$$\overline{q}=\frac{1-e^{-s\tau'}}{\tau' s^2}\left\{(1-\xi)+\frac{s^2 I_0(\sqrt{\frac{s}{\chi}})}{6I_2(\sqrt{\frac{s}{\chi}})}[(1-\xi)^3-1]\right\} \quad (33)$$

$$\overline{W}=\frac{1-e^{-s\tau'}}{\tau' s^2}\times$$
$$\times\left\{\frac{I_2(\sqrt{\frac{s}{\chi}})}{sI_0(\sqrt{\frac{s}{\chi}})}+\frac{s}{2}[(1-\xi)^2-1]+\frac{s^3 I_0(\sqrt{\frac{s}{\chi}})}{24I_2(\sqrt{\frac{s}{\chi}})}[(1-\xi)^4-2(1-\xi)^2-\frac{7}{15}]\right\}. \quad (34)$$

Відповідні оригінали можуть бути знайдені у вигляді

$$q=\frac{1}{\tau'}\tau(1-\xi)+\frac{2\chi}{3\tau'}[2-\sum_{k=1}^{\infty}e^{-\chi\mu_k^2\tau}][(1-\xi)^3-1]-$$
$$-\eta(\tau-\tau')\left\{\frac{1}{\tau'}(\tau-\tau')(1-\xi)+\frac{2\chi}{3\tau'}[2-\sum_{k=1}^{\infty}e^{-\chi\mu_k^2(\tau-\tau')}]\cdot[(1-\xi)^3-1]\right\}. \quad (35)$$

$$W=-\frac{1}{8\chi\chi\tau}(\frac{1}{6\chi}-\tau\frac{32}{\chi}\sum_{k=1}^{\infty}\frac{1}{\lambda_k^6}e^{-\chi\lambda_k^2\tau})+$$
$$+\frac{2}{\tau'}[(1-\xi)^2-1]+$$
$$+\frac{\chi}{6\tau'}\sum_{k=1}^{\infty}\mu_k^2 e^{-\chi\mu_k^2\tau}[(1-\xi)^4-2(1-\xi)^2-\frac{7}{15}]-$$
$$-\eta(\tau-\tau')\Big\{-\frac{1}{8\chi\chi\tau}(\frac{1}{6\chi}-\tau+\tau')-$$
$$-\frac{32}{\chi}\sum_{k=1}^{\infty}\frac{1}{\lambda_k^6}e^{-\chi\lambda_k^2(\tau-\tau')})+$$
$$+\frac{2}{\tau'}[(1-\xi)^2-1]+$$
$$+\frac{\chi^2}{6\tau'}\sum_{k=1}^{\infty}\mu_k^2 e^{-\chi\mu_k^2(\tau-\tau')}[(1-\xi)^4-2(1-\xi)^2-\frac{7}{15}]\Big\}. \quad (36)$$

Тут λ_k – розв'язки рівняння $J_0(\lambda)=0$ і μ_k – розв'язки рівняння $J_2(\mu)=0$. Виділені складові у виразах (35), (36) дають розв'язок задачі для випадку нестисливої рідини. Інші складові є поправками, що зумовлені стисливістю рідини.

5. Висновки

Розроблено математичну модель, що описує фізичні явища неусталеного руху стисливої рідини з врахуванням дійсних початкових і граничних умов. Одержано закони розподілу тиску і швидкостей при неусталених ламінарній і турбулентній течіях, які враховують особливості структури розглянутих потоків.

Досліджено вплив стисливості рідини на середню швидкість неусталеного потоку. Наведені перші члени асимптотичного розкладу оригіналу для одного конкретного випадку, на кусково-лінійної зміни тиску в часі. На основі цього розв'язку проаналізовано вплив стисливості рідини на середню швидкість течії при $t\to\infty$, що дозволяє уточнити гідродинамічні параметри систем пожежогасіння. У свою чергу зазначені уточнення сприятимуть оптимізації розрахунку при проектуванні автоматичних систем пожежогасіння та підвищенню експлуатаційної ефективності останніх.

Література

1. Бондаренко, Н. И. О неустановившемся движении сжимаемой жидкости в напорном трубопроводе [Текст] / Н. И. Бондаренко, Ю. И. Терентьев. – М.: Моск. гос. техн. ун-т., 2009. – 54 с.

2. Berrone, S. Space – time adaptive simulations for unsteady Navier – Stokes problems [Text] / S. Berrone, M. Marro // Computers & Fluids. – 2009. – Vol. 38, Issue 6. – P. 1132–1144. doi: 10.1016/j.compfluid.2008.11.004

3. Chung, D. Large-eddy simulation and wall modelling of turbulent channel flow [Text] / D. Chung, D. I. Pullin // Journal of Fluid Mechanics. – 2009. – Vol. 631. – P. 281–309. doi: 10.1017/s0022112009006867

4. Štigler, Ja. Mathematical model of the unsteady fluid flow through tee-junction: [2 IAHR International

Meeting of the Workgroup on Cavitation and Dynamic Problems in Hydraulic Machinery and Systems, Timisoara, Oct. 24-26, 2007] [Text] / Ja. Štigler // Sci. Bull. "Politehn." Univ. Timisoara. Trans. Mech. – 2007. – Vol. 52, Issue 6. – P. 83–92.

5. Воропаев, Г. А. Асимптотические оценки модельного уравнения переноса скорости диссипации турбулентной энергии [Текст] / Г. А. Воропаев, Н. Ф. Димитриева // Вісник Донецького університету. Серія А: Природничі науки. – 2008. – Вип. 1. – С. 235–240.
6. Pezzinga, G. Local balance unsteady friction model [Text] / G. Pezzinga // Journal of Hydraulic Engineering. – 2009. – Vol. 135, Issue 1. – P. 45–56. doi: 10.1061/(asce)0733-9429(2009)135:1(45)
7. Мaгpaквeлидзe, Т. К вопросу распределения скоростей при турбулентном течении жидкости в круглой трубе [Текст] / Т. Мaгpaквeлидзe // Сб. трудов Ин-т систем упр. АН Грузии. – 2005. – № 9. – С. 96–101.
8. Меркулов, В. И. Новые открытия и новые задачи гидромеханики [Текст] / В. И. Меркулов // Препр. Ин-т теор. и прикл. мех. СО РАН. – 2006. – № 2. – С. 1–44.
9. Гнатів, Р. М. Розв'язок задач неусталених рухів операційним методом на основі дисипативної моделі [Текст] / Р. М. Гнатів, М. Й. Микитин // Промислова гідравліка і пневматика. – 2011. – № 3 (33). – С. 53–55.
10. Колесников, Д. В. Дестабилизация потока в канале с изменяющимся по длине расходом [Текст] / Д. В. Колесников, О. М. Яхно, Н. В. Семинская, С. В. Стась // Восточно-Европейский журнал передовых технологий. – 2014. – Т. 3, № 7 (69). – С. 45–49. doi: 10.15587/1729-4061.2014.24658

УДК 681.2.084 + 001.891.573
DOI: 10.15587/1729-4061.2015.42444

РОЗРОБКА МОДЕЛІ ВЗАЄМОВПЛИВУ ВІБРОПІДВІСІВ ЛАЗЕРНИХ ГІРОСКОПІВ В БІНС

С. В. Іванов
Кандидат технічних наук, доцент, завідувач відділу
Науково-дослідний відділ*
E-mail: marinex@inbox.ru
Б. В. Воловик
Аспірант**
E-mail: volovukbogdan@mail.ru
І. С. Слабухін**
E-mail: lorinen@ukr.net
*Науково-дослідний інститут телекомунікацій ***
Кафедра «Прилади та системи керування літальними апаратами»*
***Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут»
пр. Перемоги, 37, м. Київ, Україна, 03056

В роботі розглядається розробка математичної моделі кутових переміщень моноблоків лазерних гіроскопів БІНС, викликаних взаємовпливом їх вібропідвісів, та ідентифікація параметрів даної моделі. Проводиться також обґрунтування вибору структури моделі на прикладі реально існуючої БІНС. Отримані результати дозволяють досліджувати внутрішні коливальні процеси в блоці чутливих елементів та їх вплив на точність всієї системи, зменшуючи при цьому обчислювальні затрати на моделювання

Ключові слова: лазерний гіроскоп, вібропідвіс, математична модель, безплатформна інерціальна навігаційна система

В работе рассматривается разработка математической модели угловых перемещений моноблоков лазерных гироскопов БИНС, вызванных взаимовлиянием их виброподвесов, и идентификация параметров данной модели. Проводится также обоснование выбора структуры модели на примере реально существующей БИНС. Полученные результаты позволяют исследовать внутренние колебательные процессы в блоке чувствительных элементов и их влияние на точность всей системы, уменьшая при этом вычислительные затраты на моделирование

Ключевые слова: лазерный гироскоп, виброподвес, математическая модель, безплатформенная инерциальная навигационная система

1. Вступ

В наш час в системах керування літальними апаратами широке розповсюдження отримали безплатформні інерціальні навігаційні системи (БІНС). Це пов'язано з перевагами безплатформних систем над платформними – можливістю масового виробництва, нижчою собівартістю виробництва, вищою надійністю, меншим енергоспоживанням. В сучасних БІНС одним з основних функціональних елементів є інерціальний вимірювальний блок. В ньому як датчики первинної інформації використовують лазерні гіроскопи (ЛГ), що найкраще задовольняють вимоги до динамічного діапазону, стабільності масштабного коефіцієнта та надійності. Але ЛГ має суттєвий недолік – нелінійність функції масштабного коефіцієнта, що зумов-