

УДК 629.7.015.4 : 533.6.011.3

О.В. Сафронов¹, О.М. Неділько¹, В.О. Сафронов²¹ Національний університет оборони України імені Івана Черняхівського, Київ² Фонд сприяння скороченню звичайних видів озброєння, Київ

НАБЛИЖЕНІ МАТЕМАТИЧНІ МОДЕЛІ ОЦІНКИ ЗБУДЖЕНИХ ШАРНІРНИХ МОМЕНТІВ І СИЛ ПОВОРОТНИХ КІЛІВ

У статті отримані наближені математичні моделі оцінки збуджених шарнірних моментів і сил поворотних кілів надзвукових літаків на трансзвукових числах M польоту. З аналізу отриманих математичних моделей випливає, що збуджені шарнірні моменти і сили виникають завдяки особливостям взаємодії стрибків ущільнення з кутовою швидкістю крутильних коливань кіля і залежать від геометричних характеристик аеродинамічного профілю, амплітуди коливань кіля і параметрів польоту літака.

Ключові слова: математична модель, шарнірні моменти, поворотні кілі, трансзвуковий флатер, число M , тиск, кутова швидкість, коливання.

Вступ

Постановка проблеми. Випадки виникнення трансзвукового флатеру аеродинамічних поверхонь керування спостерігалися неодноразово як у лабораторних дослідженнях при продувках динамічно подібних моделей в аеродинамічних трубах, так і у льотних дослідженнях надзвукових літаків на трансзвукових швидкостях польоту.

У той же час, випадків виникнення інтенсивних коливань поворотних кілів у лабораторних дослідженнях не спостерігалося. Тому розробка математичних моделей оцінки збуджених шарнірних моментів і сил поворотних кілів надзвукових літаків на трансзвукових швидкостях польоту є актуальною науковою проблемою, оскільки саме цей підхід може забезпечити безпеку польотів надзвукових літаків на трансзвукових швидкостях польоту при одночасному підвищенні ефективності керування літаком.

Аналіз останніх досліджень і публікацій. Явищу виникнення збуджених шарнірних моментів і сил аеродинамічних поверхонь керування надзвукових літаків на трансзвукових числах M , тобто, моментів і сил, внаслідок яких виникають інтенсивні коливання аеродинамічних поверхонь, присвячено багато публікацій [1 – 5].

У цих працях викладені результати продувок моделей крила в аеродинамічних трубах та пропонуються можливі причини виникнення цього явища, але теоретичного обґрунтування причин виникнення збуджених шарнірних моментів і сил аеродинамічних поверхонь керування і теоретичних методів їх оцінки не наведено.

Формулювання мети статті. Розробити наближені математичні моделі оцінки величин збуджених шарнірних моментів і сил поворотних кілів надзвукових літаків у трансзвуковому потоці.

Виклад основного матеріалу дослідження

Виклад почнемо з аналізу особливостей обтікання аеродинамічних поверхонь трансзвуковим потоком повітря, а саме, з умов формування стрибків ущільнення на поверхні симетричного аеродинамічного профілю, який розташований у потоці повітря під нульовим кутом атаки, та з аналізу закономірностей взаємодії стрибків ущільнення з чисто крутильними коливаннями цього профілю.

З цією метою уявимо обтікання дифузornoї частини аеродинамічного профілю течією Прандтля-Майєра, в якій число M_1 місцевого надзвукового струму на поверхні аеродинамічного профілю збільшується зі збільшенням кута його відхилення [6]. У праці [5], враховуючи, що збільшення числа M місцевого надзвукового струму на поверхні аеродинамічного профілю починається з числа $M_1 = 1,0$, ця залежність визначена наближеним рівнянням

$$M_1 \approx \sqrt[3]{1 + 11,5\phi(x)}, \quad (1)$$

де $\phi(x)$ – характер зміни кута відхилення місцевого надзвукового струму на поверхні аеродинамічного профілю, або характер зміни кута нахилу дотичної до поверхні дифузornoї частини профілю.

Зауважимо, що похибка оцінки числа M місцевого надзвукового струму на поверхні аеродинамічного профілю за допомогою рівняння (1) при $\phi(x) \leq 15^\circ$ не перевищує 1,0%.

Для обґрунтування закономірностей взаємодії стрибків ущільнення з чисто крутильними коливаннями аеродинамічних поверхонь керування, тобто, у даному випадку, з крутильними коливаннями поворотних кілів, необхідно також оцінити характер залежності тиску або зміни тиску місцевого надзвукового струму на поверхні аеродинамічного профілю

від його числа M і числа M незбудженого потоку повітря та обґрунтувати умови формування стрибків ущільнення.

З цією метою розглянемо рівняння Бернуллі для стислого газу [6]:

$$\bar{P}_1 = \frac{P_1}{P_\infty} = \left(\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M_\infty^2 \right) / \left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M_1^2 \right) \right)^{\kappa/(\kappa-1)}, \quad (2)$$

де \bar{P}_1 – відносна величина тиску місцевого надзвукового струму на поверхні аеродинамічного профілю; P_1 – тиск місцевого надзвукового струму на поверхні аеродинамічного профілю; P_∞ – тиск незбудженого потоку повітря; κ – показник адиабати (для повітря $\kappa \approx 1,4$); M_∞ – число M незбудженого потоку повітря.

Для тонких аеродинамічних профілів, які розташовані у потоці повітря під нульовим кутом атаки, в узькому діапазоні чисел M незбудженого потоку повітря, а саме, від критичного числа M профілю до числа $M_\infty = 1,0$, точну залежність (2) можна апроксимувати наближеною залежністю, як це запропоновано у праці [5]:

$$\bar{P}_1 \approx 1 - M_1 + M_\infty. \quad (3)$$

З аналізу залежностей (2) і (3) випливає, що при $M_\infty = M_{кр}$, тобто, коли число $M_1 = 1,0$, відносна величина тиску місцевого надзвукового струму на поверхні аеродинамічного профілю дорівнює:

$$\bar{P}_1 = \bar{P}_{кр} \approx M_{кр}, \quad (4)$$

де $M_{кр}$ – критичне число M аеродинамічного профілю.

Враховуючи, що розширення місцевого надзвукового струму на поверхні аеродинамічного профілю починається з величини $\bar{P}_1 = \bar{P}_{кр}$, рівняння (2) можна подати і у вигляді:

$$\bar{P}_1 = \left(\left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M_{кр}^2 \right) / \left(1 + \frac{\kappa-1}{2} M_\infty^2 \right) \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} - (1 - \bar{P}_{кр}). \quad (5)$$

З урахуванням залежностей (3) і (4), рівняння (5), як і рівняння (2), можна подати наступною наближеною залежністю:

$$\bar{P}_1 \approx 2M_{кр} - M_\infty. \quad (6)$$

Залежності (3) і (6) дозволяють обґрунтувати наближену умову формування стрибків ущільнення на поверхні аеродинамічного профілю. Дійсно, з порівняння цих залежностей маємо:

$$M_1 - 1 \approx 2(M_\infty - M_{кр}). \quad (7)$$

Умова (7) – є і умова адиабатичного розширення місцевого надзвукового струму на поверхні аеродинамічного профілю, тобто, при збільшенні числа M незбудженого потоку повітря число M_1 збільшується удвічі швидше.

У той же час, умова (7) є і умовою адиабатичного обмеження числа M_1 . А саме, якщо місцевий надзвуковий струм має можливість, згідно рівняння (1), відхилитися на великий кут, то максимальна величина числа M_1 цього струму обмежується не умовою (1), а умовою (7).

Залежності (1) і (7), при відомих геометричних характеристиках аеродинамічного профілю, дозволяють обґрунтувати наступні закономірності взаємодії стрибків ущільнення з крутильними коливаннями поворотних кілів.

Спочатку розглянемо закономірності взаємодії стрибків ущільнення з кутовим відхиленням поворотних кілів. Так, якщо стрибки ущільнення були розташовані у перетині « x_i » дифузорної частини профілю кіля, то при його відхиленні на малий кут $\theta(t)$ стрибки ущільнення перемістяться у ті перетини хорди профілю, в яких, як випливає з рівняння (7), число M_1 залишається незмінним, оскільки і число $M_\infty = \text{Const}$, і число $M_{кр} \approx \text{Const}$. Тобто, згідно рівнянь (1) і (7), стрибки ущільнення перемістяться у ті перетини хорди профілю, в яких кут обтікання профілю місцевим надзвуковим струмом залишається незмінним. Такий характер взаємодії стрибків ущільнення з кутовим відхиленням кіля можна подати рівняннями:

- при переміщенні стрибків ущільнення від початкового розташування вперед до осі обертання кіля:

$$\phi(x) = \phi(x_i - \Delta x_v) + |\theta(t)|; \quad (8)$$

- при переміщенні стрибків ущільнення від початкового розташування назад від осі обертання кіля:

$$\phi(x) = \phi(x_i + \Delta x_n) - |\theta(t)|. \quad (9)$$

У залежностях (8) і (9) введені наступні позначення: Δx_v – величина переміщення стрибків ущільнення від початкового розташування вперед до осі обертання кіля; Δx_n – величина переміщення стрибків ущільнення від початкового розташування назад від осі обертання кіля; $\theta(t)$ – кут відхилення кіля.

Як випливає з рівнянь (1), (8) і (9), для кількісної оцінки характеру взаємодії стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічних поверхонь необхідно знати їх геометричні характеристики, а саме, характер зміни кута нахилу дотичної до поверхні дифузорної частини профілю.

Для симетричних аеродинамічних профілів можна покласти [7]:

$$\phi(x) \approx \phi_0 \cdot (x_i/b_1), \quad (10)$$

де ϕ_0 – максимальний кут нахилу дотичної до поверхні дифузорної частини профілю кіля поблизу задньої кромки або максимальний кут відхилення надзвукового струму у дифузорній частині аеродинамічного профілю; x_i – відстань перетину « i » хорди

дифузорної частини профілю кіля від перетину максимальної товщини профілю; b_1 – відстань перетину максимальної товщини профілю кіля до його задньої кромки. Підставляючи залежність (10) в умову (8) або в умову (9), отримаємо характер взаємодії стрибків ущільнення з кутовим відхиленням кіля:

$$\Delta x_B = \Delta x_H \approx (b_1/\phi_0) \cdot |\theta(t)|. \quad (11)$$

Нагадаємо, що таке переміщення стрибків ущільнення викликає виникнення дестабілізуючого шарнірного моменту поворотного кіля, тобто, моменту, який діє у бік відхилення дифузорної частини кіля. Це явище відоме під назвою «інверсія керма» і неодноразово спостерігалось на аеродинамічних поверхнях керування як у лабораторних дослідженнях, так і у льотних дослідженнях надзвукових літаків [8].

Але, закономірності взаємодії стрибків ущільнення з кутовим відхиленням кіля, які визначені залежністю (11), не викликають виникнення коливань аеродинамічних поверхонь на трансзвукових числах M польоту. Для обґрунтування причин виникнення цих коливань необхідно визначити причини виникнення збуджених шарнірних моментів і сил поверхонь керування. З цією метою оцінимо характер взаємодії стрибків ущільнення з кутовою швидкістю крутильних коливань кіля. Для чого скористуємося гіпотезою «динамічного скривлення» аеродинамічного профілю [9], згідно з якою аеродинамічні характеристики профілю, який коливається, не відрізняються від характеристик сталого профілю, скривленого таким чином, що зміна місцевих кутів його обтікання потоком повітря задовольняє умову:

$$\Delta\theta(x; \dot{\theta}) = (x_c/V) \cdot \dot{\theta}(t), \quad (12)$$

де x_c – відстань перетину «с» хорди дифузорної частини профілю від осі обертання поворотного кіля; V – швидкість незбудженого потоку повітря.

Як і вище, тобто, згідно рівнянь (1) і (7), стрибки ущільнення при коливаннях аеродинамічної поверхні переміщуються у ті перетини хорди профілю, в яких кут обтікання профілю місцевим надзвуковим струмом залишається незмінним. Тому характер взаємодії стрибків ущільнення з кутовою швидкістю коливань кіля, з урахуванням залежності (10) та з урахуванням динамічного кута, який визначений залежністю (12), можна подати рівняннями, аналогічними рівнянням (8) і (9):

- при переміщенні стрибків ущільнення від початкового розташування вперед до осі обертання кіля:

$$\phi(x) = \frac{x_i - \Delta x_B(\dot{\theta})}{b_1} \phi_0 + \frac{x_c - \Delta x_B(\dot{\theta})}{V} |\dot{\theta}(t)|; \quad (13)$$

- при переміщенні стрибків ущільнення від початкового розташування назад від осі обертання кіля:

$$\phi(x) = \frac{x_i + \Delta x_H(\dot{\theta})}{b_1} \phi_0 - \frac{x_c + \Delta x_H(\dot{\theta})}{V} |\dot{\theta}(t)|. \quad (14)$$

У залежностях (13) і (14) введені наступні позначення: $\Delta x_B(\dot{\theta})$ – величина переміщення стрибків ущільнення від початкового розташування вперед до осі обертання кіля, яке обумовлено кутовою швидкістю його коливань; $\Delta x_H(\dot{\theta})$ – величина переміщення стрибків ущільнення від початкового розташування назад від осі обертання кіля, яке обумовлено кутовою швидкістю його коливань.

Підставляючи залежності (10) і (12) у рівняння (13) і (14), отримаємо:

$$\Delta x_B(\dot{\theta}) \approx \frac{x_c b_1 |\dot{\theta}(t)|}{\phi_0 V + b_1 |\dot{\theta}(t)|}; \quad (15)$$

$$\Delta x_H(\dot{\theta}) \approx \frac{x_c b_1 |\dot{\theta}(t)|}{\phi_0 V - b_1 |\dot{\theta}(t)|}. \quad (16)$$

Сумарне переміщення стрибків ущільнення, яке обумовлено кутовим відхиленням поворотного кіля та кутовою швидкістю його коливань, дорівнює алгебраїчній сумі залежностей (11), (15) і (16):

$$\Delta x_c(\theta; \dot{\theta}) \approx \frac{b_1}{\phi_0} \theta(t) + \frac{x_c b_1 \dot{\theta}(t)}{\phi_0 V + b_1 \dot{\theta}(t)}. \quad (17)$$

Характер залежності (17) подано на рис. 1.

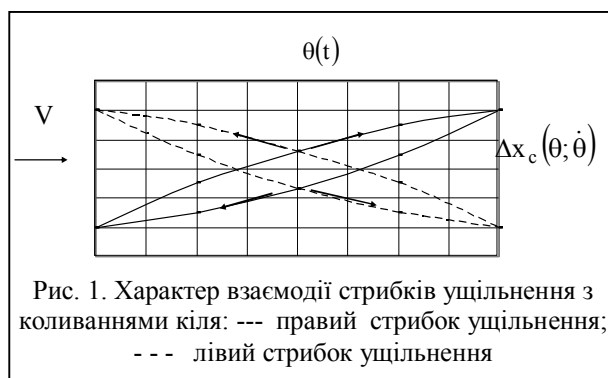


Рис. 1. Характер взаємодії стрибків ущільнення з коливаннями кіля: --- правий стрибок ущільнення; - - - лівий стрибок ущільнення

Враховуючи, що випадки руйнації аеродинамічних поверхонь керування спостерігались при амплітудах коливань, які не перевищують $2,0^\circ - 2,5^\circ$, їх можна віднести до малих коливань. Крім того, на підставі результатів експериментальних досліджень [3;4], їх можна віднести і до гармонічних коливань, тобто:

$$\theta(t) = \theta_0 \sin \omega t, \quad (18)$$

де θ_0 – амплітуда крутильних коливань кіля; ω – кутова швидкість крутильних коливань кіля.

З урахуванням наведеного і залежності (18), при малих амплітудах коливань, рівняння (17) можна подати у вигляді:

$$\Delta x_c(\theta; \dot{\theta}) \approx \frac{b_1}{\phi_0} \theta_0 \sin \omega t + \frac{x_c \omega b_1}{\phi_0 V} \theta_0 \cos \omega t. \quad (19)$$

Рівняння (19) можна подати і іншим чином [10], а саме:

$$\Delta x_c(\theta; \dot{\theta}) \approx \frac{b_1}{\phi_0} \theta_0 \sqrt{1 + \frac{x_c \omega}{V}} \sin(\omega t + \alpha), \quad (20)$$

де α – фазовий кут випередження переміщень стрибків ущільнення над кутом відхилення кіля при коливаннях, який дорівнює:

$$\alpha = \arctg(x_c \omega / V). \quad (21)$$

З аналізу рівнянь (20) і (21) та рис. 1 випливає, що складова переміщення стрибків ущільнення, яка обумовлена кутовою швидкістю коливань кіля, випереджує кут його відхилення. Саме ця складова викликає таке розташування тиску місцевого надзвукового струму за хордою профілю кіля, внаслідок якого виникають збуджені шарнірні моменти і сили. Оцінимо величини збуджених шарнірних моментів і сил кіля. З цією метою нагадаємо, що, як правило [8], для кількісної оцінки шарнірних моментів і сил аеродинамічних поверхонь керування користуються безрозмірним відношенням, яке має назву «коефіцієнт тиску»:

$$C_p = (P_1 - P_\infty) / q, \quad (22)$$

де C_p – коефіцієнт тиску місцевого надзвукового струму на поверхні аеродинамічного профілю без урахування стислості повітря; q – швидкісний напір незбудженого потоку повітря.

Але у даній статті для оцінки відносної величини зміни тиску місцевого надзвукового струму запропоновано наступне безрозмірне відношення:

$$\Delta \bar{P}_1 = (P_\infty - P_1) / P_\infty = 1 - \bar{P}_1, \quad (23)$$

де $\Delta \bar{P}_1$ – відносна величина зміни тиску місцевого надзвукового струму.

Такий підхід значно спрощує кількісну оцінку збуджених шарнірних моментів і сил. Дійсно, відносну величину зміни тиску місцевого надзвукового струму на поверхні профілю, яка визначена залежністю (23), з урахуванням залежності (3), можна подати у вигляді:

$$\Delta \bar{P}_1 \approx M_1 - M_\infty. \quad (24)$$

А залежність (24) при $M_\infty = M_{кр}$ перетворюється, з урахуванням рівності (4), у наступну залежність:

$$\Delta \bar{P}_{кр} = 1 - \bar{P}_{кр} \approx 1 - M_{кр}. \quad (25)$$

У залежності (25) величина $\Delta \bar{P}_{кр}$ визначається аналогічно залежності (23), тобто:

$$\Delta \bar{P}_{кр} = (P_\infty - P_{кр}) / P_\infty, \quad (26)$$

де $P_{кр}$ – величина тиску місцевого надзвукового струму на поверхні профілю при $M_\infty = M_{кр}$.

Крім того, при $M_\infty = 1,0$ рівняння (5) перетворюється у залежність:

$$\bar{P}_{1\min} = 2\bar{P}_{кр} - 1. \quad (27)$$

Рівняння (27) також можна привести до вигляду:

$$\Delta \bar{P}_{\max} = 1 - \bar{P}_{1\min} = 2(1 - \bar{P}_{кр}) = 2\Delta \bar{P}_{кр}. \quad (28)$$

З аналізу залежності (28) випливає, що при повному адиабатичному розширенні місцевого надзвукового струму на поверхні аеродинамічного профілю, тобто, при числі $M_\infty = 1,0$, зміна тиску цього струму вдвічі більше, ніж зміна тиску струму при числі $M_\infty = M_{кр}$.

Залежність (28), з урахуванням наближеної залежності (4), можна подати у вигляді:

$$\Delta \bar{P}_{\max} \approx 2(1 - M_{кр}). \quad (29)$$

На підставі отриманих результатів залежність $\Delta \bar{P}_1 = f(M_\infty)$ можна подати наближеним рівнянням:

$$\Delta \bar{P}_1 \approx \left(1 + \frac{M_\infty - M_{кр}}{1 - M_{кр}}\right) (1 - M_{кр}). \quad (30)$$

Зауважимо, що при $M_\infty = M_{кр}$ рівняння (30) перетворюється у залежність (25), а при $M_\infty = 1,0$ – у залежність (29).

Враховуючи вищенаведене та результати лабораторних досліджень [3, 4], характер зміни відносного тиску місцевого надзвукового струму на поверхні дифузорної частини аеродинамічного профілю можна подати такою наближеною лінійною залежністю

$$\Delta \bar{P}(x) \approx \frac{1}{2} \Delta \bar{P}_0 \left(1 + \frac{b_0 + x_c}{b_1}\right), \quad (31)$$

де $\Delta \bar{P}_0$ – максимальна відносна величина зміни тиску місцевого надзвукового струму на поверхні аеродинамічного профілю при умові розташування стрибків ущільнення на задній кромці профілю та при відсутності коливань; b_0 – відстань осі обертання кіля до лінії максимальної товщини профілю.

Максимальна величина $\Delta \bar{P}_0$ може бути визначена залежністю, яка аналогічна залежності (24), а, саме:

$$\Delta \bar{P}_0 \approx M_{10} - M_\infty, \quad (32)$$

де M_{10} – максимальне число M місцевого надзвукового струму на поверхні аеродинамічного профілю при умові розташування стрибків ущільнення на задній кромці профілю та при відсутності коливань.

Число M_{10} у рівнянні (32) визначається наближеною залежністю [5]:

$$M_{10} \approx \sqrt[3]{1 + 11,5\phi_0}. \quad (33)$$

Число M незбудженого потоку повітря у рівнянні (32) можна визначити з умові формування стрибків ущільнення (7), яка в даному випадку має вигляд:

$$M_{10} - 1 \approx 2(M_\infty - M_{кр}). \quad (34)$$

При малих амплітудах коливань кіля, поклавши, що тиск місцевого надзвукового струму на по-

верхні аеродинамічного профілю за стрибками ущільнення збільшується до тиску незбудженого потоку повітря за законом, близьким до лінійного, характер залежності розподіленої збудженої сили від розташування стрибків ущільнення можна подати наближеною залежністю:

$$\bar{F}(x; \dot{\theta}) \approx \frac{1}{2} \Delta \bar{P}(x) P_{\infty} \times I(x; \dot{\theta}), \quad (35)$$

де $I(x; \dot{\theta})$ – сумарне переміщення стрибків ущільнення, яке обумовлено кутовою швидкістю коливань кіля.

Сумарне переміщення стрибків ущільнення у рівнянні (35) визначається сумою залежностей (15) і (16) і дорівнює:

$$I(x; \dot{\theta}) \approx \frac{2x_c b_1 \phi_0 V |\dot{\theta}(t)|}{\phi_0^2 V^2 - b_1^2 \dot{\theta}^2(t)}. \quad (36)$$

Підставляючи залежності (31), (32) і (36) у рівняння (35), отримаємо наближений характер залежності розподіленої збудженої сили від розташування стрибків ущільнення:

$$\bar{F}(x; \dot{\theta}) \approx \frac{1}{2} P_{\infty} (M_{10} - M_{\infty}) \left(1 + \frac{b_0 + x_c}{b_1} \right) \times x_c b_1 \phi_0 V \dot{\theta}(t) / \left(\phi_0^2 V^2 - b_1^2 \dot{\theta}^2(t) \right). \quad (37)$$

Наближену залежність розподіленої величини збудженого шарнірного моменту кіля від розташування стрибків ущільнення оцінимо шляхом множення розподіленої збудженої сили на координату її прикладення:

$$\bar{M}(x; \dot{\theta}) \approx \bar{F}(x; \dot{\theta}) \left[x_c + \frac{\Delta x_H(\dot{\theta}) - \Delta x_B(\dot{\theta})}{2} \right]. \quad (38)$$

Підставляючи залежності (15), (16) і (37) у рівняння (38), отримаємо наближену залежність розподіленої величини збудженого шарнірного моменту кіля від розташування стрибків ущільнення, параметрів польоту, геометричних характеристик кіля та від рівня коливань:

$$\bar{M}(x; \dot{\theta}) \approx \frac{1}{2} P_{\infty} (M_{10} - M_{\infty}) \left(1 + \frac{b_0 + x_c}{b_1} \right) \times x_c^2 b_1 \phi_0^3 V^3 \dot{\theta}(t) / \left[\phi_0^2 V^2 - b_1^2 \dot{\theta}^2(t) \right]^2. \quad (39)$$

З аналізу рівняння (39) випливає, що збуджений шарнірний момент поворотного кіля зростає з переміщенням стрибків ущільнення до задньої кромки профілю. Але при збільшенні числа M незбудженого потоку повітря або при збільшенні амплітуди коливань кіля переміщення стрибків ущільнення назад обмежується задньою кромкою профілю кіля, тому їх сумарне переміщення починає зменшуватися за законом:

$$I_1(x; \dot{\theta}) = b_k - x_c + \Delta x_B(x; \dot{\theta}), \quad (40)$$

де b_k – відстань від осі обертання кіля до задньої кромки профілю.

Величина параметра b_k в умові (40) визначається залежністю:

$$b_k = b_1 - b_0. \quad (41)$$

Підставляючи у рівняння (40) залежність (15), отримаємо:

$$I_1(x; \dot{\theta}) = b_k - \frac{x_c \phi_0 V}{\phi_0 V + b_1 |\dot{\theta}(t)|}. \quad (42)$$

На цій ділянці хорди профілю починає зменшуватися як величина збудженого шарнірного моменту поворотного кіля, так і величина збудженої сили.

Характер зменшення розподіленої збудженої сили на цієї ділянці хорди профілю поворотного кіля до $x_c = b_k$ може бути визначений залежністю, яка аналогічна залежності (35), тобто, підставляючи рівняння (42) у залежність (35) та враховуючи залежності (31) і (32), отримаємо:

$$\bar{F}_1(x; \dot{\theta}) \approx \frac{1}{4} P_{\infty} (M_{10} - M_{\infty}) \left(1 + \frac{b_0 + x_c}{b_1} \right) \times \left[b_k - x_c \phi_0 V / (\phi_0 V + b_1 |\dot{\theta}(t)|) \right]. \quad (43)$$

Наближену залежність збудженого шарнірного моменту поворотного кіля на цій ділянці хорди профілю поворотного кіля до $x_c = b_k$ від розташування стрибків ущільнення отримаємо з рівняння, яке аналогічне рівнянню (38) і яке, у даному випадку, можна подати залежністю:

$$\bar{M}_1(x; \dot{\theta}) \approx \frac{1}{2} \bar{F}_1(x; \dot{\theta}) \left[b_k + x_c - \Delta x_B(\dot{\theta}) \right]. \quad (44)$$

З урахуванням залежностей (15) і (44), рівняння (44) можна подати у вигляді:

$$\bar{M}_1(x; \dot{\theta}) \approx \frac{1}{8} P_{\infty} (M_{10} - M_{\infty}) \left(1 + \frac{b_0 + x_c}{b_1} \right) \times \left[b_k^2 - x_c^2 \phi_0^2 V^2 / \left[\phi_0 V + b_1 |\dot{\theta}(t)| \right]^2 \right]. \quad (45)$$

Рівняння (37), (39), (43) і (45) дозволяють оцінити характер залежностей розподіленої збудженої сили і розподіленого збудженого шарнірного моменту поворотного кіля від розташування стрибків ущільнення на ділянці хорди профілю при $x_c \leq b_k$, рівня коливань кіля, його геометричних характеристик та умов польоту літака.

Максимальна величина переміщення стрибків ущільнення, а тому і максимальна величина збудженої сили, і максимальна величина збудженого шарнірного моменту поворотного кіля спостерігаються при умові:

$$x_c = b_k - \Delta x_H(\dot{\theta}). \quad (46)$$

Умову (46), з урахуванням залежності (16), можна подати у вигляді:

$$x_c = \frac{b_k}{\phi_0 V} [\phi_0 V - b_1 |\dot{\theta}(t)|]. \quad (47)$$

Підставляючи умову (47) у рівняння (37) або у рівняння (43), та враховуючи залежність (41), отримуємо залежність максимальної розподіленої величини збудженої сили кіля від амплітуди коливань кіля, його геометричних характеристик та умов польоту літака:

$$\bar{F}_0(\dot{\theta}) \approx P_\infty (M_{10} - M_\infty) \left(1 - \left(\frac{b_k}{2\phi_0 V}\right) |\dot{\theta}(t)|\right) \times \frac{b_k b_1}{\phi_0 V} \frac{\dot{\theta}(t)}{\left[1 + \left(\frac{b_1}{\phi_0 V}\right) \cdot |\dot{\theta}(t)|\right]}. \quad (48)$$

А підставляючи умову (47) у рівняння (39) або у рівняння (45) та враховуючи залежність (41), отримуємо залежність максимальної розподіленої величини збудженого шарнірного моменту від цих характеристик кіля та умов польоту літака:

$$\bar{M}_0(\dot{\theta}) \approx P_\infty (M_{10} - M_\infty) \left(1 - \left(\frac{b_k}{2\phi_0 V}\right) |\dot{\theta}(t)|\right) \times \frac{b_k^2 b_1}{\phi_0 V} \cdot \dot{\theta}(t) / \left[1 + \left(\frac{b_1}{\phi_0 V}\right) \cdot |\dot{\theta}(t)|\right]^2. \quad (49)$$

Рівняння (37), (39), (43), (45), (48) і (49) – це є наближені нелінійні математичні моделі, які дозволяють оцінити залежність розподілених збуджених шарнірних моментів і сил поворотного кіля надзвукових літаків на трансзвукових швидкостях польоту від різноманітних параметрів.

ВИСНОВКИ

З аналізу отриманої математичної моделі випливає, що збуджені шарнірні моменти і сили виникають завдяки особливостям взаємодії стрибків ущільнення з кутовою швидкістю крутильних коливань кіля і залежать від рівня крутильних коливань кіля, геометричних параметрів його конструкції та параметрів польоту літака.

ПРИБЛИЖЕННЫЕ МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ОЦЕНКИ ВОЗБУЖДАЮЩИХ ШАРНИРНЫХ МОМЕНТОВ И СИЛ ПОВОРОТНЫХ КИЛЕЙ

А.В. Сафронов, А.Н. Недилько, В.А. Сафронов

В статье получены приближенные математические модели оценки возбуждающих шарнирных моментов и сил поворотных килей сверхзвуковых самолетов на трансзвуковых числах M полета. Из анализа полученных математических моделей следует, что возбуждающие шарнирные моменты и силы возникают из-за особенностей взаимодействия скачков уплотнения с угловой скоростью крутильных колебаний килей и зависят от геометрических характеристик аэродинамического профиля, амплитуды колебаний килей и параметров полета самолета.

Ключевые слова: математическая модель, шарнирные моменты, поворотные кили, трансзвуковой флаттер, число M , давление, угловая скорость, колебания.

APPROXIMATE MATHEMATICAL ASSESSMENT MODEL OF ALL-MOVING FIN EXCITING HINGE MOMENTS AND ENERGY

A.V. Safronov, A.N. Nedil'ko, V.A. Safronov

The paper presents approximate mathematical assessment models of all-moving fins exciting hinge moments and forces for supersonic aircraft at transonic M number. Obtained mathematical models analysis proved that exciting moments and forces arise because interaction exception of the shock waves with fin torsion vibrations rotation rate and depend on the airfoil geometric characteristics, the vibration amplitude of the all-moving fin and the aircraft flight parameters.

Keywords: mathematical model, the hinge moments, all-moving, transonic flutter, M number, pressure, rotation rate, vibrations.

Отримані наближені математичні моделі, при відомих величинах шарнірних моментів, які обумовлені силами аеродинамічного та конструкційного демпфірування, дозволяють обґрунтувати умови, при яких виникнення трансзвукового флаттеру поворотного кіля неможливо, чому і доцільно присвятити подальші дослідження.

Список літератури

1. Аэродинамическое исследование колеблющейся поверхности управления при трансзвуковых скоростях. – М.: ЦАГИ. Обзор № 456, 1975. – 105 с.
2. Бисплингхофф Р.Л. Аэроупругость / Р.Л. Бисплингхофф, Х. Эшли, Р.Л. Халфмэн. – М.: Изд-во иностр. лит., 1958. – 800 с.
3. Агеев Ю.И. Экспериментальное исследование установившихся колебаний элерона в околосзвуковом потоке / Ю.И. Агеев, В.В. Назаренко, Т.П. Некежина. – М.: Ученые записки ЦАГИ, 1974. – Т. V. – № 8. – С. 71-80.
4. Левкин В.Ф. Экспериментальные исследования нестационарных аэродинамических характеристик поверхностей управления при трансзвуковых скоростях / В.Ф. Левкин. – М.: Труды ЦАГИ, 1982. – Вып. 2132. – 16 с.
5. Сафронов А.В. Аэродинамическое воздействие скачков уплотнения на колеблющийся в околосзвуковом потоке элерон / А.В. Сафронов. – М.: Ученые записки ЦАГИ, 1991. – Т. XXII. – № 3. – С. 110-117.
6. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика / Г.Н. Абрамович. – М.: Наука, 1976. – 888 с.
7. Свищев Г.П. Эффективность руля и шарнирные моменты его при больших скоростях / Г.П. Свищев. – М.: Труды ЦАГИ, 1975. – Вып. 1722. – 10 с.
8. Гошек И. Аэродинамика больших скоростей / И. Гошек. – М.: ИЛ, 1954. – 547 с.
9. Келдыш М.В. Избранные труды. Механика / М.В. Келдыш. – М.: Наука, 1985. – 568 с.
10. Тимошенко С.П. Колебания в инженерном деле / С.П. Тимошенко. – М.: Наука, 1967. – 444 с.

Надійшла до редколегії 30.07.2015

Рецензент: канд. військ. наук проф. М.П. Крюков, Національний університет оборони України ім. І. Черняховського, Київ.