

<https://doi.org/10.15407/knit2025.01.003>
УДК 629.7.015.4:533.6.072

О. В. САФРОНОВ, д-р техн. наук, проф., пров. наук. співроб. Заслужений діяч науки і техніки України
ORCID 0000-0001-7420-0062

E-mail: Nedilko1962@gmail.com

Б. Й. СЕМОН, д-р техн. наук, проф., голов. наук. співроб. Заслужений діяч науки і техніки України
ORCID 0000-0002-7449-8214

E-mail: generalsemon@ukr.net

О. М. НЕДІЛЬКО, канд. техн. наук, доцент, пров. наук. співроб.

ORCID 0000-0001-8080-0486

E-mail: Nedilko1962@gmail.com

Національний університет оборони України
проспект Повітряних Сил 28, Київ, Україна, 03049

ОСОБЛИВОСТІ ВЗАЄМОДІЇ СТИБКІВ УЩІЛЬНЕННЯ З КОЛИВАННЯМИ АЕРОДИНАМІЧНИХ ПОВЕРХОНЬ КЕРУВАННЯ ПРИ ВИНИКНЕННІ ТРАНСЗВУКОВОГО ФЛАТЕРА НАДЗВУКОВИХ ЛІТАКІВ ТА АЕРОКОСМІЧНИХ СИСТЕМ

Теоретичні та експериментальні методи досліджень класичного (двоступеневого) флатера аеродинамічних поверхонь у стаціонарному і нестаціонарному потоці розроблено достатньо повно. Дослідженням цих коливань присвячено велику кількість наукових праць, але до теперішнього часу залишається невирішеною проблема теоретичного обґрунтування причин виникнення інтенсивних коливань аеродинамічних поверхонь керування надзвукових літаків на трансзвукових швидкостях польоту. Досі немає загальноприйнятої математичної моделі трансзвукового флатера.

Актуальність рішення цієї проблеми пояснюється необхідністю попередньої оцінки рівня коливань елементів конструкції літальних апаратів до виконання льотних випробувань та необхідністю забезпечення надійної льотної експлуатації надзвукових літаків та аерокосмічних систем.

У статті на базі аналізу закономірностей адіабатичного розширення місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю та математичної моделі оцінки збуджених шарнірних моментів аеродинамічних поверхонь керування визначено умови, при яких можливе виникнення трансзвукового флатера аеродинамічних поверхонь керування надзвукових літаків та аерокосмічних систем. Проаналізовано особливості взаємодії стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічних поверхонь керування на цих режимах польоту, які визначають механізм виникнення трансзвукового флатера аеродинамічних поверхонь керування.

Доведено, що основною причиною інтенсивних коливань аеродинамічних поверхонь керування при виникненні трансзвукового флатера є фазове випередження переміщень стрибків ущільнення по профілю аеродинамічної поверхні керування над кутом її відхилення, спричинене великою кутовою швидкістю коливань аеродинамічної поверхні керування.

Цитування: Сафронів О. В., Семон Б. Й., Неділько О. М. Особливості взаємодії стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічних поверхонь керування при виникненні трансзвукового флатера надзвукових літаків та аерокосмічних систем. *Космічна наука і технологія*. 2025. **31**, № 1 (152). С. 3—16. <https://doi.org/10.15407/knit2025.01.003>

© Видавець ВД «Академперіодика» НАН України, 2025. Стаття опублікована за умовами відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND license (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>)

Основною причиною нелінійного характеру коливань аеродинамічних поверхонь керування при виникненні трансзвукового флатера є обмеження переміщень стрибків ущільнення по профілю аеродинамічної поверхні керування як задньою, так і передньою кромками профілю аеродинамічної поверхні керування.

Отримані результати можуть використовуватися для прогнозування безпечних режимів польоту надзвукових літаків та аерокосмічних систем як на етапі льотних випробувань, так і на етапі експлуатації.

Ключові слова: надзвуковий політ, коливання, трансзвукова швидкість, трансзвуковий флатер, параметри потоку, аеродинамічна поверхня керування, число M польоту, математична модель.

ПОСТАНОВКА ПРОБЛЕМИ

Забезпечення безпеки польотів надзвукових літаків та аерокосмічних систем у трансзвуковому діапазоні чисел M польоту досі залишається актуальною науковою і прикладною проблемою. Це пов'язано з виникненням на цих режимах польоту різноманітних небезпечних явищ аеропружності.

До таких явищ можна віднести і виникнення трансзвукового флатера надзвукових літаків, тобто виникнення інтенсивних коливань елементів конструкції надзвукових літаків на трансзвукових швидкостях польоту, які зумовлюються особливостями взаємодії коливань стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічних поверхонь керування. Тому аналіз особливостей взаємодії коливань стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічних поверхонь керування при виникненні трансзвукового флатера з метою визначення причин виникнення цього явища також залишається актуальною теоретичною та прикладною проблемою.

АНАЛІЗ ОСНОВНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ І ПУБЛІКАЦІЙ

Теоретичним та експериментальним дослідженням цього явища присвячено багато публікацій, де запропоновано різноманітні підходи для обґрунтування причин виникнення інтенсивних коливань аеродинамічних поверхонь керування сучасних надзвукових літаків на цих режимах польоту, умови їхнього виникнення, вплив різноманітних факторів на рівень коливань [2, 3, 6–8, 10, 12–17, 19, 20, 24].

У роботі [3], яка присвячена дослідженням коливань аеродинамічних поверхонь керування літаків на трансзвукових швидкостях польоту, відмічено, що рівень коливань залежить від великої кількості параметрів, основні з яких: число M польоту; геометричні характеристики аеро-

динамічних поверхонь керування, частота їхніх власних пружних коливань та масово-інерційні характеристики, але «...справжній механізм коливань поверхонь керування залишається до кінця не виясненим».

Аналогічний висновок зроблено і у праці [23].

Відмічено також, що досі немає надійних теоретичних методів оцінювання нестационарних сил аеродинамічних поверхонь керування, які коливаються у трансзвуковому потоці, тому використання лінійних математичних моделей подібності не завжди дозволяють переносити результати продувок моделей в аеродинамічних трубах на натурні конструкції літаків.

У деяких працях [8, 10, 12, 19] цей тип коливань аеродинамічних поверхонь керування має назву «трансзвуковий» (одноступеневий) флатер, оскільки виникнення цього типу коливань можливе при наявності лише одного ступеня свободи, наприклад при наявності лише крутильних коливань аеродинамічної поверхні керування навколо власної осі.

Серед особливостей коливань аеродинамічних поверхонь керування, які відмічені у льотних дослідженнях трансзвукового флатера, назовемо такі [19]:

- найвищий рівень спостерігається на тонких аеродинамічних поверхнях, розташованих у потоці повітря під нульовим кутом атаки;
- характер коливань нагадує гармонічні коливання, частота яких при зміні висоти польоту або швидкісного напору залишається практично незмінною і дорівнює власним частотам коливань аеродинамічних поверхонь керування у наземних умовах;
- коливання виникають у вузькому діапазоні чисел M незбудженого потоку повітря $M = 0.91...0.95$, який не змінюється зі зміною висоти польоту;

- рівень коливань лінійно збільшується зі збільшенням швидкісного напору;
- рівень коливань збільшується зі зменшенням висоти польоту;
- рівень коливань зменшується зі збільшенням величини конструкційного демпфування.

Ці коливання віднесено до класу нелінійних автоколивань, амплітуда яких залежить від характеристик несівних аеродинамічних поверхонь, характеристик аеродинамічних поверхонь керування та умов польоту.

У деяких працях [5, 8] відмічено вплив стрибків ущільнення на виникнення коливань аеродинамічних поверхонь у трансзвуковому потоці повітря.

Так, у праці [8] відмічено, що згідно з результатами експериментів у навколосвуковому діапазоні чисел M спостерігається значне зменшення критичного швидкісного напору, зумовлене рухом стрибків ущільнення по поверхні крила. Тому дослідження цього типу флатера за допомогою методів класичного лінійного аналізу пружних коливань неможливе. Крім того, у роботі [22] відмічено, що у діапазоні чисел $M = 0.95 \dots 1.1$ чисельні методи рішення втрачають стійкість, тому до результатів досліджень, отриманих цими методами, необхідно ставитися з обережністю.

У праці [2], присвяченій експериментальним дослідженням коливань аеродинамічних поверхонь керування у навколосвуковому потоці повітря, отримано, що при переміщенні стрибка ущільнення уперед до осі обертання аеродинамічної поверхні керування його інтенсивність збільшується. На думку авторів праці, цим фактом можна пояснити причини виникнення коливань аеродинамічних поверхонь керування на цих режимах польоту надзвукових літаків.

У теоретичних працях виникнення цього явища пов'язується і з фактором стисливості повітря [6] і з формуванням стрибків ущільнення на поверхні профілю [7].

Серед можливих причин виникнення коливань також слід назвати складну взаємодію стрибків ущільнення з коливаннями поверхонь керування [13]. І хоча це явище спостерігалось ще на перших надзвукових літаках, ставлення вчених до аналізу причин його виникнення було

не надто уважним. Так, автори праці [4] пишуть: «Більшість випадків так званого флатера з одним ступенем свободи становлять переважно академічний інтерес».

Пізніше з появою нових моделей надзвукових літаків зі збільшеною швидкістю польоту рівень коливань став дуже великим. На деяких літаках виникнення цих коливань закінчувалося пошкодженням елементів конструкцій, і у першу чергу — руйнацією аеродинамічних поверхонь. При цьому швидкість виникнення інтенсивних коливань аеродинамічних поверхонь керування була значно меншою, ніж швидкість виникнення класичного (двоступеневого) флатера [12].

У роботі [13] на основі спільного аналізу рівнянь Бернуллі для стисливого газу [1], зміни параметрів надзвукового потоку у течії Прандтля — Майєра [1] і гіпотези динамічного скривлення аеродинамічного профілю [9, 11] було визначено умови формування стрибків ущільнення на поверхні аеродинамічного профілю та встановлено закономірності взаємодії коливань стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічних поверхонь керування. Отримані закономірності було використано для обґрунтування математичних моделей оцінки збуджених сил та збуджених шарнірних моментів аеродинамічних поверхонь керування.

На базі цих результатів розроблено лінійну та нелінійну математичні моделі виникнення трансзвукового флатера аеродинамічних поверхонь керування надзвукових літаків [24].

Мета статті. Розглянути особливості взаємодії стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічних поверхонь керування при виникненні трансзвукового флатера з метою визначення причин та умов виникнення цього явища.

ВИКЛАД ОСНОВНОГО МАТЕРІАЛУ

У даній статті для визначення причин та умов виникнення трансзвукового флатера аеродинамічних поверхонь керування пропонується підхід, який базується на аналізі закономірностей взаємодії коливань стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічних поверхонь керування саме при умовах, коли можливе виникнення трансзвукового флатера.

У роботі [13] отримано рівняння, яке визначає зв'язок числа Маха M_1 місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю, числа Маха M_∞ незбудженого потоку повітря та критичного числа Маха $M_{кр}$ аеродинамічного профілю:

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

З рівняння (1) випливає, що число M_1 місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю не може перевищувати величину

$$M_1 \leq 1 + 2(M_\infty - M_{кр}). \quad (2)$$

Водночас, як випливає з аналізу особливостей течії Прандтля — Майєра, число M_1 визначається лише кутом його відхилення [1]. Цю наближену залежність, як і у праці [13], можна подати у вигляді

$$M_1 \approx \sqrt[3]{1 + 11.5\phi(x)}, \quad (3)$$

де $\phi(x)$ — характер зміни кута відхилення місцевого надзвукового потоку на хорді дифузорної частини профілю аеродинамічної поверхні.

Аналіз залежностей (2) і (3) дозволяє обґрунтувати закономірності взаємодії стрибків ущільнення з коливаннями поверхонь керування, зокрема при умовах, коли можливе виникнення трансзвукового флатера. Так, залежність (3) показує, що при $\phi(x) = 0$ число Маха місцевого надзвукового потоку на поверхні профілю не може перевищувати значення $M_1 = 1.0$, навіть при умові $M_\infty > M_{кр}$. При $\phi(x) > 0$ значення M_1 збільшуються, одночасно збільшується і інтенсивність стрибків ущільнення, але величина M_1 не може перевищувати значення, яке визначається нерівністю (2), навіть при великих кутах відхилення місцевого надзвукового потоку.

Коли число $M_\infty = \text{const}$ і число $M_{кр} \approx \text{const}$, то, як випливає з умови (2), залишається незмінним і число Маха місцевого надзвукового потоку на поверхні профілю. При цьому число $\dot{I}_1$ залишається незмінним і при коливаннях аеродинамічної поверхні керування, тобто при умові

$$\phi(x) = \phi(x_i) \pm \delta_0, \quad (4)$$

де $\phi(x_i)$ — кут нахилу дотичної до профілю у перетині « i » хорди, δ_0 — амплітуда коливань поверхні керування.

Це зауваження можна обґрунтувати тим, що в експериментальних дослідженнях [18] доведено, що критичне число M аеродинамічного профілю при відхиленні аеродинамічної поверхні керування на кут до 2° зменшується на 1 %. Враховуючи, що випадки руйнації літаків при виникненні трансзвукового флатера спостерігалися при амплітудах коливань аеродинамічних поверхонь керування, які не перевищують $1.5...2.0^\circ$, критичне число Маха аеродинамічного профілю у рівнянні (1) можна вважати незмінним і при коливаннях аеродинамічної поверхні керування.

З наведеного вище випливає, що при відхиленні поверхні керування на кут, величина якого обмежується умовою (4), стрибки ущільнення переміщуються від початкового розташування вперед і назад у ті перетини хорди профілю поверхні керування, в яких кут відхилення місцевого надзвукового потоку дорівнює куту його відхилення у перетині початкового розташування. Тобто, стрибки ущільнення переміщуються у ті перетини хорди профілю аеродинамічної поверхні керування, в яких, згідно з виразом (3), число Маха місцевого надзвукового потоку залишається незмінним.

З аналізу залежностей (3) і (4) бачимо, що для оцінки характеру взаємодії стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічних поверхонь керування потрібно знати геометричні характеристики аеродинамічних профілів, а, саме характер зміни кута нахилу дотичної до дифузорної частини профілю, який визначає кут відхилення місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю.

Згідно з даними [18] для типових аеродинамічних симетричних профілів надзвукових літаків зміну кута нахилу дотичної до поверхні дифузорної частини профілю можна подати наближеною залежністю

$$\phi(x) \approx \frac{x_i}{b_1} \phi_0, \quad (5)$$

де x_i — відстань перетину « i » хорди аеродинамічного профілю від лінії максимальної товщини профілю, b_1 — відстань лінії максимальної товщини профілю до його задньої кромки, ϕ_0 — максимальний кут нахилу дотичної до профілю аеродинамічної поверхні (поблизу задньої кромки).

На основі вказаних закономірностей взаємодії стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічної поверхні керування у праці [24] доведено, що при відхиленні аеродинамічної поверхні керування переміщення стрибків ущільнення від початкового розташування визначається залежністю

$$\Delta x_b(\delta) = \Delta x_n(\delta) \approx b_1 \frac{\delta_0}{\phi_0}, \quad (6)$$

де $\Delta x_b(\delta)$ — величина переміщення стрибків ущільнення вперед від початкового розташування на поверхні профілю, яка зумовлена кутовим відхиленням аеродинамічної поверхні керування, $\Delta x_n(\delta)$ — величина переміщення стрибків ущільнення назад від початкового розташування на поверхні профілю, зумовлена кутовим відхиленням аеродинамічної поверхні керування, δ_0 — кут відхилення аеродинамічної поверхні керування.

При коливаннях поверхні керування залежність (6) можна подати у вигляді

$$\Delta x_b(\delta, t) = \Delta x_n(\delta, t) \approx \frac{b_1}{\phi_0} \delta(t), \quad (7)$$

де $\delta(t)$ — характер коливань аеродинамічної поверхні керування.

Переміщення стрибків ущільнення, які визначаються залежностями (6) і (7), викликають такий розподіл тиску місцевого потоку на поверхні керування, при якому виникає дестабілізаційний шарнірний момент, тобто момент, направлений у бік відхилення поверхні керування.

Виникнення дестабілізаційного шарнірного моменту поверхні керування на трансзвукових швидкостях польоту неодноразово спостерігалось у лабораторних дослідженнях [5]. Це явище має назву «інверсія керма», але воно викликає лише відхилення, а не коливання поверхонь керування.

Коливання поверхонь керування викликає збуджений шарнірний момент, для обґрунтування якого необхідно скористатися гіпотезою динамічного скривлення [9, 11]. Згідно з цією гіпотезою аеродинамічні характеристики профілю, який коливається, не відрізняються від аеродинамічних характеристик нерухомого профілю, скривленого таким чином, що місцеві миттєві

кути обтікання профілю потоком газу визначаються залежністю

$$\Delta\phi(x_c, \dot{\delta}) = \frac{x_c \dot{\delta}(t)}{V}, \quad (8)$$

де $\Delta\phi(x_c, \dot{\delta})$ — місцевий миттєвий кут обтікання профілю потоком газу, x_c — відстань перетину профілю аеродинамічної поверхні керування, де розташований стрибок ущільнення, від осі обертання, V — швидкість потоку повітря.

У цьому випадку взаємодія стрибків ущільнення з коливаннями поверхонь керування у праці [24] описується залежностями

$$\Delta x_b(\dot{\delta}) = \frac{x_c b_1 \dot{\delta}(t)}{\phi_0 V + b_1 |\dot{\delta}(t)|}, \quad (9)$$

$$\Delta x_n(\dot{\delta}) = \frac{x_c b_1 \dot{\delta}(t)}{\phi_0 V - b_1 |\dot{\delta}(t)|}. \quad (10)$$

У залежностях (9) і (10) $\Delta x_b(\dot{\delta})$ і $\Delta x_n(\dot{\delta})$ — переміщення стрибків ущільнення, зумовлені швидкістю відхилення поверхонь керування від початкового розташування, вперед і назад відповідно.

Переміщення стрибків ущільнення, які визначаються залежностями (9) і (10), викликають такий розподіл тиску місцевого потоку на аеродинамічної поверхні керування, при якому виникає збуджений шарнірний момент. Тобто, момент, який збігається зі швидкістю відхилення аеродинамічної поверхні керування, внаслідок якого виникає трансзвуковий флатер.

Взаємодія стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічних поверхонь керування, з урахуванням як їхнього відхилення, так і швидкості їхнього відхилення, визначається сумою залежностей (7), (9) і (10):

$$\Delta x(\delta; \dot{\delta}) = \frac{b_1}{\phi_0} \delta(t) + \frac{x_c b_1 \dot{\delta}(t)}{\phi_0 V + b_1 \dot{\delta}(t)}. \quad (11)$$

Оскільки, як вказано вище, при виникненні трансзвукового флатера коливання аеродинамічних поверхонь керування носять гармонічний характер, тому їх можна представити рівнянням

$$\delta(t) = \delta_0 \sin \omega t. \quad (12)$$

де ω — кутова швидкість крутильних коливань аеродинамічної поверхні керування.

З урахуванням залежності (12) та враховуючи, що при виникненні трансзвукового флатера амплітуди коливань аеродинамічних поверхонь керування не перевищують $1.5...2^\circ$, ці коливання можна вважати малими, і рівняння (11) записати як

$$\Delta x_c(\delta, \dot{\delta}) \approx \frac{b_1}{\phi_0} \delta_0 \sin \omega t + \frac{x_c \omega b_1}{\phi_0 V} \delta_0 \cos \omega t. \quad (13)$$

Рівняння (13) можна подати також у вигляді [21]

$$\Delta x_c(\delta, \dot{\delta}) \approx \frac{b_1}{\phi_0} \delta_0 \sqrt{1 + \frac{x_c \omega}{V}} \sin(\omega t + \alpha), \quad (14)$$

де α — кут випередження переміщень стрибків ущільнення, зумовлених швидкістю відхилення аеродинамічної поверхні керування, перед кутом переміщень стрибків ущільнення, зумовлених кутовим відхиленням аеродинамічної поверхні керування.

Величина цього кута, як можна бачити з рівняння (13), дорівнює

$$\alpha = \arctg \frac{x_c \omega}{V}. \quad (15)$$

З аналізу рівнянь (14) і (15) випливає, що складова переміщення стрибків ущільнення, зумовлена кутовою швидкістю коливань аеродинамічної поверхні керування, випереджує кут її відхилення. Саме ця складова призводить до такого розподілу тиску місцевого надзвукового потоку на профілі аеродинамічної поверхні керування, внаслідок якого виникає збуджений шарнірний момент.

Залежності (6), (7), (9) та (10) дозволяють оцінити особливості взаємодії стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічних поверхонь керування на різноманітних числах M польоту, зокрема і при виникненні трансзвукового флатера. Але з цією метою необхідно додатково визначити режими польоту літака, на яких можливе виникнення трансзвукового флатера аеродинамічних поверхонь керування

У праці [13] запропоновано одну з можливих математичних моделей оцінки величини розподіленого збудженого шарнірного моменту аеродинамічної поверхні керування надзвукових літаків, яка дозволяє визначити режими польоту, при яких можливе виникнення трансзвукового

флатера аеродинамічних поверхонь керування:

$$\bar{M}(\dot{\delta}) \approx \Delta P_0 \left[1 - \frac{1}{2} \frac{b_k}{\phi_0 V_1} |\dot{\delta}(t)| \right] \frac{b_k^2 b_1 \dot{\delta}(t)}{\phi_0 V \left(1 + \frac{b_1}{\phi_0 V} |\dot{\delta}(t)| \right)^2}, \quad (16)$$

де ΔP_0 — максимальна величина зміни тиску місцевого надзвукового струму на профілі аеродинамічної поверхні керування при умові розташування стрибків ущільнення на задній кромці профілю та при відсутності коливань, b_k — хорда профілю аеродинамічної поверхні керування.

Згідно з цією моделлю збуджений шарнірний момент виникає завдяки особливостям взаємодії коливань стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічної поверхні керування.

Задовільна збіжність результатів теоретичних оцінок рівня коливань аеродинамічних поверхонь керування, отриманих за допомогою цієї математичної моделі, з результатами льотного експерименту [15, 20] дозволяє вважати її однією з можливих моделей, яка дозволяє кількісно оцінити величини збуджених шарнірних моментів аеродинамічних поверхонь керування при виникненні трансзвукового флатера надзвукових літаків.

Як впливає з аналізу математичної моделі (16), вона має нелінійний характер, а саме, при малих амплітудах коливань аеродинамічних поверхонь керування величина розподіленого збудженого шарнірного моменту збільшується, а потім починає зменшуватися. Для визначення максимально можливої величини збудженого шарнірного моменту аеродинамічної поверхні керування та з метою спрощення аналізу математичної моделі (16) пропонуємо безрозмірне відношення

$$\dot{z}(t) = \frac{b_1}{\phi_0 V} \dot{\delta}(t), \quad (17)$$

де $\dot{z}(t)$ — груповий безрозмірний параметр, який враховує геометричні дані аеродинамічного профілю, умови польоту літака та характер коливань аеродинамічної поверхні керування.

Крім того, аналіз рівняння (16) почнемо з визначення величини безрозмірного коефіцієнта збудженого шарнірного моменту аеродинаміч-

ної поверхні керування, під яким, у даному випадку, розуміється відношення

$$m(\dot{\delta}) = \frac{\bar{M}(\dot{\delta})}{\Delta P_0 b_k^2} \approx \left(1 - \frac{1}{2} \frac{b_k}{\phi_0 V} |\dot{\delta}(t)|\right) \times \frac{b_1 \dot{\delta}(t)}{\phi_0 V \left(1 + \frac{b_1}{\phi_0 V} |\dot{\delta}(t)|\right)^2}. \quad (18)$$

З урахуванням залежності (17) величину безрозмірного коефіцієнта збудженого шарнірного моменту аеродинамічної поверхні керування (18) можна подати у вигляді

$$m(\dot{\delta}) \approx \left(1 - \frac{1}{2} \frac{b_k}{b_1} |\dot{z}(t)|\right) \frac{\dot{z}(t)}{[1 + |\dot{z}(t)|]^2}. \quad (19)$$

З рівняння (19) визначимо величину групового безрозмірного параметра $\dot{z}(t)$, при якому величина коефіцієнта збудженого шарнірного моменту аеродинамічної поверхні керування буде максимально можливою, тобто виконувалась умова

$$\frac{dm(\dot{\delta})}{d\dot{z}(t)} = 0. \quad (20)$$

Після диференціювання рівняння (19) з урахуванням умови (20) отримаємо величину групового безрозмірного параметра $\dot{z}(t)$, при якому величина коефіцієнта збудженого шарнірного моменту аеродинамічної поверхні керування буде максимально можливою:

$$\dot{z}_\phi(t) = \frac{b_1}{b_1 + b_k}, \quad (21)$$

де $\dot{z}_\phi(t)$ — величина групового безрозмірного параметра, при якій величина коефіцієнта збудженого шарнірного моменту аеродинамічної поверхні керування буде максимально можливою, тобто при якій можливо виникнення трансзвукового флатера.

За допомогою умови (21) визначимо режими польоту літаків, на яких можливе виникнення трансзвукового флатера. З цією метою нагадаємо, що у праці [24] було доведено умову, при якій можливе виникнення трансзвукового флатера, а саме

$$x_{c_\phi} = b_k - \Delta x_\Pi(\dot{\delta}), \quad (22)$$

де x_{c_ϕ} — відстань перетину профілю аеродинамічної поверхні керування, де розташований

стрибок ущільнення, від осі обертання при виникненні трансзвукового флатера.

З урахуванням позначень (17) та (22) залежність (10) можна подати у вигляді

$$\Delta x_\Pi(\dot{\delta}) = \frac{x_{c_\phi} \dot{z}_\phi(t)}{1 - \dot{z}_\phi(t)}. \quad (23)$$

Підставляючи залежність (23) в умову (22), отримаємо

$$x_{c_\phi} = b_k [1 - \dot{z}_\phi(t)]. \quad (24)$$

Розташування стрибків ущільнення на профілі аеродинамічної поверхні керування, при якому можливе виникнення трансзвукового флатера, отримаємо з рівняння (24) і залежності (21):

$$x_{c_\phi} = \frac{b_k^2}{b_1 + b_k}. \quad (25)$$

Режими польоту літаків, на яких можливе виникнення трансзвукового флатера, можна визначити за допомогою рівняння (3), яке у даному випадку подамо у вигляді

$$M_{1_\phi} \approx \sqrt[3]{1 + 11.5 \phi(x_{i_\phi})}, \quad (26)$$

де M_{1_ϕ} — максимальне число M_1 місцевого надзвукового потоку на поверхні профілю при виникненні трансзвукового флатера, x_{i_ϕ} — відстань перетину хорди i аеродинамічного профілю, в якому розташовані стрибки ущільнення, від лінії максимальної товщини аеродинамічного профілю при виникненні трансзвукового флатера. Величину x_{i_ϕ} у рівнянні (26) можна визначити так:

$$x_{i_\phi} = b_1 - b_k + x_{c_\phi}. \quad (27)$$

Підставляючи вираз (25) у рівняння (27), отримаємо

$$x_{i_\phi} = \frac{b_1^2}{b_1 + b_k}. \quad (28)$$

А враховуючи залежність (5) та умову (28), з рівняння (26) отримаємо число M місцевого надзвукового потоку на поверхні аеродинамічного профілю, при якому можливе виникнення трансзвукового флатера:

$$M_{1_\phi} \approx \sqrt[3]{1 + 11.5 \frac{b_1}{b_1 + b_k} \phi_0}. \quad (29)$$

Число Маха незбудженого потоку повітря, при якому можливо виникнення трансзвукового флатера, можна отримати з рівняння (1).

Оцінимо рівень коливань аеродинамічної поверхні керування, при якому збуджений шарнірний момент досягає максимальної величини. З цієї метою залежність (17) представимо у вигляді

$$\dot{z}_\phi(t) = \frac{b_1 \bar{\omega}}{b_k \phi_0} \delta(t), \quad (30)$$

де $\bar{\omega}$ — безрозмірна частота коливань аеродинамічної поверхні керування (число Струхалю). Число Струхалю у залежності (30) визначається відношенням

$$\bar{\omega} = \frac{b_k \omega}{V}. \quad (31)$$

Залежність (30) при умові, коли збуджений шарнірний момент аеродинамічних поверхонь керування досягає максимальної величини, можна також представити у вигляді

$$\delta(t) = \frac{b_k \phi_0}{b_1 \bar{\omega}} \dot{z}_\phi(t). \quad (32)$$

Підставляючи умову (21) у вираз (32), отримаємо амплітуду коливань аеродинамічної поверхні керування, при якій збуджений шарнірний момент досягає максимальної величини, тобто при якій можливе виникнення трансзвукового флатера:

$$\delta_{0\phi} = \frac{b_k \phi_0}{(b_1 + b_k) \bar{\omega}}. \quad (33)$$

З аналізу рівняння (33) випливає, що амплітуда коливань аеродинамічної поверхні керування, при якій збуджений шарнірний момент досягає максимальної величини, залежить від геометричних характеристик несівної аеродинамічної поверхні і аеродинамічної поверхні керування, від кутової частоти власних коливань аеродинамічної поверхні керування та режимів польоту літака.

З наведеного також випливає, що для кількісного аналізу особливостей взаємодії стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічних поверхонь керування, тобто для аналізу залежностей $\Delta x(\delta, \dot{\delta}) = f(\delta)$ та $\Delta x(\delta, \dot{\delta}) = f(t)$ необхідно визначити геометричні характеристики несівної аеродинамічної поверхні і аеродинамічної поверхні керування та число Струхалю. Число Струхалю надзвукових літаків лежить у межах $\bar{\omega} = 0.4 \dots 0.6$.

Аналіз особливостей взаємодії стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічних поверхонь керування здійснимо при $\bar{\omega} = 0.5$, $\phi_0 = 0.04$ при $b_1/b_k = 3.0$ на таких числах Маха польоту літаків, коли можливе виникнення трансзвукового флатера.

Кількісною оцінкою у праці [14] було доведено, що при малих амплітудах коливань аеродинамічних поверхонь керування, тобто при $\dot{\delta}(t) \rightarrow 0$, їхній збуджений шарнірний момент завжди більший, ніж шарнірний момент від сил аеродинамічного демпфування, що підтверджує теоретичну можливість виникнення трансзвукового флатера як надзвукових, так і гіперзвукових літаків. Тому оцінку особливостей взаємодії стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічних поверхонь керування розглянемо при невеликих амплітудах коливань аеродинамічних поверхонь керування, а саме, коли переміщення стрибків ущільнення при коливаннях аеродинамічної поверхні керування не обмежуються задньою кромкою профілю, та при умові (33), коли збуджений шарнірний момент аеродинамічної поверхні керування досягає максимальної величини.

Для визначення характеру залежностей $\Delta x(\delta, \dot{\delta}) = f(\delta)$ та $\Delta x(\delta, \dot{\delta}) = f(t)$ у першому випадку скористаємося залежностями (6), (8), (17), (21), (23), (25) та (31). Але необхідно зауважити, що цей випадок може спостерігатися або на великих висотах польоту літаків, або при наявності демпферів коливань аеродинамічних поверхонь керування.

Так, амплітуда коливань аеродинамічних поверхонь керування визначається з рівняння (6), яке подамо у вигляді

$$\delta_0 = \frac{\Delta x_n(\delta)}{b_1} \phi_0. \quad (34)$$

Переміщення стрибків ущільнення назад від початкового розташування, зумовлених кутом відхилення аеродинамічної поверхні керування, можна визначити залежністю

$$\Delta x_n(\delta) = b_k - x_{c\phi}. \quad (35)$$

З урахуванням залежностей (25) та (35) із залежності (34) визначимо амплітуду коливань аеродинамічних поверхонь керування, при якій

переміщення стрибків ущільнення назад не обмежуються задньою кромкою профілю:

$$\delta_0 = \frac{b_k}{b_1 + b_k} \phi_0. \quad (36)$$

При виникненні флатера переміщення стрибків ущільнення назад від початкового розташування, які зумовлені швидкістю відхилення аеродинамічної поверхні керування, визначаються залежністю (23). Аналогічною залежністю можна визначити і переміщення стрибків ущільнення вперед від початкового розташування:

$$\Delta x_{\text{в}}(\dot{\delta}) = \frac{x_{\text{сф}} \dot{z}_{\phi}(t)}{1 + \dot{z}_{\phi}(t)}. \quad (37)$$

Тобто, з рівнянь (23) та (37) з урахуванням умови (21) можна отримати максимальні величини переміщень стрибків ущільнення вперед та назад від початкового розташування при умові, коли збуджений шарнірний момент досягає максимальної величини, а амплітуда коливань аеродинамічної поверхні керування визначається залежністю (33).

У даному випадку, коли амплітуда коливань аеродинамічної поверхні керування визначається залежністю (36), величини переміщень стрибків ущільнення вперед та назад від початкового розташування також можна визначити за допомогою залежностей (23) та (37), але величину групового параметра $\dot{z}(t)$ у цих залежностях також необхідно визначати з урахуванням залежності (36). Максимальна величина цього параметра, як це можна бачити з аналізу залежностей (17) та (31), дорівнює

$$\dot{z}_1(t) = \frac{b_1}{b_k} \bar{\omega} \frac{\delta_0}{\phi_0}, \quad (38)$$

де $\dot{z}_1(t)$ — максимальна величина групового безрозмірного параметра, при якій переміщення стрибків ущільнення назад від початкового розташування не обмежуються задньою кромкою профілю.

З урахуванням залежності (36), залежність (38) запишемо у вигляді

$$\dot{z}_1(t) = \frac{b_1}{b_1 + b_k} \bar{\omega}. \quad (39)$$

А підставляючи залежність (39) у рівняння (23) та рівняння (37), отримаємо рівняння для



Рис. 1. Залежності $\Delta x_{\text{в}}(\delta, \dot{\delta}) = f(\delta)$ та $\Delta x_{\text{н}}(\delta, \dot{\delta}) = f(\delta)$ при $x_{\text{с}} = x_{\text{сф}}$, $\delta_0 = 0.25\phi_0$

оцінки величини переміщень стрибків ущільнення вперед та назад від початкового розташування стрибків ущільнення при умовах, коли переміщення стрибків ущільнення назад від початкового розташування не обмежується задньою кромкою аеродинамічного профілю:

— переміщення стрибків ущільнення вперед від початкового розташування

$$\Delta x_{\text{в}}(\dot{\delta}) = \frac{x_{\text{сф}} b_1 \bar{\omega}}{b_k + b_1 (1 + \bar{\omega})}, \quad (40)$$

— переміщення стрибків ущільнення назад від початкового розташування

$$\Delta x_{\text{н}}(\dot{\delta}) = \frac{x_{\text{сф}} b_1 \bar{\omega}}{b_k + b_1 (1 - \bar{\omega})}. \quad (41)$$

Фазовий кут випередження переміщень стрибків ущільнення, зумовлений швидкістю відхилення аеродинамічної поверхні керування, над кутом відхилення аеродинамічної поверхні керування, отримаємо з рівняння (8). Його максимальна величина спостерігається при $x_{\text{с}} = x_{\text{сф}}$ і дорівнює

$$\Delta\phi(x_{\text{сф}}, \dot{\delta}) = \frac{x_{\text{сф}}}{b_k} \bar{\omega} \delta_0. \quad (42)$$

Залежності (36) та (40)–(42) при прийнятих вище вхідних даних дозволяють визначити особливості взаємодії стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічних поверхонь керування, тобто визначити залежності $\Delta x_{\text{в}}(\delta, \dot{\delta}) = f(\delta)$ та

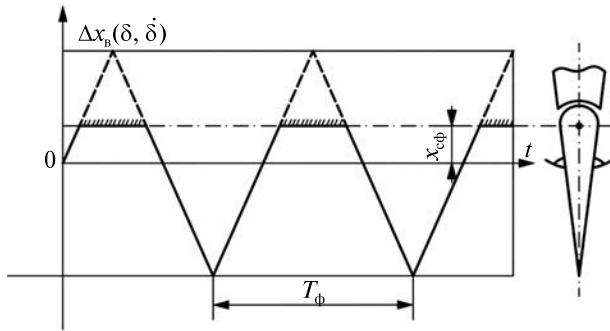


Рис. 2. Залежності $\Delta x_b(\delta, \dot{\delta}) = f(t)$ та $\Delta x_n(\delta, \dot{\delta}) = f(t)$ при $x_c = x_{сф}$, $\delta_0 = 0.25\phi_0$. Штрихові лінії — умовне переміщення стрибка ущільнення

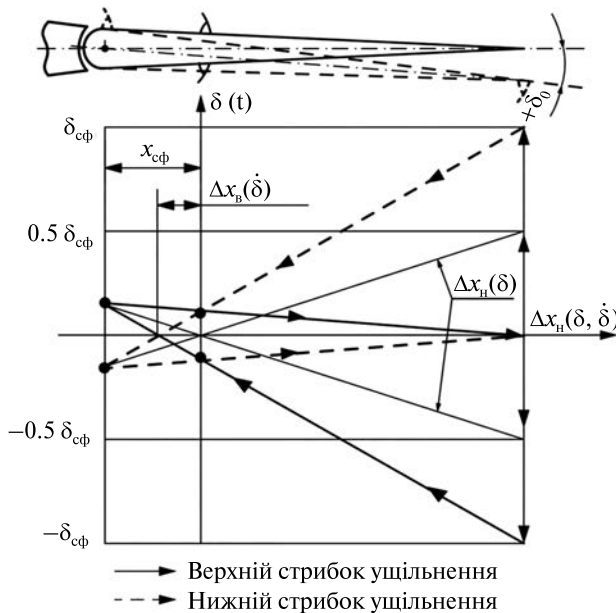


Рис. 3. Залежності $\Delta x_b(\delta, \dot{\delta}) = f(\delta)$ та $\Delta x_n(\delta, \dot{\delta}) = f(\delta)$ при виникненні трансзвукового флатера ($\delta_{0\phi} = 0.5\phi_0$)

$\Delta x_n(\delta, \dot{\delta}) = f(\delta)$ при умовах, коли переміщення стрибків ущільнення назад від початкового розташування не обмежується задньою кромкою аеродинамічного профілю.

На рис. 1 можна бачити, що переміщення стрибків ущільнення випереджають відхилення аеродинамічної поверхні керування на кут, який визначається залежністю (42). Ця особливість взаємодії стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічних поверхонь керування є основ-

ною причиною виникнення збудженого аеродинамічного шарнірного моменту, внаслідок якого і виникає трансзвуковий флатер.

Характер залежностей $\Delta x_b(\delta, \dot{\delta}) = f(t)$ та $\Delta x_n(\delta, \dot{\delta}) = f(t)$ представлено на рис. 2. Видно, що і при невеликих амплітудах коливань аеродинамічної поверхні керування переміщення стрибків ущільнення вперед від початкового розташування обмежуються передньою кромкою аеродинамічної поверхні керування. Ця особливість взаємодії стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічних поверхонь керування є основною причиною нелінійного характеру коливань аеродинамічних поверхонь керування на трансзвукових швидкостях польоту надзвукових літаків. Період T_ϕ цих коливань дорівнює періоду власних коливань аеродинамічних поверхонь керування у наземних умовах.

Характер залежностей $\Delta x_b(\delta, \dot{\delta}) = f(\delta)$ та $\Delta x_n(\delta, \dot{\delta}) = f(\delta)$ при умові, коли збуджений шарнірний момент аеродинамічних поверхонь керування досягає максимальної величини, тобто при умові (33), представлено на рис. 3.

У даному випадку особливості взаємодії стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічних поверхонь керування визначаються відповідно до залежностей (23) та (37), але з урахуванням умови (21).

Підставляючи умову (21) у рівняння (23) та рівняння (37), отримаємо максимальні величини переміщень стрибків ущільнення вперед та назад від їхнього початкового розташування при умові, коли збуджений шарнірний момент аеродинамічних поверхонь керування досягає максимальної величини:

— переміщення стрибків ущільнення вперед від початкового розташування

$$\Delta x_b(\dot{\delta}) = \frac{x_{сф} b_1}{2b_1 + b_k}, \quad (43)$$

— переміщення стрибків ущільнення назад від початкового розташування

$$\Delta x_n(\dot{\delta}) = x_{сф} \frac{b_1}{b_k}. \quad (44)$$

Максимальний фазовий кут випередження переміщень стрибків ущільнення, зумовлений певною швидкістю відхилення аеродинамічної

поверхні керування, над кутом її відхилення, спостерігається при $x_c = b_k$ і, як впливає з рівняння (8), дорівнює

$$\Delta\phi_\phi(b_k, \dot{\delta}) = \bar{\omega}\delta_{0\phi}. \quad (45)$$

На рис. 3, як і на рис. 1, можна бачити, що переміщення стрибків ущільнення випереджають відхилення аеродинамічної поверхні керування на кут, максимальна величина якого у даному випадку визначається залежністю (45). Як було відмічено вище, ця особливість взаємодії стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічних поверхонь керування є основною причиною виникнення збудженого аеродинамічного моменту, внаслідок якого і виникає трансзвуковий флатер.

Характер залежностей $\Delta x_\phi(\delta, \dot{\delta}) = f(t)$ та $\Delta x_\pi(\delta, \dot{\delta}) = f(t)$ при умові, коли збуджений шарнірний момент аеродинамічних поверхонь керування досягає максимальної величини, представлено на рис. 4. Видно, що при умові, коли збуджений шарнірний момент аеродинамічних поверхонь керування досягає максимальної величини, переміщення стрибків ущільнення обмежуються як передньою, так і задньою кромками аеродинамічної поверхні керування.

Саме про цю особливість взаємодії стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічних поверхонь керування у праці [5] вказано, що: «Ударні хвилі не виникають в якійсь визначеній точці профілю, вони коливаються з великою частотою між двома можливими положеннями рівноваги і викликають коливання всього літака».

З наведеного вище впливає, що ці положення рівноваги визначаються передньою та задньою кромками аеродинамічної поверхні керування.

Як вже було відмічено, ця особливість взаємодії стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічних поверхонь керування є основною причиною нелінійного характеру коливань аеродинамічних поверхонь керування на трансзвукових швидкостях польоту.

ВИСНОВОК

На базі аналізу особливостей взаємодії коливань стрибків ущільнення з коливаннями аеродинамічних поверхонь керування та математичної

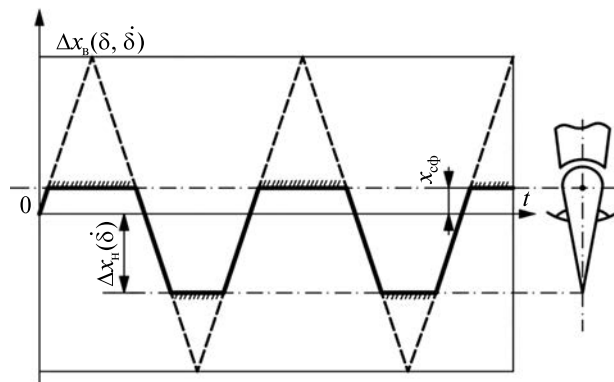


Рис. 4. Залежність $\Delta x_\phi(\delta, \dot{\delta}) = f(t)$ та $\Delta x_\pi(\delta, \dot{\delta}) = f(t)$, при виникненні трансзвукового флатера ($\delta_{0\phi} = 0.5\phi_0$). Штрихові лінії — умовне переміщення стрибка ущільнення

моделі оцінки збуджених шарнірних моментів аеродинамічних поверхонь керування визначено причини та механізм формування збуджених сил та збуджених шарнірних моментів аеродинамічних поверхонь керування при виникненні трансзвукового флатера.

Доведено, що основною причиною формування збуджених сил та збуджених шарнірних моментів аеродинамічних поверхонь керування, внаслідок яких можливе виникнення трансзвукового флатера, — є фазове випередження переміщень стрибків ущільнення по профілю аеродинамічної поверхні керування, зумовлене кутною швидкістю коливань аеродинамічної поверхні керування, над кутом її відхилення.

Основною причиною нелінійного характеру коливань аеродинамічних поверхонь керування при виникненні трансзвукового флатера є обмеження переміщень стрибків ущільнення по профілю аеродинамічної поверхні керування як задньою, так і передньою кромками профілю аеродинамічної поверхні керування.

Отримані результати можуть використовуватися для прогнозування безпечних режимів польоту надзвукових літаків та аерокосмічних систем як на етапі льотних випробувань, так і на етапі експлуатації.

Подальші дослідження цієї проблеми доцільно присвятити аналізу методів зменшення рівня коливань аеродинамічних поверхонь керування при виникненні трансзвукового флатера.

ЛІТЕРАТУРА

1. Абрамович Г. Н. *Прикладная газовая динамика*. М.: Наука, 1976. 888 с.
2. Агеев Ю. И., Назаренко В. В., Невежина Т. П. Экспериментальное исследование установившихся колебаний элерона в околосзвуковом потоке. *Уч. записки ЦАГИ*. 1974. **5**, № 8. С. 71—80.
3. *Аэродинамическое исследование колеблющейся поверхности управления при трансзвуковых скоростях*. М.: ЦАГИ, 1975. Обзор № 456. 105 с.
4. Бисплингхофф Р. Л., Эшли Х., Халфмэн Р. Л. *Аэроупругость*. Л.-М.: Изд-во иностр. лит., 1958. 800 с.
5. Гошек И. *Аэродинамика больших скоростей*. М.: ИЛ, 1954. 547 с.
6. Исогаи К. О механизме резкого снижения границы флаттера крыла прямой стреловидности на режиме трансзвукового полета. Часть 1. *Ракетная техника и космонавтика*. 1979. **17**, № 7. С. 149—151.
7. Исогаи К. О механизме резкого снижения границы флаттера крыла прямой стреловидности на режиме трансзвукового полета. Часть 2. *Ракетная техника и космонавтика*. 1981. **19**, № 10. С. 169—171.
8. Ишмуратов Ф. З., Кузьмина С. И., Мосунов В. А. Расчетные исследования трансзвукового флаттера. *Уч. записки ЦАГИ*. 1999. **30**, № 3-4. С. 151—163.
9. Келдыш М. В. *Избранные труды. Механика*. М.: Наука, 1985. 568 с.
10. Кузьмина С. И. Расчетные исследования трансзвукового флаттера самолета. *Уч. записки ЦАГИ*. 1989. **20**, № 6. С. 110—115.
11. Лебедев А. А., Чернобровкин Л. С. *Динамика полета беспилотных летательных аппаратов*. М.: Оборонгиз, 1962. 548 с.
12. Сафронов А. В. *Трансзвуковой флаттер конструкций самолетов*. К: КВВАИУ, 1987. 155 с.
13. Сафронов А. В. Аэродинамическое воздействие скачков уплотнения на колеблющийся в околосзвуковом потоке элерон. *Уч. записки ЦАГИ*. 1991. **22**, № 3. С. 110—117.
14. Сафронов О. В., Неділько О. М., Семон Б. Й. Трансзвуковий флатер аеродинамічних поверхонь керування надзвукових та гіперзвукових літаків. *Зб. наук. праць Центру воєнно-стратегічних досліджень НУОУ*. 2016. № 2(57). С. 18—23.
15. Сафронов О. В., Семон Б. Й., Неділько О. М. Порівняльний аналіз теоретичних та розрахунково-експериментальних методів оцінки характеристик трансзвукового флатера. *Зб. наук. праць Центру воєнно-стратегічних досліджень НУОУ*. 2015. № 1(53). С. 41—48.
16. Сафронов О. В., Семон Б. Й., Неділько О. М., Бодрик Ю. Г. Метод оцінки небезпечного діапазону трансзвукових чисел М польоту надзвукових літаків та аерокосмічних систем. *Космічна наука і технологія*. 2023. **29**, № 6 (145). С. 42—49.
17. Сафронов О. В., Сиротенко А. М., Семон Б. Й., Неділько О. М. Математична модель фюзеляжних коливань на трансзвукових швидкостях польоту. *Космічна наука і технологія*. 2021. **27**, № 2 (129). С. 28—37.
18. Свищев Г.П. Эффективность руля и шарнирные моменты его при больших скоростях. *Тр. ЦАГИ*. 1975. Вып. 1722. 10 с.
19. Семон Б. Й., Сафронов О. В., Неділько О. М. Трансзвуковий флатер: від MiG-25 до Space Ship Two. *Наука і оборона*. 2016. № 3. С. 32—35.
20. Семон Б. Й., Сафронов О. В., Неділько О. М. Метод оцінювання тиску місцевого надзвукового потоку на профілі аеродинамічної поверхні керування при виникненні трансзвукового флатера. *Наука і оборона*. 2019. № 2. С. 39—43.
21. Тимошенко С. П. *Колебания в инженерном деле*. М.: Наука, 1967. 444 с.
22. Трейси Р. М., Альбано Е. Д., Фар. М. Л. Расчет трансзвуковых течений около колеблющегося профиля методом возмущений. *Ракетная техника и космонавтика*. 1976. **14**, № 9. С. 126—136.
23. Gao C. Q., Zhang W. W., Ye Z. Y. A new viewpoint on the mechanism of transonic single-degree-of-freedom flutter. *Aero-space Sci. and Technology*. 2016. **52**. P. 144—156.
24. Safronov O., Semon B., Nedilko O., Bodryk Yu. Mathematical Models of Transonic Flatter of Aerodynamic Control Surfaces of Supersonic Aircraft. *Advs in Military Technology*. 2022. **17**, No. 2. P. 195—209.

REFERENCE

1. Abramovich G. N. (1976). *Prikladnaya gazovaya dinamika*. M.: Nauka, 888 p.
2. Ageev Yu. I., Nazarenko V. V., Nevezhina T. P. (1974). Eksperimentalnoe issledovanie ustanovivshikhsya kolebaniy elerona v okolozvukovom potoke. *Uchenie zapiski TsAGI*, **5**, № 8, 71—80.
3. *Aerodinamicheskoe issledovanie koleblyushcheysya poverkhnosti upravleniya pri transzvukovikh skorostyakh* (1975). M.: TsAGI, Obzor № 456, 105 p.
4. Bisplinghoff R. L., Eshli Kh., Khalfmen R. L. (1958). *Aerouprugost*. M.: Izd-vo inostr. lit., 800 p.
5. Goshek I. (1954). *Aerodinamika bolshikh skorostei*. M., 547 p.
6. Isogai K. (1979). O mekhanizme rezkogo snizheniya granitsi flattera krila pryamoi strelovidnosti na rezhime transzvukovogo poleta. Chast 1. *RTK*, **17**, № 7, 149—151.
7. Isogai K. (1981). O mekhanizme rezkogo snizheniya granitsi flattera krila pryamoi strelovidnosti na rezhime transzvukovogo poleta. Chast 2. *RTK*, **19**, № 10, 169—171.
8. Ishmuratov F. Z., Kuzmina S. I., Mosunov V. A. (1999). Raschetnie issledovaniya transzvukovogo flattera. *Uchenie zapiski TsAGI*, **30**, № 3-4, 151—163.
9. Keldysh M. V. (1985). *Izbrannye trudy. Mekhanika*. M.: Nauka, 568 p.
10. Kuzmina S. I. (1989). Raschetnie issledovaniya transzvukovogo flattera samoleta. *Uchenie zapiski TsAGI*, **20**, № 6, 110—115.
11. Lebedev A. A., Chernobrovkin L. S. (1962). *Dinamika poleta bespilotnykh letatelnykh apparatov*. M.: Oborongiz, 548 p.
12. Safronov A. V. (1987). *Transzvukovoi flatter konstruktssii samoletov*. K.: KVVAIU, 155 p.
13. Safronov A. V. (1991). Aerodinamicheskoe vozdeistvie skachkov uplotneniya na koleblyushchiysya v okolozvukovom potoke eleron. *Uchenie zapiski TsAGI*, **22**, № 3, 110—117.
14. Safronov O. V., Nedilko O. M., Semon B. Y. (2016). Transzvukoviy flater aerodynamichnykh poverkhon keruvannya nadzvukovykh ta hiperzvukovykh litakiv. *Zbirnyk naukovykh prats Tsentru voienno-stratehichnykh doslidzhen NUOU*, № 2(57), 18—23.
15. Safronov O. V., Semon B. Y., Nedilko O. M. (2015). Porivnialnyi analiz teoretychnykh ta rozrakhunkovo-eksperymentalnykh metodiv otsinky kharakterystyk transzvukovoho flateru. *Zbirnyk naukovykh prats Tsentru voienno-stratehichnykh doslidzhen NUOU*, № 1(53), 41—48.
16. Safronov O. V., Semon B. I., Nedilko O. M., Bodryk Yu. H. (2023). Metod otsinky nebezpechnoho diapazonu transzvukovykh chysel M polotu nadzvukovykh litakiv ta aerokosmichnykh system. *Kosmichna nauka i tekhnolohiia*, **29**, № 6 (145), 42—49.
17. Safronov O. V., Syrotenko A. M., Semon B. I., Nedilko O. M. (2021). Matematychna model fiuzeliaznykh kolyvan na transzvukovykh shvydkostiakh polotu. *Kosmichna nauka i tekhnolohiia*, **27**, № 2 (129), 28—37.
18. Svishchev G. P. (1975). Effektivnost rulya i sharnirnye momenti yego pri bolshikh skorostyakh. *Trudi TsAGI*, vipusk 1722, 10 p.
19. Semon B. Y., Safronov O. V., Nedilko O. M. (2016). Transzvukoviy flater: vid MiH-25 do Space Ship Two. *Nauka i oborona*, № 3, 32—35.
20. Semon B. Y., Safronov O. V., Nedilko O. M. (2019). Metod otsiniuvannya tysku mistsevoho nadzvukovoho potoku na profili aerodynamichnoi poverkhni keruvannya pry vynyknenni transzvukovoho flateru. *Nauka i oborona*, № 2, 39—43.
21. Timoshenko S. P. (1967). *Kolebaniya v inzhenernom dele*. M.: Nauka. 444 p.
22. Trejsi R. M., Albano E. D., Far M. L. (1976). Raschet transzvukovykh techeniy okolo koleblyushegosya profilya metodom vozmushenij. *Raketnaya tekhnika i kosmonavtika*, **14**, № 9, 126—136.
23. Gao C. Q., Zhang W. W., Ye Z. Y. (2016). A new viewpoint on the mechanism of transonic single-degree-of-freedom flutter. *Aerospace Sci. and Technology*, **52**, 144—156.
24. Safronov O., Semon B., Nedilko O., Bodryk Yu. (2022). Mathematical Models of Transonic Flutter of Aerodynamic Control Surfaces of Supersonic Aircraft. *Adv. in Military Technology*, **17**, No. 2, 195—209.

Стаття надійшла до редакції 21.09.2024

Після доопрацювання 05.12.2024

Прийнято до друку 05.12.2024

Received 21.09.2024

Revised 05.12.2024

Accepted 05.12.2024

O. V. Safronov, Doctor of Technical Sciences, Prof., Leading Researcher

B. Y. Semon, Doctor of Technical Sciences, Prof., Chief Researcher

O. M. Nedilko, Candidate of Technical Sciences, Associate Professor, Leading Researcher

National Defense University of Ukraine

28 Air Forces Ave., Kyiv, 03049 Ukraine

PECULIARITIES OF THE INTERACTION OF COMPRESSION JUMPS WITH FLUCTUATIONS OF AERODYNAMIC CONTROL SURFACES DURING THE OCCURRENCE OF TRANSONIC FLUTTER OF SUPERSONIC AIRCRAFT AND AEROSPACE SYSTEMS

The theoretical and experimental methods of classical (two-stage) flutter of aerodynamic surfaces in both stationary and non-stationary flows have been sufficiently developed. A large number of scientific works are devoted to the study of these oscillations. However, the problem of theoretical substantiation of the causes of intense oscillations of the aerodynamic control surfaces of supersonic aircraft at transonic flight speeds remains unsolved. There is still no universally accepted mathematical model of transonic flutter.

The relevance of the solution to this problem is justified by the need for a preliminary assessment of the level of oscillations of aircraft structural elements before flight tests and the need to ensure reliable flight operation of supersonic aircraft and aerospace systems.

In the article, based on the analysis of the regularities of the adiabatic expansion of the local supersonic flow on the surface of the aerodynamic profile and the mathematical model for estimating the excited hinge moments of the aerodynamic control surfaces, the conditions under which the occurrence of transonic flutter of the aerodynamic control surfaces of supersonic aircraft and aerospace systems is possible are determined. The analysis examined the characteristics of how sealing jumps interact with the oscillations of aerodynamic control surfaces in these flight modes, which determine the mechanism of transonic flutter of the aerodynamic control surfaces.

It has been proved that the main reason for the intense oscillations of the aerodynamic control surfaces during the occurrence of transonic flutter is the phase advance of the movements of the sealing jumps along the profile of the aerodynamic control surface above the angle of its deviation, which is due to the angular velocity of the oscillations of the aerodynamic control surface.

The main reason for the non-linear nature of the oscillations of the aerodynamic control surfaces during the occurrence of transonic flutter is the restriction of the movements of the sealing jumps along the profile of the aerodynamic control surface by both the rear and the front edges of the profile of the aerodynamic control surface.

The obtained results can be used to predict the safe flight modes of supersonic aircraft and aerospace systems both at the stage of flight tests and the stage of operation.

Keywords: supersonic flight, oscillations, transonic speed, transonic flutter, flow parameters, aerodynamic control surface, flight number M , mathematical model