О ВЛИЯНИИ КОЛИЧЕСТВА ОСКОЛКОСОЗДАЮЩИХ ДИСКОВ ОСКОЛОЧНО-ПУЧКОВОГО СНАРЯДА НА ЗНАЧЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ОСЕВОГО ОСКОЛОЧНОГО ПОЛЯ

Ю.М. Сидоренко, В.В. Яковенко

В работе представлены результаты исследований по установлению параметров пространственно-массового распределения металлических дисков естественного дробления, входящих в состав осколочно-пучкового снаряда. Исследования проводились с применением численного метода компьютерного моделирования динамических нестационарных процессов в континуальной постановке с помощью LS-DYNA.

Ключевые слова: *осколочный диск, метательный блок, осколочно-пучковый снаряд, моделирование процесса взрыва.*

ON THE INFLUNCE OF QUANTITY OF FRAGMENT CREATING METAL LIDS OF FRAGMENTATION-BEAM SHELL ON THE VALUE OF AXIAL FRAGMENT CLOUD

Y. Sydorenko, V. Yakovenko

The article presents results of the research on definition of parameters of spacial mass distribution of natural fragmentation metal lids, that form part of fragmentation-beam shell. The research has been done using numerical method of computer modelling of dynamic nonstationary processes in continual organization supplemented by LS-DYNA.

Keywords: *fragmentation disc, nonshattering unit, fragmentation-beam shell, explosion process modelling.*

УДК 534.111

О.І. Хитряк[1], М.Б. Сокіл[2]

[1] Академія сухопутних військ імені гетьмана Петра Сагайдачного, Львів
[2] НУ «Львівська політехніка», Львів

МЕТОДИКА ДОСЛІДЖЕННЯ РЕЗОНАНСНИХ КОЛИВАНЬ ГНУЧКИХ ДВОВИМІРНИХ ЕЛЕМЕНТІВ СИСТЕМ ПРИВОДУ

У статті розроблено методику дослідження резонансних коливань двовимірних гнучких елементів систем приводу. Отримано аналітичні залежності, які описують закони зміни амплітуди у зоні резонансу. Проведено аналіз впливу швидкості та нелінійних сил на значення резонансної амплітуди.

Ключові слова: *нелінійні коливання, амплітуда, частота, резонанс, асимптотичний метод.*

Актуальність і огляд основних результатів

Динамічні процеси у системах із розподіленими параметрами однозначно визначаються діючими силами, початковими та крайовими умовами [1, 2]. Такі задачі з урахуванням наведених вище факторів у нелінійній постановці для гнучких елементів систем приводів та транспортування (саме вони і є об’єктом досліджень роботи) є складні для розв'язання. Щоб частково подолати труднощі, пов’язані із побудовою розв'язків математичних моделей, які описують процеси у вказаних системах, використовують дещо спрощені підходи дослідження, наприклад, проводять лінеаризацію рівнянь, використовують принцип одночастотності коливань, неураховують початкові та спрощують крайові умови [3] тощо. Такі не завжди обґрунтовані спрощення певною мірою спотворюють описання процесу. Тому метою даної роботи є розроблення на базі поєднання принципів одночастотності коливань та Ван-дер-Поля, хвильової теорії руху відносно простої методики дослідження динамічних процесів у двовимірних гнучких елементах систем приводів та транспортування. Методика враховує нелінійні, періодичні силові чинники та неоднорідні крайові умови.

Постановка задачі і методика розв’язування

Математичними моделями динамічних процесів у двовимірних гнучких елементах систем приводу та транспортування у змінних Ейлера [2] є диференціальне рівняння із частинними похідними

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}+2V\frac{\partial^2 u}{\partial x\partial t}-\left(\alpha^2-V^2\right)\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}-\gamma^2\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}= =\varepsilon f\left(u,\frac{\partial u}{\partial t},\frac{\partial u}{\partial x},\frac{\partial^2 u}{\partial x^2},\frac{\partial u}{\partial y},\frac{\partial^2 u}{\partial y^2},\mu t\right), \quad (1)$$

де $\alpha,\gamma>0$ − сталі, які виражаються через фізико-механічні характеристики матеріалу, $\varepsilon f\left(u,\frac{\partial u}{\partial t},\frac{\partial u}{\partial x},\frac{\partial^2 u}{\partial x^2},\frac{\partial u}{\partial y},\frac{\partial^2 u}{\partial y^2},\mu t\right)$ − аналітична функція, яка характеризує періодичні та нелінійні сили, μ − частота періодичного збурення, ε − малий параметр.

Для рівняння (1) будемо розглядати збурені крайові умови

$$u\big|_{x=0}=\varepsilon\eta\left(u,\frac{\partial u}{\partial t},\frac{\partial u}{\partial x},\frac{\partial^2 u}{\partial x^2},\frac{\partial u}{\partial y},\frac{\partial^2 u}{\partial y^2},\mu t\right)\Bigg|_{x=0};$$
$$u\big|_{x=l}=\varepsilon\xi\left(u,\frac{\partial u}{\partial t},\frac{\partial u}{\partial x},\frac{\partial^2 u}{\partial x^2},\frac{\partial u}{\partial y},\frac{\partial^2 u}{\partial y^2},\mu t\right)\Bigg|_{x=l}, \quad (2)$$

які вказують на нещільність контакту гнучкого елемента, ведучого та веденого барабанів.

Зауважимо, що праві частини залежностей (1) та (2) є *2π*- періодичними за $\theta=\mu t$ функціями.

Таким чином, метою роботи є розроблення методики для аналітичного дослідження впливу швидкості руху, нелінійних та періодичних силових чинників, крайових умов на динаміку у приводі з гнучким робочим елементом.

Для розв’язання поставленої задачі у першому наближенні заміною змінних

$$u(x,y,t)=v(x,y,t)+\varepsilon w(x,y,t), \quad (3)$$

задачу із неоднорідними крайовими умовами замінюємо до наступних, де $w(x,y,t)$:

$$\frac{\partial^2 w(x,y,t)}{\partial x^2}=0; \quad (4)$$

$$w\big|_{x=0}=\eta\left(v,\frac{\partial v}{\partial t},\frac{\partial v}{\partial x},\frac{\partial^2 v}{\partial x^2},\frac{\partial v}{\partial y},\frac{\partial^2 v}{\partial y^2},\mu t\right)\Bigg|_{x=0};$$
$$w\big|_{x=l}=\xi\left(v,\frac{\partial v}{\partial t},\frac{\partial v}{\partial x},\frac{\partial^2 v}{\partial x^2},\frac{\partial v}{\partial y},\frac{\partial^2 v}{\partial y^2},\mu t\right)\Bigg|_{x=l}. \quad (5)$$

Знайти розв’язок задачі (4)-(5) не становить значних труднощів. Інтегруючи рівняння (4), отримуємо

$$w(x,y,t)=C_1(y,t)x+C_2(y,t).$$

Задовольняючи крайові умови (5), знаходимо константи $C_1(y,t)$ та $C_2(y,t)$

$$C_1(y,t)=\frac{1}{l}\left[\xi\left(v,\frac{\partial v}{\partial t},\frac{\partial v}{\partial x},\frac{\partial^2 v}{\partial x^2},\frac{\partial v}{\partial y},\frac{\partial^2 v}{\partial y^2},\mu t\right)\Bigg|_{x=l}-\right.$$
$$\left.-\eta\left(v,\frac{\partial v}{\partial t},\frac{\partial v}{\partial x},\frac{\partial^2 v}{\partial x^2},\frac{\partial v}{\partial y},\frac{\partial^2 v}{\partial y^2},\mu t\right)\Bigg|_{x=0}\right],$$

$$C_2(y,t)=\eta\left(v,\frac{\partial v}{\partial t},\frac{\partial v}{\partial x},\frac{\partial^2 v}{\partial x^2},\frac{\partial v}{\partial y},\frac{\partial^2 v}{\partial y^2},\mu t\right)\Bigg|_{x=0}.$$

Таким чином

$$w(x,y,t)=\frac{1}{l}\left[x\cdot\xi\left(v,\frac{\partial v}{\partial t},\frac{\partial v}{\partial x},\frac{\partial^2 v}{\partial x^2},\frac{\partial v}{\partial y},\frac{\partial^2 v}{\partial y^2},\mu t\right)\Bigg|_{x=l}+\right.$$
$$\left.+(l-x)\cdot\eta\left(v,\frac{\partial v}{\partial t},\frac{\partial v}{\partial x},\frac{\partial^2 v}{\partial x^2},\frac{\partial v}{\partial y},\frac{\partial^2 v}{\partial y^2},\mu t\right)\Bigg|_{x=0}\right]. \quad (6)$$

Підставляючи (3), із врахуванням (6), у (1) та (2), отримуємо крайову задачу на $v(x,y,t)$

$$\frac{\partial^2 v}{\partial t^2}+2V\frac{\partial^2 v}{\partial x\partial t}-\left(\alpha^2-V^2\right)\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}-\gamma^2\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}=$$
$$=\varepsilon\left[f\left(v+\varepsilon w,\frac{\partial(v+\varepsilon w)}{\partial t}\ldots,\mu t\right)-\frac{\partial^2 w}{\partial t^2}+2V\frac{\partial^2 w}{\partial x\partial t}+\gamma^2\frac{\partial^2 w}{\partial y^2}\right], \quad (7)$$
$$v\big|_{x=0}=0;\quad v\big|_{x=l}=0.$$

Розв’язок незбуреного рівняння ($\varepsilon=0$), що відповідає (7), як показано в [4], має вигляд

$$v_0(t,x,y)=a\left[\cos(\kappa x+\delta y+\omega t+\varphi)-\right.$$
$$\left.-\cos(\chi x-\delta y-\omega t-\varphi)\right] \quad (8)$$

в якому $a,\omega,\kappa,\chi,\varphi$ — сталі.

Нижче знаходимо перше наближення розв’язку задачі (1)-(2). Нехтуючи величинами вищого порядку малості, із (3)-(5) випливає, що функція $w(x,y,t)$ для вказаного наближення має вигляд

$$w(x,y,t)=\frac{1}{l}\Big(x\cdot\bar{\xi}(a,x,y,\psi,\theta)\big|_{x=l}+$$
$$+(l-x)\cdot\bar{\eta}(a,x,y,\psi,\theta)\big|_{x=0}\Big), \quad (9)$$

де $\psi=\omega t+\varphi$ і $\bar{\xi}(a,x,y,\psi,\mu t),\bar{\eta}(a,x,y,\psi,\mu t)$ – відповідають значенням функцій $\eta\left(v,\frac{\partial v}{\partial t},\ldots,\mu t\right)$,

$\xi\left(v, \dfrac{\partial v}{\partial t}, \dots \mu t\right)$ за умови, що $v(t,x,y)$ та її похідні визначаються відповідно до (3), (8) при збереженні точності розглядуваного наближення. Із цих умов також визначаємо

$$\bar{f}(a,x,y,\psi,\mu t)=f\left(v_0,\frac{\partial v_0}{\partial t},\frac{\partial v_0}{\partial x},\frac{\partial^2 v_0}{\partial x^2},\frac{\partial v_0}{\partial y},\frac{\partial^2 v_0}{\partial y^2},\mu t\right).$$

Таким чином, для знаходження функції v (x,y,t), із урахуванням наведеного, отримуємо диференціальне рівняння

$$\frac{\partial^2 v}{\partial t^2}+2V\frac{\partial^2 v}{\partial x\partial t}-\left(\alpha^2-V^2\right)\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}-\gamma^2\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}= \\ =\varepsilon f^*\left(a,x,y,\psi,\mu t\right), \tag{10}$$

де $f^*(a,x,y,\psi,\mu t)=\bar{f}(a,x,y,\psi,\mu t)+$

$$+\frac{1}{l}\left(-\omega^2 x\cdot\frac{\partial^2\bar{\xi}(a,x,y,\psi,\theta)\big|_{x=l}}{\partial\psi^2}-\omega^2(l-x)\cdot\frac{\partial^2\bar{\eta}(a,x,y,\psi,\theta)\big|_{x=l}}{\partial\psi^2}+\right.$$

$$+2V\omega\cdot\frac{\partial\bar{\xi}(a,x,y,\psi,\theta)\big|_{x=l}}{\partial\psi}-2V\omega x\cdot\frac{\partial\bar{\eta}(a,x,y,\psi,\theta)\big|_{x=l}}{\partial\psi}-$$

$$\left.-\gamma^2 x\cdot\frac{\partial^2\bar{\xi}(a,x,y,\psi,\theta)\big|_{x=l}}{\partial y^2}-\gamma^2(l-x)\cdot\frac{\partial^2\bar{\eta}(a,x,y,\psi,\theta)\big|_{x=l}}{\partial y^2}\right).$$

Відповідно до основної ідеї методу Ван-дер-Поля [5], співвідношення (8) можна також трактувати розв'язком збуреного рівняння (7) з цією лише різницею, що параметри a та φ є змінними величинами. Для випадку коротких систем [6] (саме такі системи є об'єктом дослідження) вважається, що вказані параметри є функціями лише часу, тобто $a=a(t)$, $\varphi=\varphi(t)$. До того ж у зв'язку з тим, що права частина рівняння (1), а отже і (7), є функцією періодичною по μt із періодом 2π, розглядатимемо для крайової задачі (1), (2) два випадки: нерезонансний та резонансний. Слід зауважити, що для нерезонансного випадку амплітуда і частота коливань для першого наближення не залежать від фази вимушуючої сили θ [3]. Таким чином, нерезонансний розв'язок рівняння (10) будемо шукати у вигляді

$$v(t,x,y)=a(t)\left(\cos\left(\kappa x+\delta y+\omega t+\varphi(t)\right)-\right. \\ \left.-\cos\left(\chi x-\delta y-\omega t-\varphi(t)\right)\right). \tag{11}$$

У резонансному ж випадку на хід динамічного процесу суттєво впливає різниця фаз зовнішнього збурення та власних коливань $\vartheta=\psi-\theta$. Тому формально вводячи у (8) вказаний параметр, отримаємо

$$v(x,y,t)=a(t)\left(\cos\left(\kappa x+\delta y+\theta(t)+\vartheta(t)\right)-\right. \\ \left.-\cos\left(\kappa x-\delta y-\theta(t)-\vartheta(t)\right)\right) \tag{12}$$

Підставляючи (11) та (12) у рівняння (10) та нехтуючи доданками вищого порядку малості, отримуємо

$$\cos(\omega t+\varphi)\left[a_t\xi(x,y)+a\varphi_t\eta(x,y)\right]+ \\ +\sin(\omega t+\varphi)\left[a_t\eta(x,y)-a\varphi_t\xi(x,y)\right]=\frac{\varepsilon}{2}f^*(a,x,y,\psi,\theta) \tag{13}$$

– для нерезонансного випадку;

$$\cos(\vartheta+\theta)\left[a_t\xi(x,y)+a\left(\vartheta_t+\frac{p}{q}\mu-\omega\right)\eta(x,y)\right]+\sin(\vartheta+\theta)\times \\ \times\left[a_t\eta(x,y)-a\left(\vartheta_t+\frac{p}{q}\mu-\omega\right)\xi(x,y)\right]=\frac{\varepsilon}{2}f^*(a,x,y,\psi,\vartheta+\theta,\theta), \tag{14}$$

– для резонансного випадку, де

$$\xi(x)=-\sin(\kappa x+\delta y)\cdot[\omega+\kappa V]-\sin(\chi x-\delta y)\cdot[\omega-\chi V];$$

$$\eta(x)=-\cos(\kappa x+\delta y)\cdot[\omega+\kappa V]+\cos(\chi x-\delta y)\cdot[\omega-\chi V].$$

Враховуючи те, що функції a_t та φ_t є повільно змінними у часі, можна праву і ліву частини (13), (14) усереднити [7] по швидких змінних ψ і θ.

Таким чином отримуємо систему рівнянь відносно a_t та φ_t

$$a_t\xi(x,y)+a\varphi_t\eta(x,y)=\frac{\varepsilon}{2\pi^2}\int_0^{2\pi}\int_0^{2\pi}f^*(a,x,y,\psi,\theta)\cos\psi d\psi d\theta; \\ a_t\eta(x,y)-a\varphi_t\xi(x,y)=\frac{\varepsilon}{2\pi^2}\int_0^{2\pi}\int_0^{2\pi}f^*(a,x,y,\psi,\theta)\sin\psi d\psi d\theta. \tag{15}$$

Враховуючи той факт, що ми розглядаємо випадок коротких систем, здійснюємо також усереднення по змінних x та y. Таким чином отримано систему диференціальних рівнянь відносно шуканих функцій a та φ

$$a_t=\frac{-\varepsilon}{2\pi^2 lb\Delta}\int_0^l\int_0^b\left(\xi(x,y)\int_0^{2\pi}\int_0^{2\pi}f^*(a,x,y,\psi,\theta)\cos\psi d\psi d\theta+\right. \\ \left.+\eta(x,y)\int_0^{2\pi}\int_0^{2\pi}f^*(a,x,y,\psi,\theta)\sin\psi d\psi d\theta\right)dydx;$$

$$\varphi_t=\frac{\varepsilon}{2\pi^2 alb\Delta}\int_0^l\int_0^b\left(\xi(x,y)\int_0^{2\pi}\int_0^{2\pi}f^*(a,x,y,\psi,\theta)\sin\psi d\psi d\theta-\right. \\ \left.-\eta(x,y)\int_0^{2\pi}\int_0^{2\pi}f^*(a,x,y,\psi,\theta)\cos\psi d\psi d\theta\right)dydx, \tag{16}$$

де $\Delta=-[\omega+\kappa V]^2-[\omega-\chi V]^2$.

Співвідношення (11) описують динамічний процес у нерезонансному випадку, за умови, що параметри а та φ задані залежностями (16).

Подібним чином для резонансного випадку отримуємо диференціальні рівняння відносно функцій a та ϑ

$$a_t = \frac{-\varepsilon}{2\pi l b\Delta}\int\limits_0^l\int\limits_0^b\left(\xi(x,y)\int\limits_0^{2\pi} f^*(a,x,y,\vartheta+\theta,\theta)\cos(\vartheta+\theta)d\theta + \right.$$

$$\left. + \eta(x,y)\int\limits_0^{2\pi} f^*(a,x,y,\vartheta+\theta,\theta)\sin(\vartheta+\theta)d\theta\right)dydx\,,$$

$$\vartheta_t = \omega - \frac{p}{q}\mu + \frac{\varepsilon}{2\pi a l b\Delta}\int\limits_0^l\int\limits_0^b\left(\xi(x,y)\int\limits_0^{2\pi} f^*(a,x,y,\vartheta+\theta,\theta)\sin(\vartheta+\theta)d\theta - \right.$$

$$\left. - \eta(x,y)\int\limits_0^{2\pi} f^*(a,x,y,\vartheta+\theta,\theta)\cos(\vartheta+\theta)d\theta\right)dydx\,. \qquad (17)$$

Таким чином, у резонансному випадку закон зміни основних параметрів руху визначається залежністю (17).

Зокрема, для випадку, коли права частина рівняння (1) має вигляд

$$\varepsilon f\left(u, \frac{\partial u}{\partial t}, \frac{\partial u}{\partial x}, \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}, \frac{\partial u}{\partial y}, \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}, \mu t\right) = \varepsilon\left[\delta_1 u_t^3 + k u_x^2 u_{xx}\right] + H\sin\mu t$$

за крайових умов $u\big|_{x=0} = 0, u\big|_{x=l} = 0$ на рисунку наведено резонансні значення амплітуди за різних величин швидкості подовжнього руху.

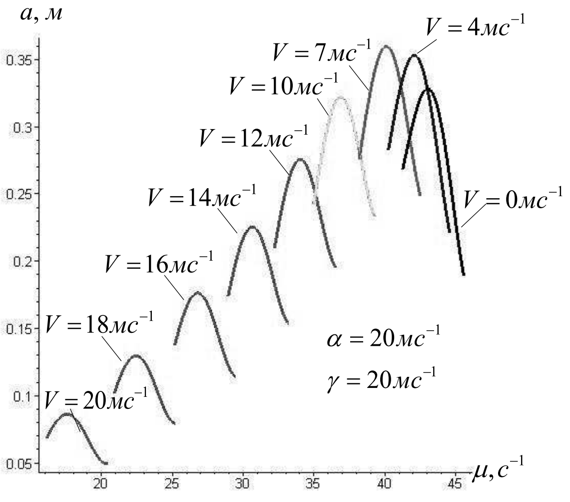

Рис. **Резонансні значення амплітуди коливань гнучкого елемента за різних значень швидкості подовжнього руху**

Висновки

Запропонована методика дозволяє дослідити як резонансні, так і нерезонансні коливання двовимірних гнучких елементів систем приводу та транспортування із урахуванням збурених крайових умов. Отримані розрахункові формули відносно нескладні для практичного використання, реалізація їх на конкретних прикладах показує, що:

а) резонансна амплітуда залежить як від швидкості поздовжнього руху, так і від нелінійних сил;

б) існує порогове значення швидкості (швидкість, за якої має місце максимум резонансних амплітуд), яке суттєво залежить від нелінійної відновлюючої сили;

в) для швидкостей значно більших від порогової резонансні значення амплітуд є значно меншим від резонансного значення амплітуди гнучкого елемента із закріпленими кінцями.

Останній фактор слід враховувати при експлуатації систем приводу з робочим гнучким елементом за умови, що технологічний процес не дає змоги уникнути резонансного явища.

Достовірність розробленої методики підтверджується хоча б тим фактом, що із отриманих розрахункових формул при $\gamma = 0$ отримуються відомі із літературних джерел [8].

Список літератури

1. Кошляков Н.С. Уравнения в частных производных математической физики / Н.С. Кошляков, Э.Б. Глинер, М.М. Смирнов. – М.: Высш. школа, 1970. − 712 с.

2. Тихонов А.Н. Уравнения математической физики/ А.Н. Тихонов, А.А. Самарский. – М.: Наука, 1972. – 736 с.

3. Митропольский Ю.А. Асимптотические решения уравнений в частных производных / Ю.А. Митропольский, Б.И. Моисеенков. – К.: ВШ, 1976. – 592 с.

4. Хитряк О.І. Хвильова теорія в дослідженні процесів у двовимірних системах, які характеризуються сталою складовою швидкості поздовжнього руху/ О.І. Хитряк // Лісове господарство, лісова, паперова і деревообробна промисловість. – 2010. – Вип. 20.14. – С. 340–345.

5. B. Wan der Pol. A Teory of the Amplitude of Free and Forced Triode Vibrations / B. Wan der Pol. // Radio Review. − 1920. – № 1.

6. Рабинович М.И. Об асимптотических решениях нелинейных уравнений в частных производных / М.И. Рабинович, Л.А. Розенблюм. ПММ. – 1972. – 36. – № 2. – С. 330–343.

7. Митропольский Ю.А. Метод усреднения в нелинейной механике / Ю.А. Митропольский. – К.: Наукова думка, 1971. – 440 с.

8. Харченко Є.В. Вплив періодичного збурення на багаточастотні коливання одновимірних нелінійно пружних середовищ, які характеризуються поздовжнім рухом / Є.В. Харченко, М.Б. Сокіл. Динаміка, міцність та проектування машин і приладів. – Вісник Національного університету «Львівська політехніка». – Львів. – 2007. – № 588. – С. 81-89.

9. Сокіл М.Б. Нелінійні моделі рухомих середовищ і аналітичні методи в дослідженні їх коливних процесів / М.Б. Сокіл. – Вісник Хмельницького національного університету. – 2006. – № 3. – С. 62–65.

Рецензент: Є.Ю. Форнальчик, д.т.н., проф., завідувач кафедри «Транспортні технології», НУ «Львівська політехніка», Львів.

МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ РЕЗОНАНСНЫХ КОЛЕБАНИЙ ГИБКИХ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ СИСТЕМ ПРИВОДА

М.Б. Сокил, О.И. Хытряк

В статье разработана методика исследования резонансных колебаний двумерных гибких элементов систем привода. Получены аналитические зависимости, описывающие законы изменения амплитуды в зоне резонанса. Проведен анализ влияния скорости и нелинейных сил на значение резонансной амплитуды.

Ключевые слова: *нелинейные колебания, амплитуда, частота, резонанс, асимптотический метод.*

THE METHOD OF INVESTIGATION OF RESONANT OSCILLATIONS OF TWO-DIMENSIONAL FLEXIBLE ELEMENTS OF THE DRIVE

M. Sokil, O. Khytriak

In this paper a method of investigation of resonant oscillations of two-dimensional flexible elements of the drive is developed. The analytical dependencies describing the laws of variation of the amplitude in the resonance zone are received. The analysis of the impact of velocity and the nonlinear forces on the resonant amplitudehas been carried out.

Keywords: *nonlinear vibration, amplitude, frequency, resonance, the asymptotic method.*

УДК 621:533

В.І. Чигінь[1], Р.І. Гущак[2]

[1] Академія сухопутних військ імені гетьмана Петра Сагайдачного, Львів
[2] НУ «Львівська політехніка», Львів

ОЦІНКА ТОЧНОСТІ ВИМІРЮВАННЯ ПАРАМЕТРІВ ТРАЄКТОРІЇ СНАРЯДІВ І МІН ПАСИВНОЮ РІЗНИЦЕВО-ФАЗОВОЮ РАДІОЛОКАЦІЙНОЮ СИСТЕМОЮ

Теоретично оцінено похибки вимірювання координат польоту снаряда-маяка при використанні пасивної різницево-фазової радіолокаційної системи. Отримано формули для обчислення трьох координат снаряда при використанні чотирьох приймальних антен, розміщених Т-подібно. Проведено чисельне моделювання відносної похибки з використанням логарифмічного методу. Досліджено залежності цієї похибки від відстані між двома антенами і відстані від снаряда-маяка до базової антени в одновимірному випадку. При цьому частоту випромінення радіосигналу снарядом-маяком задано 433 МГц, а абсолютну похибку вимірювання різниці фаз − один градус, оскільки досягнуто таку точність. Показано, що при цьому можна досягнути точності вимірювання координати польоту снаряда 0,1% при відстанях до нього 100 м, 3000 м і 10000 м і відповідних відстанях між приймальними антенами 19,9 м, 108 м і 196 м. При збільшенні похибки вимірювання до 0,5% необхідні відстані між приймальними антенами знижуються, відповідно, до 8,8 м, 48 м і 88 м. Використання снаряда-радіомаяка в якості сигналізатора і приймальної антенної системи дозволяє отримати поправки для стрільби з артилерійських систем без використання активних радіолокаційних систем типу АРК.

Ключові слова: *пасивна радіолокація, різницево-фазова системи, антени, траєкторія, снаряд, міна.*

Вступ

Постановка проблеми та аналіз літератури. Відомо, що для отримання поправок для стрільб з артилерійських систем використовують, зокрема, активні радіолокаційні системи типу АРК і СНАР [1]. У працях [2, 3] автори запропонували використати снаряд-маяк для пасивного вимірювання відхилень від траєкторії його польоту, обчисленої за стандартних умов. У роботі теоретично оцінено похибки вимірювання координат польоту снаряда-маяка при використанні пасивної різницево-фазової радіолокаційної системи.

Метою праці є обгрунтування пасивного радіолокаційного методу з вимірюванням різниць фаз радіосигналів від снаряда-маяка на кількох приймальних антенах. Для наочності оцінено в одномірному випадку відносну похибку вимірювання віддалі до снаряда-маяка при задаванні різних відстаней між двома приймальними антенами,