

ROZWÓJ I DEFORMACJA WARSTWY WIROWEJ INDUKOWANEJ ZA PROFILEM AERODYNAMICZNYM PRZEZ PRZEPIYWAJĄCĄ STRUKTURĘ WIROWĄ

JERZY ŚWIRYDCZUK
IMP PAN Gdańsk

1. Wstęp

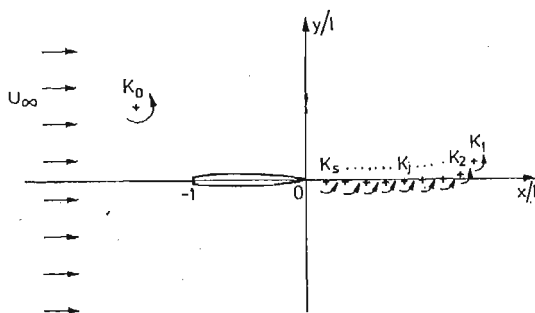
Ważnym elementem badań opływu profilu aerodynamicznego są prace zmierzające do określenia jego zachowania się w zmiennych warunkach przepływu przy założonym z góry charakterze tych zmian. Celem powyższych prac jest określenie np. zmian siły nośnej, rozkładu ciśnień lub wirowości na profilu w zależności od chwilowych, bądź lokalnych zmian pola prędkości przepływu w jego otoczeniu. Znaczenie niniejszego problemu wynika z faktu, iż zmiany te wywołać mogą efekty, których nie można przewidzieć w oparciu o teorię stacjonarnego opływu profilu, a które w istotny sposób, np. poprzez drgania lub silne chwilowe przeciążenia mogą pogorszyć warunki pracy profilu, a w konsekwencji jego niezawodność i żywotność. Dlatego też często podejmowane były — i są nadal — starania zmierzające do opracowania modelu, pozwalającego w sposób teoretyczny możliwie najpełniej przewidywać i analizować zjawiska wywołane niestacjonarnymi warunkami opływu profilu aerodynamicznego.

Zmiany warunków przepływu związane z sytuacjami występującymi często w technice lotniczej, takimi jak np. zmiana prędkości lub kąta natarcia profilu, podmuchy wiatru czy drgania profilu, zostały dość szczegółowo przeanalizowane w oparciu o modele zarówno teoretyczne [1] ÷ [5] jak i numeryczne [6], [7]. Stosunkowo mało zbadany, w porównaniu z poprzednimi, jest przypadek zaburzenia ściśle związanego z pracą elementów wirnikowych maszyn przepływowych, mianowicie przypadek obecności w strumieniu opływającym profil skoncentrowanych struktur wirowych. Powyższy typ zaburzenia bywa niekiedy analizowany jako fragment rozwiązania zadania dotyczącego opływu zadanej, konkretnej konfiguracji palisad profilowych o z góry przyjętej ich ilości i geometrii, natomiast ilość prac traktujących zagadnienie w sposób ogólny tj. jako elementarną formę oddziaływania struktury wirowej z profilem, jest niewielka. Do grupy tej można zaliczyć prace Saffmana i Sheffielda [8] oraz Huang i Chow [9] traktujące o przypadku stacjonarnego oddziaływania wiru z profilem oraz pracę Timma [10], w której Autor bada akustyczne aspekty oddziaływania wiru z warstwą przyścienną profilu. W tej ostatniej pracy wskazano, iż efektem powyższego oddziaływania może być utworzenie się w pobliżu badanego wiru dodatkowych, nowych struktur wirowych.

W niniejszej pracy przedstawione zostały rezultaty badań, dotyczących zachowania się niestacjonarnej warstwy wirowej generowanej za profilem aerodynamicznym w rezultacie przepływu w jego pobliżu pojedynczego, skoncentrowanego wiru, traktowanego w pracy jako pierwotne, elementarne zaburzenie przepływu. Badania miały na celu określenie przebiegu zmian intensywności warstwy, poszczególne fazy jej deformacji oraz oddziaływania z wirem pierwotnym, jak również próbę określenia pewnych relacji ilościowych, dotyczących występujących w zadaniu struktur wirowych. Przedstawione rezultaty winny, jak się ocenia, być przydatne w wielu kierunkach analiz teoretycznych bardziej skomplikowanych przypadków opływu ciał, jak również winny dostarczyć nowych wiadomości na temat fizycznych prawidłowości oddziaływania struktur wirowych w przepływie rzeczywistym.

2. Analityczny opis przepływu

Obliczenia teoretyczne przeprowadzono w oparciu o analityczno-numeryczny model, w którym istniejące w przepływie struktury wirowe opisane zostały przez odpowiednią ilość i konfigurację wirów punktowych. Przyjęto mianowicie, że jeden z wirów, reprezentujących zaburzenie pierwotne, nadpływa wraz z przepływem w pobliżu profilu, wywołując powstawanie w rejonie jego krawędzi spływowej zwiększającego się szeregu s wirów śladowych, przy czym wiry te generowane są numerycznie po jednym w każdym kroku obliczeniowym (rys. 1). Analityczny opis ruchu wirów w zadanym s -tym kroku oblicze-



Rys. 1. Szkic modelu opływu wirowego profilu. U_∞ — prędkość strumienia równoległego, K_0 — intensywność wiru pierwotnego, K_j — intensywność j -tego wiru śladowego

niowym przedstawia funkcja Kirchhoffa-Routha W , stanowiąca niezmiennik ruchu której ogólny wzór można przedstawić jako:

$$W = \sum_{j=0}^s K_j \Psi_0(x_j, y_j) + \frac{1}{2} \sum_{j=0}^s \sum_{\substack{k=0 \\ k \neq j}}^s K_j K_k G(x_j, y_j; x_k, y_k) + \frac{1}{2} \sum_{j=0}^s K_j^2 g(x_j, y_j; x_j, y_j) \quad (1)$$

Symbole K_j, K_k oznaczają intensywność j -tego, względnie k -tego wiru ($K = \Gamma/2\pi$) a pozostałe wyrażenia stanowią elementy wchodzące w skład funkcji prądu badanego przepływu.

Wyrażenie $\Psi_0(x, y)$ przedstawia funkcję prądu ustalonego opływu profilu, powstałego w wyniku hipotetycznego usunięcia wirów z obszaru przepływu, natomiast ogólnie rozpatrywana funkcja $G(x, y; x_k, y_k)$ opisuje funkcje prądu generowane w obszarze o zadanych granicach przez wir znajdujący się w punkcie $P_k(x_k, y_k)$. Zakłada się, że funkcja G przyjmuje wartość stałą na brzegu obszaru, natomiast w punkcie P_k ma osobliwość logarytmiczną. W nieskończoności funkcja G ma osobliwość przeciwnego znaku do osobliwości w punkcie P_k . Ogólna postać funkcji $g(x, y; x_j, y_j)$ wynika z jej definicji:

$$q(x, y; x_j, y_j) \stackrel{\text{def}}{=} G(x, y, x_j, y_j) - \frac{1}{2} \ln[(x-x_j)^2 + (y-y_j)^2] \quad (2)$$

przy czym do wzoru (1) podstawione są jej wartości obliczane w kolejnych punktach $P_j(x_j, y_j)$ chwilowych położeniach wirów. Analizując na podstawie funkcji W ruch wybranego j -tego wiru można określić, iż pierwszy jej człon przedstawia wpływ stacjonarnej części przepływu, drugi — oddziaływanie pozostałych $j-1$ wirów, zmodyfikowane obecnością granic, trzeci — wpływ granic obszaru przepływu na ruch wiru, traktowanego jako jedyna osobliwość przepływu. Bliższe dane na temat własności funkcji G, g oraz W można znaleźć w pracy [11].

Zależność chwilowych prędkości wirów od funkcji W określają wzory:

$$\begin{aligned} K_j \frac{dx_j}{dt} &= K_j v_{xj} = - \frac{\partial W}{\partial y_j} \\ K_j \frac{dy_j}{dt} &= K_j v_{yj} = \frac{\partial W}{\partial x_j} \quad j = 0, 1, 2, \dots, s \end{aligned} \quad (3)$$

Znajomość funkcji W pozwala, poprzez określenie chwilowych prędkości każdego z wirów, na numeryczne znalezienie ich nowego położenia wynikającego z zadanej wartości kroku czasowego, nie daje jednak żadnych informacji na temat miejsca generacji oraz intensywności kolejnych wirów śladowych, będących rezultatem zmiany warunków opływu profilu. W związku z powyższym przyjęto następujące założenia, umożliwiające określenie powyższych wielkości w każdym kolejnym kroku obliczeniowym:

1. punkt generacji wiru jest położony na osi x w takiej odległości od krawędzi splywowej, jaka wynika z iloczynu lokalnej prędkości w tym punkcie (zależnej od zmian pola prędkości wywoływanych przez przemierzające się wiry) oraz połowy założonego przyrostu czasu dt .
2. intensywność wiru (przy określonym już jego położeniu) wynika z jednoczesnego spełnienia postulatów o splywie z ostrza profilu oraz o stałości sumarycznej wartości cyrkulacji w przepływie.

Drugi z warunków, identyczny ze stosowanym w przypadkach stacjonarnych opływu profilu, stanowi często spotykany, lecz nie jedyny sposób uzupełnienia rozważanego modelu. W wariantach modelu, w których kształt profilu opływany jest przez zadany rozkład osobliwości wirowych lub źródłowych, intensywność nowego wiru śladowego określona bywa często w oparciu o wyliczone różnice prędkości, występujące po obu

stronach krawędzi spływowej [7]. Metoda ta wydaje się wykazywać dużą adekwatność do rzeczywistego przebiegu formowania się warstwy wirowej w rejonie spływu, jednak próby jej stosowania w modelach wykorzystujących metodę odwzorowań konforemnych nie dały zbyt realistycznych rezultatów [12], [13]. Również pierwszy z warunków stanowi jeden z kilku realizowanych praktycznie sposobów określania miejsca generacji wiru. Sposób przyjęty w pracy stanowi pewną modyfikację warunków proponowanych przez Basu i Hancocka [7], wydaje się on najlepiej uwzględniać fizyczne warunki przepływu. Spośród innych możliwych wariantów można przykładowo wymienić przyjęcie stałego punktu generacji [14] [15] lub poszukiwanie jego położenia w oparciu o ruch wirów poprzednich [12].

Omawiane obliczenia przeprowadzono wykorzystując metodę odwzorowań konforemnych. Zachowanie się funkcji W podczas odwzorowania z obszaru pomocniczego $\tilde{z} = \tilde{x} + i\tilde{y}$ do obszaru przepływu $z = x + iy$ określa wzór:

$$W = \tilde{W} + \sum_{j=0}^s \frac{K_j^2}{2} \ln \left| \frac{d\tilde{z}}{dz} \right| P_j \quad (4)$$

Konstrukcję funkcji W dla analizowanego przypadku oparto na następujących założeniach szczegółowych:

1. Założony, symetryczny kształt profilu uzyskany został w wyniku odwzorowania konforemnego

$$z = \tilde{z} - A + \frac{(a - A)^2}{\tilde{z} - A} \quad (5)$$

okręgu o promieniu a oraz środka przesuniętym o odcinek A względem początku układu.

2. Kierunek przepływu jest zgodny z kierunkiem osi $O\tilde{x}$. Funkcja prądu w obszarze pomocniczym ma w tym przypadku postać:

$$\Psi_0(\tilde{x}, \tilde{y}) = -U\tilde{y} \left(1 - \frac{a^2}{\tilde{x}^2 + \tilde{y}^2} \right) \quad (6)$$

Powyższe założenia nie umniejszają ogólności rozwiązania. W oparciu o znajomość potencjału zespolonego wytwarzanego przez pojedynczy wir w pobliżu okręgu [16] można wykazać, iż spełniająca uprzednio podane warunki funkcja G ma w obszarze pomocniczym postać:

$$G(\tilde{x}, \tilde{y}; \tilde{x}_k, \tilde{y}_k) = \frac{1}{2} \ln \frac{(\tilde{x} - \tilde{x}_k)^2 + (\tilde{y} - \tilde{y}_k)^2}{(\tilde{x}\tilde{x}_k + \tilde{y}\tilde{y}_k - a^2)^2 + (\tilde{x}\tilde{y}_k - \tilde{y}\tilde{x}_k)^2} \quad (7)$$

przy czym warunek zerowania się cyrkulacji wokół profilu, wywołanej wirami pierwotnym powoduje konieczność dołączenia do funkcji (6) członu:

$$\Psi_{aa} = \frac{1}{2} K_0 \ln(\tilde{x}^2 + \tilde{y}^2) \quad (8)$$

Obliczenie drugiego ze składników wzoru (4) jest możliwe po zróżniczkowaniu funkcji

odwzorowującej (5) i prowadzi do postaci:

$$\ln \left| \frac{dz}{d\bar{z}} \right| = \ln \frac{\sqrt{[(\tilde{x}-a)^2 + \tilde{y}^2][(\tilde{x}+a-2A)^2 + \tilde{y}^2]}}{(\tilde{x}-A)^2 + \tilde{y}^2} \quad (9)$$

Łączne wykorzystanie wzorów 1÷3 oraz 5÷9 pozwala przedstawić z dokładnością do stałej addytywnej funkcję W_s funkcję Kirchhoffa-Routha dla s -tego kroku obliczeniowego we współrzędnych obszaru pomocniczego jako:

$$\begin{aligned} W_s = & \sum_{j=0}^s K_j \left[\frac{1}{2} K_0 \ln \frac{\tilde{x}_j^2 + \tilde{y}_j^2}{a^2} - u\tilde{y}_j \left(1 - \frac{a^2}{\tilde{x}_j^2 + \tilde{y}_j^2} \right) \right] + \\ & + \frac{1}{4} \sum_{\substack{j,k=0 \\ j \neq k}}^s K_j K_k \ln \frac{a^2 [(\tilde{x}_k - \tilde{x}_j)^2 + (\tilde{y}_k - \tilde{y}_j)^2]}{(\tilde{x}_j \tilde{x}_k + \tilde{y}_j \tilde{y}_k - a^2)^2 + (\tilde{x}_j \tilde{y}_k - \tilde{y}_j \tilde{x}_k)^2} - \frac{1}{2} \sum_{j=0}^s K_j^2 \ln \frac{\tilde{x}_j^2 + \tilde{y}_j^2 - a^2}{a} + \\ & + \frac{1}{2} \sum_{j=0}^s K_j^2 \ln \frac{(\tilde{x}_j - A)^2 + \tilde{y}_j^2}{\sqrt{[(\tilde{x}_j - a)^2 + \tilde{y}_j^2][(\tilde{x}_j + a - 2A)^2 + \tilde{y}_j^2]}} \quad (10) \end{aligned}$$

Chwilowe składowe prędkości poszczególnych wirów w obszarze przepływu uzyskuje się po zróżniczkowaniu zależności (10), zgodnie z wzorami (4), jako:

$$v_{x_j} = \frac{v_{\tilde{x}_j} A - v_{\tilde{y}_j} B}{A^2 + B^2} \quad v_{y_j} = \frac{v_{\tilde{y}_j} A + v_{\tilde{x}_j} B}{A^2 + B^2} \quad (11)$$

gdzie:

$$\begin{aligned} A = \operatorname{Re} \left(\frac{dz}{d\bar{z}} \right) &= 1 - \frac{(a-A)^2 [(\tilde{x}-A)^2 - \tilde{y}^2]}{[(\tilde{x}-A)^2 + \tilde{y}^2]^2} \\ B = \operatorname{Im} \left(\frac{dz}{d\bar{z}} \right) &= \frac{2(a-A)^2 (\tilde{x}-A)\tilde{y}}{[(\tilde{x}-A)^2 + \tilde{y}^2]^2} \end{aligned}$$

3. Obliczenia numeryczne

Obliczenia numeryczne, prowadzone w oparciu o przedstawione w poprzednim rozdziale zależności analityczne, miały na celu określenie konfiguracji wirów śladowych w dowolnym zadanym momencie czasowym, w zależności od założonej wstępnie, początkowej konfiguracji wiru pierwotnego oraz profilu, co pozwoliło na ocenę przebiegu deformacji reprezentowanej przez nie warstwy wirowej. Można wyróżnić trzy główne etapy obliczeń, charakterystyczne dla każdego kroku obliczeniowego:

1. wyszukanie położenia i intensywności nowego wiru śladowego bilansującego cyrkulację i rozkład prędkości wokół profilu,
 2. przesunięcie wirów o zadany krok czasowy dt ,
 3. dokonanie oceny błędu wynikłego z określonej wartości kroku czasowego.
- Obliczenia dotyczące generowanego w danym kroku wiru śladowego prowadzone były,

w oparciu o poprzednio podane warunki, metodą iteracji do momentu uzyskania założonej wartości błędu.

Przesunięcie wirów realizowano metodą dwukrokową, określoną często w literaturze jako metoda „predictor-corrector”, uzyskując przy określonych możliwościach obliczeniowych zadawalające wyniki.

Oceny błędu przesunięcia wirów dokonywano wykorzystując niezmienniczość funkcji W . Założoną wartość błędu δW w danym kroku kontrolowano w trakcie obliczeń i w przypadku jej przekroczenia, powtarzano obliczenia tego kroku, realizując przesunięcie wirów w pewnej ilości etapów częściowych, zapewniających zachowanie wartości błędu mniejszej niż δW . W etapach częściowych warunek spływu z ostrza nie był spełniony. Zakładaną wartość δW przyjmowano na podstawie obliczeń wstępnych, jako rezultat kompromisu pomiędzy wymaganiami możliwie dużej dokładności a możliwą do przyjęcia długością czasu obliczeń.

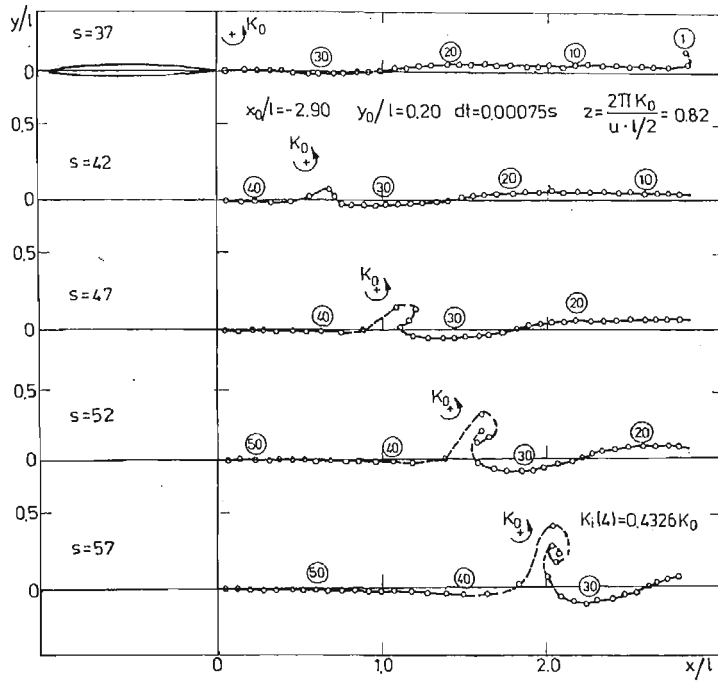
4. Rezultaty

Obliczenia przeprowadzono dla szeregu wartości danych wejściowych zmieniających się w następujących granicach:

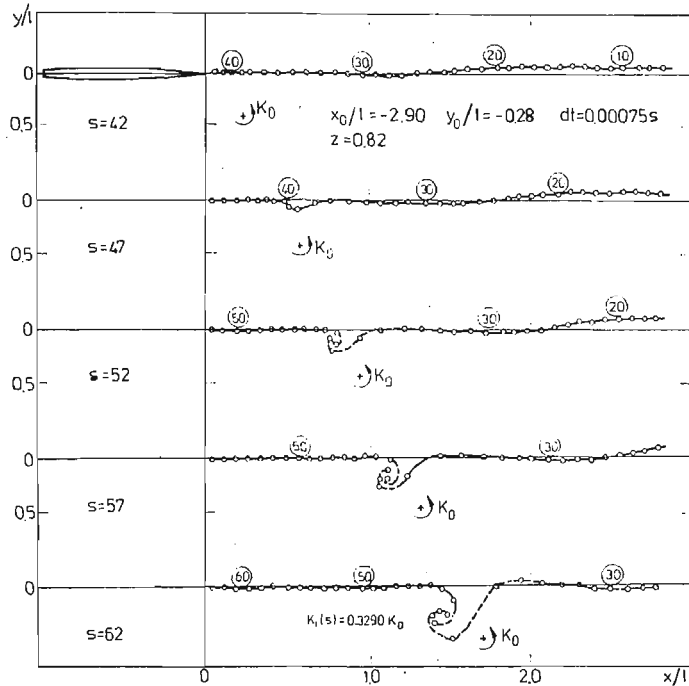
- | | |
|---|--|
| a. prędkość przepływu niezaburzonego | $U = 1,9 \div 2,7 \text{ m/s}$ |
| b. względna wysokość położenia początkowego wiru pierwotnego względem osi x | $y_0/l = -0,60 \div 0,60$ |
| c. względna początkowa odległość wiru pierwotnego od krawędzi spływowej profilu | $x_0/l = (-2,10) \div (-4,54)$ |
| d. współczynnik cyrkulacji wiru pierwotnego | $z = 2\pi K_0 \left U \cdot \frac{l}{2} \right = 0,40 \div 0,85$ |
| e. krok czasowy | $dt = 0,5 \div 1,0 \text{ ms}$ |

Maksymalna ilość kroków obliczeniowych wynosiła $s_{max} = 60 \div 100$. Kształt profilu przyjętego do obliczeń pochodził z odwzorowania (5) okręgu o promieniu $a = 0,65 \text{ cm}$ oraz przesunięciu $A = 0,026 \text{ cm}$. Długość cięciwy profilu wynosiła 2,5. Powyższe zakresy danych liczbowych przyjęto, kierując się przesłankami związanymi z przewidywaną weryfikacją doświadczalną uzyskanych rezultatów.

Przeprowadzone obliczenia pozwalają sformułować ocenę o istnieniu dwóch jakościowo różnych możliwych przebiegów deformacji szeregu wirów śladowych. Wystąpienie jednego z nich uzależnione jest od położenia toru wiru pierwotnego w najbliższym sąsiedztwie profilu. Przykładowy obraz poszczególnych faz deformacji omawianego szeregu w przypadku toru wiru położonego ponad profilem (czyli tak jak na rys. 1) przedstawia rys. 2, natomiast dla położenia toru przebiegających poniżej profilu — rys. 3. Wspólną cechą deformacji obu typów jest fakt iż zakrzywienie się linii łączącej kolejne wiry zapoczątkowane jest w rejonie położonym najbliżej wiru pierwotnego (jest to zarazem fragment szeregu, w którym wiry śladowe posiadają największą intensywność — por. wykresy na rys. 4), po czym kolejne fazy deformacji powodują stopniowe kształtowanie się grupy wirów krążących w sposób wyraźny wokół wspólnego środka, których globalne oddziały-

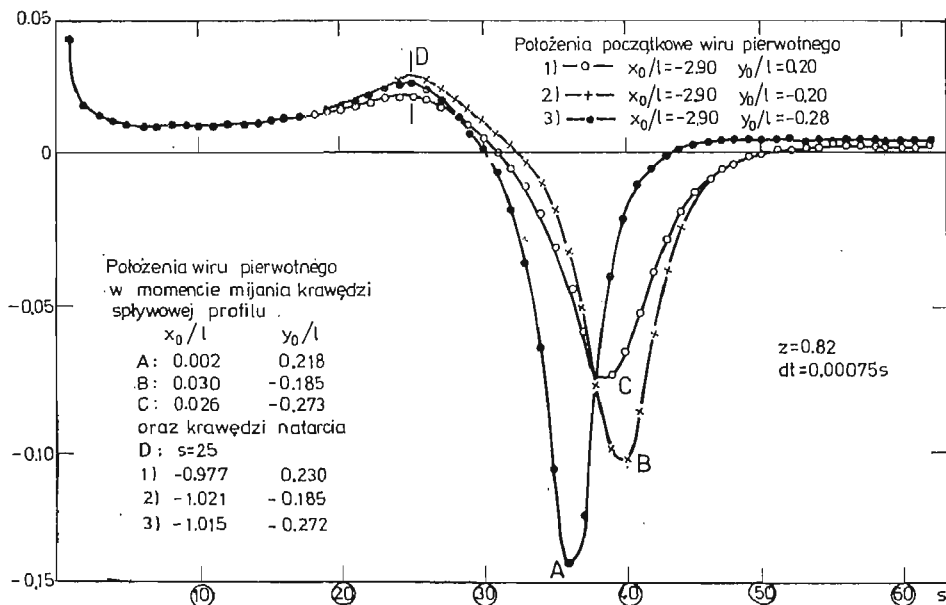


Rys. 2. Przebieg deformacji szeregu wirów śladowych w przypadku toru wiru pierwotnego leżącego ponad profilem



Rys. 3. Przebieg deformacji szeregu wirów śladowych w przypadku toru wiru pierwotnego leżącego poniżej profilu

wanie zewnętrzne można porównać z oddziaływaniem pojedynczego wiru o sumarycznej intensywności, przy czym kierunek obrotu wirów wokół wspólnego środka jest przeciwny do kierunku obrotu wiru pierwotnego. Istotną różnicą pomiędzy deformacją pierwszego i drugiego typu jest położenie nowego wiru — wiru interakcyjnego — względem wiru pierwotnego. W przypadku, gdy wir pierwotny znajduje się nad szeregiem wirów śladowych, tworzący się wir interakcyjny nieznacznie wyprzedza wir pierwotny, natomiast w przypadku przeciwnym wir interakcyjny tworzy się w małej odległości za wirami pierwotnym^{*)}. Można wskazać dwa powody zaistnienia powyższych różnic w przebiegu deformacji badanego szeregu wirów. Po pierwsze — wir pierwotny, gdy znajduje się ponad śladem, powoduje przyspieszenie ruchu wirów śladowych, natomiast w przypadku przeciwnym — opóźnia ich poruszanie się, w wyniku czego dokonuje się zagęszczenia wirów w określonych rejonach śladu. Po drugie, jak wskazuje wyniki analiz numerycznych stabilności pojedynczego szeregu wirów, raz zainicjowany proces deformacji szeregu może rozwijać się dalej samorzutnie w wyniku wzajemnego oddziaływania poszczególnych wirów. W niniejszym przypadku efekt ten nakłada się na oddziaływanie wiru pierwotnego, intensyfikując przebieg deformacji.



Rys. 4. Rozkład intensywności szeregu wirów śladowych

Na rys. 4 przedstawiono rozkład intensywności wirów śladowych generowanych w trakcie obliczeń. Odpowiada on sytuacji po $s = 62$ kroku obliczeniowym (w szczególności rozkład nr 3 odpowiada końcowemu obrazowi deformacji z rys. 3). Zaprezentowano trzy warianty rozkładu intensywności, z których warianty 1 i 2 charakteryzują się symetrycznym wzgl. osi x położeniem początkowym wiru pierwotnego, natomiast warianty 1 i 3 —

^{*)} Rozważania te są słuszne dla określonego znaku cyrkulacji wiru pierwotnego. W przypadku przeciwnego znaku cyrkulacji — efekty stanowią lustrzane odbicie wyżej opisanych.

tą samą minimalną odległością toru wiru pierwotnego od powierzchni profilu. Ze względu na specyfikę wzajemnego oddziaływania wir-profil, nie jest możliwe znalezienie w pełni symetrycznych torów wiru pierwotnego leżących nad i pod profilem. Na każdej z przedstawionych krzywych zaznaczono wartości intensywności wiru śladowego odpowiadające położeniom wiru pierwotnego leżącym w najbliższym sąsiedztwie krawędzi natarcia oraz krawędzi spływu profilu. Jak już wspomniano uprzednio, w drugiej z wymienionych sytuacji na miejsce generowane wirów śladowych o największej intensywności.

Porównanie krzywej 1 z krzywymi 2 i 3 prowadzi do wniosku iż w przypadku, gdy tor wiru pierwotnego leży powyżej profilu, wzajemne oddziaływanie wiru i profilu wywołuje silniejsze chwilowe zmiany cyrkulacji wokół profilu i, tym samym, powstawanie bardziej intensywnych wirów śladowych, niż w przypadku toru wiru pierwotnego położonego poniżej profilu.

Obliczenia intensywności wiru interakcyjnego prowadzone w podanym uprzednio zakresie danych początkowych dają rezultaty w granicach:

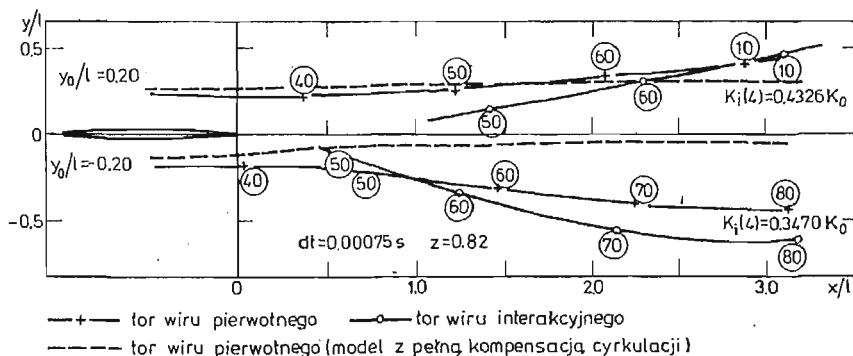
$$K_i = (0.25 \div 0.45) * K_0$$

przy czym na ocenę powyższego wyniku wpływa istotnie fakt, iż wybór ilości wirów elementarnych tworzących wir interakcyjny dokonywany może być li tylko w oparciu o ich aktualną konfigurację, co może powodować zarówno pewną arbitralność kryterium wyboru, jak i nieprecyzyjność oceny, wynikającą z udziału ilości elementarnego wirów śladowych w różnych stadiach formowania się wiru interakcyjnego. Wydaje się jednak możliwe wskazanie górnej, nieprzekraczalnej wartości intensywności wiru interakcyjnego. Na podstawie rys. 4 można przyjąć, iż jest nią sumaryczna intensywność wirów śladowych posiadających ten sam kierunek obrotu (w tym przypadku ujemny-prawoskrętny). Obliczona na podstawie tego kryterium maksymalna intensywność wiru interakcyjnego waha się:

$$\text{od } 0,64 \div 0,67 \quad \text{dla} \quad y_0/l = \pm 0,20$$

$$\text{od } 0,41 \div 0,43 \quad \text{dla} \quad y_0/l = \pm 0,60$$

Rys. 5 przedstawia jeden z efektów obecności w przepływie szeregu wirów śladowych. Jest nim deformacja toru wiru pierwotnego w obszarze za krawędzią spływową profilu. W porównaniu z innymi modelami (które na rysunku reprezentuje model zakładający



Rys. 5. Tory wirów w obszarze za krawędzią spływową profilu

nałożenie na profil pełnej wartości zmian cyrkulacji wymaganej przez warunek spływu w ostrzu), w których największe zmiany kształtu toru spotykane są w najbliższym sąsiedztwie profilu, w omawianym modelu największe odchylenia kierunku ruchu wiru pierwotnego od głównego kierunku prędkości strumienia występują z dala od profilu w rejonie intensywnego oddziaływania wiru interakcyjnego.

W rezultacie badań wrażliwości rozwiązania na zmianę danych początkowych stwierdzono, że zmiana dt oraz x_0/l w podanym uprzednio zakresie nie powoduje żadnych zmian jakościowych rozwiązania. Również zmiany ilościowe rezultatów można uznać za nieistotne (przykładowo: rozbieżność w rezultatach obliczeń intensywności wiru interakcyjnego wynosiła 3,5%).

5. Weryfikacja doświadczalna

Przedstawione w rozdziałach poprzednich rezultaty skonfrontowane zostały z wynikami badań doświadczalnych. Badania te przeprowadzono w strumieniu powietrza o prędkości U rzędu 2,2 m/s, w którym umieszczono profil o kształcie zbliżonym do stosowanego w obliczeniach. Liczba Reynoldsa, obliczona w oparciu o długość cięciwy profilu wynosiła $4 \cdot 10^3$. Względna intensywność wiru pierwotnego generowanego w doświadczeniu wynosiła $z = 0,57$.

Dokładne omówienie uzyskanych rezultatów w ramach niniejszej publikacji nie jest niestety możliwe ze względu na duży zakres przeprowadzanych badań, dlatego też w niniejszym rozdziale zaprezentowane zostały jedynie wnioski sformułowane na ich podstawie. Pełny materiał doświadczalny, ze szczegółowym opisem stoiska wraz z aparaturą, metodyki badań oraz drobiazgową analizą uzyskanych rezultatów zgromadzony został w pracy [17]. Parametrem zmiennym badań była minimalna odległość y_p/l , w jakiej wir pierwotny mija profil. Stwierdzono, iż dla dostatecznie dużych, dodatnich wartości y_p/l ($y_p/l \geq 0,18$ — dla określonych warunków doświadczenia) przebieg deformacji niestacjonarnej warstwy wirowej, tworzącej się za profilem w okresie mijania go przez wir pierwotny, jest jakościowo zbliżony do obliczonego teoretycznie i opisanego w poprzednich rozdziałach. W szczególności: możliwe jest wyodrębnienie poszczególnych faz tworzenia się wiru interakcyjnego, jako nowej, skoncentrowanej struktury wirowej. Naturalne ograniczenie zbieżności rezultatów teoretycznych i zarejestrowanych doświadczalnie stanowi proces utraty aktywności wiru pierwotnego, nie uwzględniony w modelu teoretycznym. Typowy obraz przepływu w rejonie śladu za profilem w momencie tworzenia się wiru interakcyjnego przedstawia rys. 6. Obraz ten powstał z linii wysnutych generowanych metodą „dymiącego drutu” w płaszczyźnie prostopadłej do krawędzi spływowej profilu. Praktycznie niewidoczny na zdjęciu profil (słabo widoczna jest jedynie, po lewej stronie zdjęcia, jego krawędź spływowa) usytuowany jest w odległości 0,1 l przed drutem generującym dym. Na zdjęciu — oprócz zasadniczego efektu oddziaływania wirowego, tj. tworzącego się wiru interakcyjnego oraz silnie już zdestabilizowanego wiru pierwotnego, widoczne są fragmenty dwóch ścieżek Karmana, stanowiące element niepożądany z punktu widzenia celu badań. Rejestracje prowadzone dla zmniejszających się, lecz wciąż dodatnich wartości y_p/l wykazały intensyfikację procesu tworzenia się wiru

interakcyjnego oraz destabilizacji wiru pierwotnego. Dodatkowo dla wartości $y_p/l < 0,18$ stwierdzono formowanie się kilku dodatkowych struktur wirowych w pobliżu głównego wiru interakcyjnego, co tłumaczy się faktem rozcięcia rdzenia wiru pierwotnego przez profil i przepłynięcia pewnej części płynnego obszaru wirowego po przeciwnej stronie jego powierzchni.



Rys. 6. Chwilowy obraz przepływu z wirum interakcyjnym oraz silnie już zdeformowanym wirum pierwotnym

W przypadku ruchu wiru pierwotnego poniżej profilu ($y_p/l < 0$) nie zarejestrowano formowania się nowych struktur. Można wskazać dwie prawdopodobne przyczyny negatywnego wyniku badań w tym przypadku. Po pierwsze — intensywność generowanej warstwy, jak wskazuje rys. 4 jest w tym przypadku niższa (krzywa B), niż w przypadku ruchu wiru ponad profilem (krzywa A). Po wtóre — wymaganie uzyskania określonej wartości y_p/l powodowało konieczność umieszczenia profilu w obszarze stosunkowo silnego śladu stacjonarnego, tworzącego się za profilem, użytym do generacji wiru pierwotnego (por. rys. 6). Powyższe dwa warunki utrudniły uformowanie się niestacjonarnej warstwy wirowej o przewidywanym teoretycznie rozkładzie intensywności. Pomiaru zmian modułu prędkości w momencie mijania punktu pomiaru przez badane struktury, pozwoliły na oszacowanie relatywnej intensywności obu wirów w prezentowanym na rys. 6 przypadku $y/l \cong 0,40$, jako:

$$K_i/K_0 \cong 0.60.$$

Jak widać wartość ta jest nieco wyższa, niż w przypadku obliczeń teoretycznych.

6. Zakończenie

W pracy przeprowadzono wyniki teoretycznych analiz rozwoju niestacjonarnej warstwy wirowej, spływającej z krawędzi spływowej profilu w wyniku jego oddziaływania z pojedynczym wirum przepływającym w jego pobliżu. Stwierdzono, iż warstwa ta każdorazowo dąży do uformowania nowej struktury o nieco mniejszej intensywności i przeciwnym kierunku rotacji w porównaniu z zaburzeniem pierwotnym. W zależności od położenia toru wiru względem profilu nowy wir interakcyjny może uformować się w rejonie przed lub za wirum pierwotnym.

Ocenia się iż powyższe wyniki, rozpatrywane w kontekście teoretycznym, mogą być wykorzystywane:

- w analizach testowych nowopowstających programów obliczeniowych, wykorzystujących różne od zaprezentowanej metody (np. metodę osobliwości) do opisu opływu profilu,
- do przewidywania rezultatów wzajemnego oddziaływania struktur wirowych i profili w bardziej skomplikowanych przypadkach ich wzajemnych położań.

Przytoczone w pracy rezultaty doświadczalne, stanowiące w pewnym zakresie konfiguracji wir — profil pozytywną weryfikację obliczeń teoretycznych, uzyskane zostały dla małych prędkości przepływu oraz dla jednej wartości intensywności wiru. Przeniesienie zaprezentowanych rezultatów na inne warunki przepływu, w szczególności: do analiz przepływów mających miejsce w maszynach przepływowych wymaga przeprowadzenia podobnych badań w strumieniu o znacznie wyższych prędkościach. Opierając się jednak na rezultatach uzyskanych przez Timma można przypuszczać, że jakościowy przebieg deformacji warstwy wirowej również i w tych prędkościach zbliżony będzie do zaprezentowanego w pracy. Niezależnie od powyższego — przedstawione rezultaty wskazują na nowe problemy, dotyczące generacji hałasu, wibracji czy wytrzymałości zmęczeniowej, jakie mogą wiązać się z opisami w pracy efektami zachowania się warstwy wirowej w przepływach przez elementy maszyn przepływowych.

Literatura

1. H. WAGNER, *Über die Entstehung des dynamischen Auftriebes von Tragflügeln*, ZAMM, Band 5(1925), s. 17 - 35.
2. T. THEODORSEN, *General Theory of Aerodynamic Instability and Mechanism of Flutter*, NACA Techn. Rep. No 496, Washington D. C. 1935.
3. H. G. KÜSSNER, *Das zweidimensionale Problem der beliebig bewegten Tragfläche unter Berücksichtigung von Partialbewegungen der Flüssigkeit*, Luftfahrtf. Band 17(1949), s. 355 - 361.
4. T. VON KARMAN, W. R. SEARS, *Airfoil Theory for Non-Uniform Motion*, J. Aeron. Sci., 5(1938), s. 379 - 390.
5. A. I. van de VOOREN, H. van de VEL, *Unsteady Profile Theory in Incompressible Flow*, Arch. Mech. Stos. vol. 3(1964), s. 709 - 735.
6. J. P. GIESING, *Nonlinear Two-Dimensional Unsteady Potential Flow with Lift*, J. Aircr., vol. 5(1968), s. 135 - 143.
7. B. C. BASU, G. J. HANCOCK, *The Unsteady Motion of a Two-Dimensional Aerofoil in Incompressible Flow*, J. Fluid Mech. vol 87(1978), s. 159 - 178.

8. P. G. SAFFMAN, J. S. SHEFFIELD, *Flow Over a Wing with an Attached Free Vortex*, Stud. Appl. Math., 57(1977), s. 107 - 117.
9. HUANG, MING-KE, CHOW, CHUEN-YEN, *Trapping of a Free Vortex by Youkowski Airfoil*, AIAA J., vol. 2(1982), s. 292 - 298.
10. R. TIMM, *Schallentstehung bei der Wechselwirkung von Wirbeln mit einer Tragflügelumströmung*, Mitt. Mack-Planck Inst. f. Strömungf., No 80(1985), Göttingen.
11. C. C. LIN, *On the Motion of Vortices in Two Dimensions*. Univ. Toronto Press 1943.
12. T. SARPKAYA, *An Inviscid Model of Two-Dimensional Vortex Shedding from Transient and Asymptotically Steady Separated Flow Over an Inclined Flat Plate*, J. Fluid Mech., vol. 68(1975), s. 109 - 128.
13. R. A. EVANS, I. G. BLOOR, *The Starting Mechanism of Wave Induced Flow Through a Sharp-Edged Orifice*, J. Fluid Mech., vol. 82(1977), s. 115 - 128.
14. K. KUWAHARA, *Numerical Study of Flow Past an Inclined Flat Plate by an Inviscid Model*, J. Phys. Soc., Jap., vol. 35(1973), s. 1545 - 1551.
15. M. KIYA, M. ARIE, *A Contribution to an Inviscid Vortex-Shedding Model for an Inclined Flat Plate in Uniform Flow*, J. Fluid Mech., vol. 82(1977), s. 223 - 240.
16. L. M. MILNE-THOMSON, *Theoretical Hydrodynamics*, London 1968.
17. J. ŚWIRYDZUK, *Badanie zachowania się warstwy wirkowej generowanej za profilem przez przepływającą pojedynczą strukturę wirową*. Praca doktorska IMP PAN, Gdańsk 1986 r.

Резюме

РАЗВИТИЕ И ДЕФОРМАЦИЯ ВИХРЕВОГО СЛОЯ ИНДУЦИРОВАННОГО ЗА АЭРОДИНАМИЧЕСКИМ ПРОФИЛЕМ ДВИЖУЩЕЙСЯ ВИХРЕВОЙ СТРУКТУРОЙ

Рассматриваются результаты исследований развития и деформации нестационарного вихревого слоя стекающего с задней кромки аэродинамического профиля находящегося в плоском параллельном потоке. Изменяющаяся интенсивность слоя индуцируется свободным вихрем движущимся вблизи профиля. Теоретические расчеты, проведенные с учетом конструкции функции Кирхгофа-Рута, показывают, что генерированный слой быстро деформируется, образуя новый концентрированный вихрь характеризующийся интенсивностью немножко меньшей и обратным направлением ротации, по сравнению с первым вихрем.

Экспериментальные исследования, проведенные в потоке протекающим со скоростью $U = 2.1$ м/сек и при числе Рейнольдса $Re = 4 \cdot 10^3$, подтвердили теоретические результаты для некоторых взаимоположений вихря и профиля.

Summary

DEVELOPMENT AND DEFORMATION OF THE VORTEX LAYER INDUCED BEHIND AN AIRFOIL BY THE MOVING VORTEX STRUCTURE

The are given results of the study of development and deformation of the unsteady vortex layer formed behind a trailing edge of the symmetric airfoil in a plane parallel flow. The changing intensity of the layer is induced by a single concentrated vortex passing by the airfoil. The theoretical calculations performed on the basis of the construction of the Kirchhoff-Routh function indicate that the generated layer forms in a short period of time a new concentrated vortex of comparable intensity but of rotation opposite to that represented by the primary vortex.

The experimental investigations, conducted in a flow of the velocity $U = 2.1$ m/s and Reynolds number based on the airfoil chord length $Re = 4 \times 10^3$, agree with the theoretical results in some cases of the vortex-airfoil configuration.

Praca wpłynęła do Redakcji dnia 3 listopada 1986 roku.