ZESZYTY NAUKOWE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ 1984
Seria: ENERGETYKA z. 88 Nr kol.807

Janusz STELLER, Jerzy KONIECZKA

Instytut Maszyn Przepływowych
Polska Akademia Nauk

WYZNACZANIE ROZKŁADU PRĘDKOŚCI WOKÓŁ PŁATA OPŁYWANEGO CIECZĄ RZECZYWISTĄ

Streszczenie: Rozwinięta przez K.Jacoba metoda obliczeń rozkładu prędkości wokół skończonych układów profili w przepływie z oderwaniem została adaptowana do palisad prostoliniowych. Jako szczególny przypadek rozważono palisadę naprzemienną występującą w zagadnieniu opływu płata między ściankami równoległymi. Teoretyczne rozkłady prędkości, uzyskane dla płata NACA 2418 umieszczonego w tunelu przepływowym Instytutu Maszyn Przepływowych PAN, zestawiono z wynikami pomiarów anemometrem laserowym RAL-2. Omówiono sposób przeprowadzenia pomiaru i niektóre wyniki eksperymentu. Stwierdzono, że metoda obliczeniowa daje realistyczne rozkłady prędkości wokół płata w przepływie bez oderwania oraz z oderwaniem sięgającym poza krawędź spływu.

1. Wstęp

Obliczając rozkład prędkości wokół płata z ostrą krawędzią spływu, opływanego pod niewielkim kątem natarcia stosuje się zwykle z powodzeniem hipotezę Kutty-Żukowskiego. Warunek Kutty-Żukowskiego staje się jednak niejednoznaczny w przypadku profili o zaokrąglonych krawędziach spływu, zaś silne oderwanie całkowicie go dyskwalifikuje. Trudności związane z prawidłową oceną warunków spływu z łopatki były omawiane między innymi przez Z.Sucharskiego [1] podczas ostatniej Krajowej Konferencji Mechaniki Cieczy i Gazów (V KKMCiG). W trakcie dyskusji na tejże konferencji zwracano wielokrotnie uwagę na konieczność opracowania algorytmów umożliwiających obliczanie opływu profili łopatkowych z uwzględnieniem zjawiska oderwania.

Spośród znanych na świecie metod obliczeniowych szczególne uznanie zdobyła sobie metoda K.Jacoba [2,3,4] oparta na wynikach E.Martensena [5] w teorii harmonicznych pól wektorowych. Metoda ta, konstruowana pierwotnie z myślą o płatach lotniczych, była systematycznie rozwijana począwszy od połowy lat sześćdziesiątych. W latach siedemdziesiątych D.Steinbach [6] zastosował ją do opływu płata umieszczonego w tunelu. Traktując płat umieszczony między ściankami równoległymi jako fragment naprzemiennej palisady prostoliniowej, uwzględniano wzajemne oddziaływanie jej kolejnych elementów w postaci nieskończonego szeregu przyczynków. Pewna odmiana metody była stosowana do analizy przepływu przez palisady przez W.Gellera

[7]. Rozkład źródeł symulujących oderwania nie był tu zadawany standardowo, z dokładnością do czynnika skalującego - jak to czyni K.Jacob - lecz wyznaczany z żądania stałego ciśnienia na konturze profilu w obszarze oderwania.

Nadzwyczaj obiecująca, zwłaszcza w przypadku silnych oderwań w pobliżu krawędzi natarcia, jest metoda dyskretnych wirów rozwijana począwszy od lat siedemdziesiątych przez A.J.Chorina, J.P.Christiansena oraz R.I. Lewisa [8,9]. Wyniki tego ostatniego autora mają istotne znaczenie dla teorii profilu. Obliczenia polegają na wielokrotnym wyznaczaniu pola przepływu metodą Martensena, symulacji zrywania się pojedynczych wirów z powierzchni wirowej, ich ruchu konwekcyjnego i dyfuzji. Z uwagi na niestacjonarność przepływu z oderwaniem, uzyskanie uśrednionych charakterystyk aerodynamicznych płata wymaga z reguły znacznej liczby kroków obliczeniowych.

Jeden z autorów tej pracy adaptował niedawno [10] metodę K.Jacoba do okresowych układów profili w sposób odmienny, niż do czynili D.Steinbach i W.Geller. W dalszym ciągu przedstawimy zasady metody obliczeniowej, a także zestawienie wyników teoretycznych z rezultatami pomiaru rozkładu prędkości na płacie NACA 2418. Pomiaru tego dokonywano posługując się różnicowym anemometrem laserowym RAL-2, skonstruowanym w Instytucie Maszyn Przepływowych PAN w Gdańsku. Anemometria laserowa stanowi dziś zaawansowaną technikę pomiarową umożliwiającą badanie zarówno zjawisk zachodzących wokół izolowanych płatów nośnych, np.[11,12], jak i pola prędkości czynnika przepływającego przez wirujące palisady łopatkowe, np.[13,14]. Anemometrowi laserowemu RAL-2 poświęcono swego czasu publikację [15], zaś wstępne wyniki były referowane na III KKMCiG [16]. Z tego względu ograniczymy się jedynie do krótkiego przypomnienia zasady działania przyrządu i omówienia sposobu przeprowadzenia pomiaru.

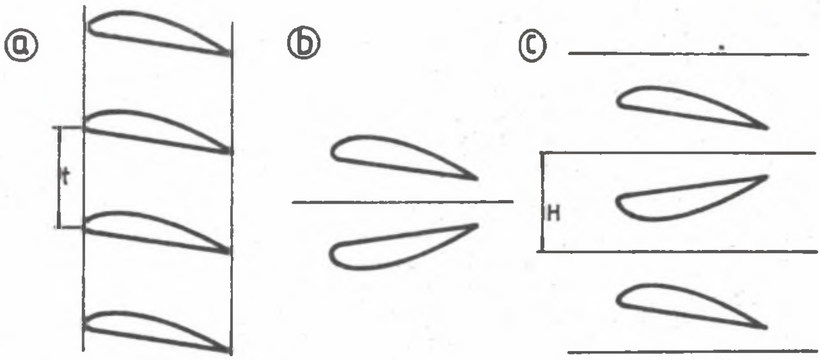
2. Podstawy teoretyczne metody obliczeniowej

Metoda oparta jest na podanym w pracy E.Martensena i K.von Sengbuscha [5] koniecznym i dostatecznym warunku na istnienie harmonicznego, okresowego pola wektorowego $\bar{v}$ wokół palisady prostoliniowej (rys.1a), zbieżnego jednostajnie do stałych wartości $\bar{v}_{\pm\infty}$ przy $x \to \mp\infty$. Po wprowadzeniu kątowej parametryzacji konturu o okresie 2 , wspomniany związek można zapisać w postaci

$$\omega_t(\varphi) - \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} K(\varphi,\psi)\,\omega_t(\psi)\,d\psi =$$

$$= 2\dot{x}(\varphi)\,\bar{v}_{\infty,x} + 2\dot{y}(\varphi)\,\bar{v}_{\infty,y} + \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} L(\varphi,\psi)\,\omega_n(\psi)\,d\psi\ , \qquad (1)$$

gdzie $\bar{v}_\infty = (\bar{v}_{-\infty} + \bar{v}_{+\infty})/2$ jest prędkością średnią, $\omega_t = v_t\sqrt{\dot{x}^2 + \dot{y}^2}$ i $\omega_n = v_n\sqrt{\dot{x}^2 + \dot{x}^2}$ oznaczają odpowiednio styczną i normalną do konturu



Rys.1. Wybrane konfiguracje płatów nośnych - płat w palisadzie prostoliniowej (a), płat w pobliżu powierzchni ziemi (b), płat między ściankami równoległymi (c)

ru prędkość zredukowaną, natomiast K i L - jądra całkowe

$$K(\varphi,\psi) = \frac{2\pi}{t}\;\frac{\dot{y}(\varphi)\,\mathrm{sh}[2\pi(x(\varphi) - x(\psi))/t] - \dot{x}(\varphi)\sin[2\pi(y(\varphi) - y(\psi))/t]}{\mathrm{ch}[2\pi(x(\varphi) - x(\psi))/t] - \cos[2\pi(y(\varphi) - y(\psi))/t]}$$

$$L(\varphi,\psi) = \frac{2\pi}{t}\;\frac{\dot{x}(\varphi)\,\mathrm{sh}[2\pi(x(\varphi) - x(\psi))/t] + \dot{y}(\varphi)\sin[2\pi(y(\varphi) - y(\psi))/t]}{\mathrm{ch}[2\pi(x(\varphi) - x(\psi))/t] - \cos[2\pi(y(\varphi) - y(\psi))/t]} \qquad (2)$$

W przypadku profilu pojedynczego ($t \rightarrow \infty$) jądra te przyjmują postać

$$K(\varphi,\psi) = 2\;\frac{\dot{y}(\varphi)[x(\varphi) - x(\psi)] - \dot{x}(\varphi)[y(\varphi) - y(\psi)]}{[x(\varphi) - x(\psi)]^2 + [y(\varphi) - y(\psi)]^2}$$

$$L(\varphi,\psi) = 2\;\frac{\dot{x}(\varphi)[x(\varphi) - x(\psi)] + \dot{y}(\varphi)[y(\varphi) - y(\psi)]}{[x(\varphi) - x(\psi)]^2 + [y(\varphi) - y(\psi)]^2} \qquad (3)$$

Równanie (1) nietrudno uogólnić na układ kilku profili zarówno izolowanych [4], jak i w palisadzie prostoliniowej [10]. W szczególności dotyczy to przypadku dwóch profili, z których jeden stanowi symetryczne odbicie drugiego względem osi odciętych (rys.1b). Jeśli $v_{\infty,y} = 0$, to opływ takiego układu izolowanego równoważny jest opływowi profilu w pobliżu prostoliniowej linii prądu (płat przy powierzchni ziemi). Z kolei opływ takiego układu rozumianego jako element naprzemiennej palisady o podziałce 2H (rys.1c) równoważny jest opływowi płata w tunelu o płaskich ściankach ograniczających. W tym ostatnim przypadku $v_{\infty,y} = 0$, zaś jądra całkowe K i L wyrażają się wzorami

$$K(\varphi,\psi) = \frac{\pi}{H}\sum_{\sigma=-1,1}\sigma\;\frac{\dot{y}(\varphi)\,\mathrm{sh}[\pi(x(\varphi)-x(\psi))/H]-\dot{x}(\varphi)\sin[\pi(y(\varphi)-\sigma y(\psi))/H]}{\mathrm{ch}[\pi(x(\varphi)-x(\psi))/H]-\cos[\pi(y(\varphi)-\sigma y(\psi))/H]}$$

$$L(\varphi,\psi) = \frac{\pi}{H}\sum_{\sigma=-1,1}\frac{\dot{x}(\varphi)\,\mathrm{sh}[\pi(x(\varphi)-x(\psi))/H]+\dot{y}(\varphi)\sin[\pi(y(\varphi)-\sigma y(\psi))/H]}{\mathrm{ch}[\pi(x(\varphi)-x(\psi))/H]-\cos[\pi(y(\varphi)-\sigma y(\psi))/H]} \qquad (4)$$

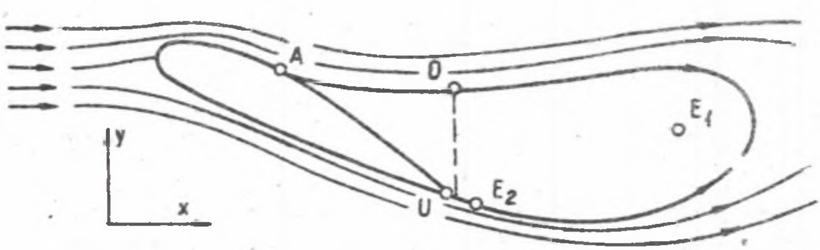
W warunkach przepływu cieczy doskonałej przyjmuje się w równaniu (1) tożsamościowo $\omega_n = 0$. Pomysł K.Jacoba, stosowany pierwotnie do profilu pojedynczego a następnie do układu kilku profili lotniczych [4], polega na symulacji warstwy przyściennej, a w szczególności obszaru oderwania, pewnym rozkładem prędkości normalnych. Rozkład prędkości normalnych symulujących warstwę przyścienną wynika z uprzednich obliczeń liniowej miary straty wydatku. Rozkład prędkości symulujących obszar oderwania zadawany jest, z dokładnością do czynnika skalującego, w sposób standardowy. W tej sytuacji rozwiązania równania (1) można przedstawić w postaci superpozycji

$$\omega_t = v_{\infty,x}\,\omega_{t1} + v_{\infty,y}\,\omega_{t2} + c\,\omega_{t3} + g\,\omega_{t4} + \omega_{t5} \tag{5}$$

rozwiązań szczególnych $\omega_{t1}, \omega_{t2}, \ldots, \omega_{t5}$ równania jednorodnego z warunkami brzegowymi odpowiadającymi kolejno

- bezcyrkulacyjnemu przepływowi wzdłuż osi odciętych,
- bezcyrkulacyjnemu przepływowi wzdłuż osi rzędnych,
- czystemu przepływowi cyrkulacyjnemu,
- przepływowi generowanemu przez rozkład prędkości symulujących warstwę przyścienną z narzuconym warunkiem Kutty-Żukowskiego,
- bezcyrkulacyjnemu przepływowi generowanemu przez rozkład prędkości normalnych, symulujących oderwanie.

Współczynniki c i g znajduje się z żądania jednakowego ciśnienia w punktach oderwania A i U oraz w punkcie O na oderwanej linii prądu, położonym bezpośrednio nad (pod) krawędzią spływu (rys.2). Cały schemat uzupełnia



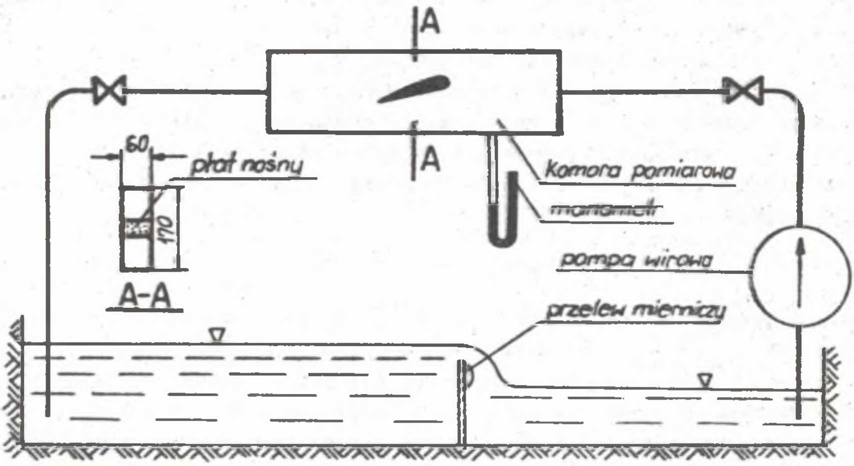
Rys.2. Geometria przepływu z oderwaniem

się o upusty E_1 i E_2, gwarantujące globalne spełnienie prawa zachowania masy oraz umożliwiające bardziej realistyczną ocenę współczynnika oporu [3]. Zadowalające wyniki uzyskiwane przez K.Jacoba dla profilu pojedynczego oraz układu kilku profili zachęciły autorów tej pracy do zastosowania tej samej metody do obliczeń rozkładu prędkości na płacie między ściankami równoległymi. W oparciu o omówiony szczegółowo w pracach [10,17] algorytm opracowano w języku FORTRAN IV i uruchomiono na maszynie cyfrowej JS RIAD 32 stosowny program obliczeniowy. Niektóre uzyskane wyniki teoretyczne dla płata NACA 2418 zostaną przedyskutowane i zestawione z eksperymentem w dalszym ciągu tej pracy.

3. Stanowisko doświadczalne i sposób przeprowadzenia pomiaru

Stanowisko doświadczalne stanowił wspomniany już tunel przepływowy wyposażony w anemometr laserowy RAL-2.

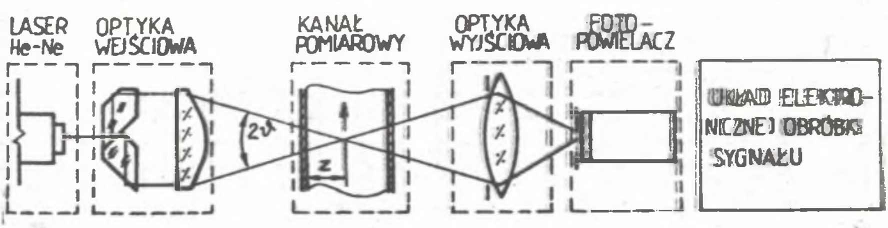
Zasadniczymi elementami tunelu przepływowego (rys.3) są: kanał otwar-



Rys.3. Schemat tunelu przepływowego Zakładu Dynamiki Cieczy IMP PAN

ty wyposażony w przelew Hansena, jednostopniowa pompa odśrodkowa zasilana silnikiem na prąd zmienny o mocy 50 kW, dwa zdalnie sterowane zawory do regulacji przepływu i sekcja pomiarowa w postaci komory o wymiarach 600mm x 60mm x 170mm i ściankach ze szkła organicznego. W komorze tej zamocowano płat NACA 2418 o cięciwie $l = 120$mm. Pomiar natężenia przepływu odbywał się przy użyciu wspomnianego już przelewu, natomiast pomiaru rozkładu prędkości wokół opływanego płata dokonywano różnicowym anemometrem laserowym RAL-2 umieszczonym na specjalnie w tym celu skonstruowanym suporcie przesuwnym.

Anemometr ten składa się z lasera He-Ne, układu optyki wejściowej, układu optyki wyjściowej z fotopowielaczem oraz cyfrowego układu elektronicznej obróbki sygnału (rys.4). Jeśli przez 2ϑ oznaczyć kąt przecięcia się wiązek sondujących o długości fali λ, to okazuje się, że różnica ich częstości po rozproszeniu w dowolnym, lecz ustalonym kierunku wynosi



Rys.4. Schemat blokowy anemometru laserowego RAL-2

[15]

$$\Delta f = 2v_n \sin\vartheta/\lambda \ , \qquad (6)$$

gdzie v_n jest składową prędkości cząstki rozpraszającej normalną do płaszczyzn interferencyjnych utworzonych w obszarze pomiarowym. Przesunięcie dopplerowskie Δf jest częstością modulacji sygnału prądowego fotopowielacza. Po wyznaczeniu tego przesunięcia w trakcie elektronicznej obróbki sygnału, procesor cyfrowy oblicza wartość v_n.

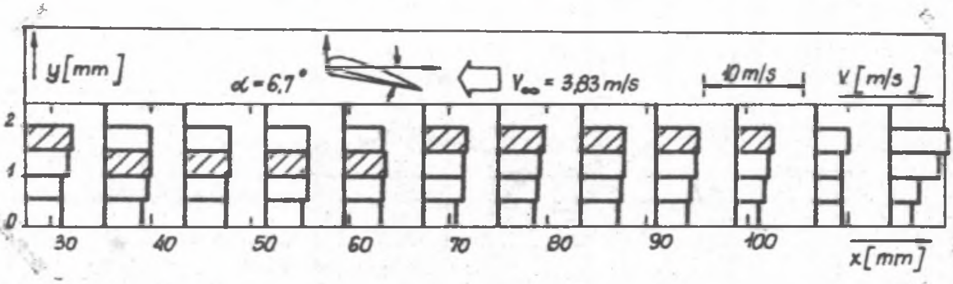
Warto zwrócić uwagę, że załamanie wiązki na ściance komory pomiarowej powoduje przesunięcie obszaru pomiarowego względem ogniska układu optyki wejściowej. Jeśli przez z oznaczyć odległość tego ogniska od zewnętrznej powierzchni ścianki (rys.4), to przy niewielkich kątach ϑ wspomniane przesunięcie wynosi [17]

$$\Delta z = z(n_2 - 1) + d(1 - n_2/n_1), \qquad (7)$$

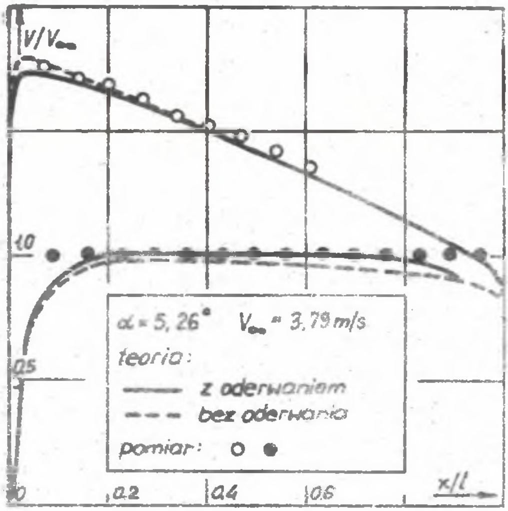
gdzie d jest grubością ścianki, natomiast n_2 i n_1 oznaczają odpowiednio współczynnik załamania światła w szkle organicznym oraz w cieczy.

Rozmiary obszaru pomiarowego określają przestrzenną zdolność rozdzielczą przyrządu. W przypadku anemometru laserowego HAL-2 wynosi ona 4.95mm wzdłuż osi optycznej i 0.31mm w kierunkach do niej prostopadłych. Dokładność przemieszczeń obszaru pomiarowego wynosiła $\pm$ 0.5mm w płaszczyźnie poziomej oraz $\pm$ 0.1mm w kierunku pionowym. Dokładny pomiar prędkości utrudniała wibracja stanowiska i niewielkie pulsacje przepływu. Zależnie od poziomu turbulencji, średnie kwadratowe odchylenie uzyskiwanych wyników wahało się od 1 do 3% wykraczając nieco poza ten zakres w obszarze oderwania.

W ramach badań wstępnych wyznaczono rozkłady prędkości w przekrojach kanału oraz stosunek prędkości średniej $v_{śr}$ do prędkości w osi kanału. Stosunek ten zmieniał się w zakresie $v_{śr}$ = 2 ÷ 9 m/s od 0.96 do 0.83. Pomiary rozkładu prędkości wokół płata NACA 2418 prowadzono zarówno w przepływie od noska ku ostrzu profilu, jak i w przepływie odwróconym. Celem określenia prędkości na brzegu warstwy przyściennej wyznaczano przybliżone profile prędkości w jej wnętrzu, oddalając wiązkę laserową co 0.5mm w kierunku pionowym od opływanej powierzchni. Fragment wyników takiego pomiaru dla powierzchni ssawnej płata w przepływie odwróconym przedstawiono na rys.5. Na osi odciętych zaznaczono mierzoną wzdłuż cięciwy od-

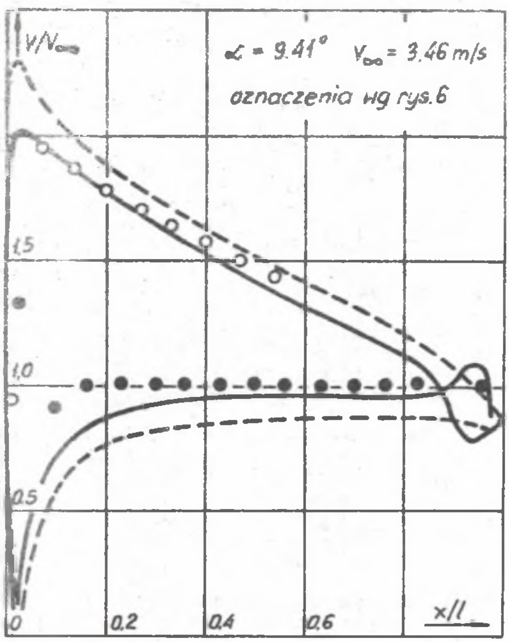


Rys.5. Przybliżony rozkład prędkości pod powierzchnią płata NACA 2418 w przepływie odwróconym (α = 6.7°)



Rys.6. Rozkład prędkości wokół płata NACA 2418 (α = 5.26°)

ległość od noska profilu, zaś na osi rzędnych mierzoną wzdłuż kierunku pionowego odległość od powierzchni płata. Zakreskowanymi prostokącikami zaznaczono prędkości na brzegu warstwy przyściennej, nanoszone następnie na wykres rozkładu prędkości wokół płata. Wykresy takie, dla kątów natarcia α = 5.26° i 9.41° przedstawiono na rys.6 i 7. Na tych samych rysunkach naniesiono również rozkłady prędkości uzyskane drogą teoretyczną bez uwzględnienia i z uwzględnieniem warstwy przyściennej. Wnioski płynące z tego zestawienia zostaną przedstawione w następnym rozdziale.



Rys.7. Rozkład prędkości wokół płata NACA 2418 (α = 9.41°)

4. Zestawienie wyników teoretycznych i doświadczalnych

Z rys.6 widać, że przy kącie natarcia α = 5,26° uzyskuje się zupełnie zadowalającą zgodność teoretycznego i doświadczalnego rozkładu prędkości wokół płata. Krzywe teoretyczne uzyskane bez uwzględnienia warstwy przyściennej i z jej uwzględnieniem położone są bardzo blisko siebie. Sytuacja ma się odmiennie przy kącie natarcia α = 9.41° (rys.7). Maksimum prędkości uzyskane bezoderwaniowym modelem przepływu doskonałego jest o 1/7 większe, niż to wynika z pomiarów. Wyraźną poprawę zgodności wyników teoretycznych i doświadczalnych uzyskuje się dopiero po uwzględnieniu zjawiska oderwania w pobliżu krawędzi spływu.

Wyniki uzyskane w pracy [17] wskazują, że znacznie gorzej jest w przypadku przepływu odwróconego. Po stronie ssawnej mamy najwyraźniej do czynienia nie tylko z oderwaniem sięgającym poza krawędź spływu - które to zjawisko modeluje omawiana w tej pracy metoda obliczeniowa - ale również z długim pęcherzem oderwaniowym, formującym się w pobliżu krawędzi natarcia.

5. Uwagi końcowe

Uzyskane przez autorów wyniki, jak również wcześniejsze rezultaty K. Jacoba [3,4] dla profilu pojedynczego wskazują, że omawiana tutaj metoda daje realistyczne rozkłady prędkości wokół profilu w przepływie normalnym bez oderwania lub z oderwaniem sięgającym poza krawędź spływu. Taki stan rzeczy wskazuje na celowość prób jej stosowania przy wyznaczaniu charakterystyk palisad płaskich, a w przyszłości również quasi-trójwymiarowych. Z drugiej strony konieczne są prace zmierzające do właściwego modelowania długich pęcherzy oderwaniowych pojawiających się w pobliżu krawędzi natarcia.

Literatura

1. Sucharski Z.: Metoda rozwiązania przepływu płynu lepkiego przez płaskie kołowe palisady profili. V KKMCiG - Błażejewko 1982; Zesz.Nauk.Polit. Pozn., Maszyny Robocze i Pojazdy, z.22, 1982, s.287-294.
2. Jacob K.: Berechnung der abgelösten inkompressiblen Strömung um Tragflügelprofile und Bestimmung des maximalen Auftriebs. Z.Flugwiss., Bd. 17, 1969, s.221.
3. Jacob K.: Weiterentwicklung eines Verfahrens zur Berechnung der abgelösten Profilströmung mit besonderer Berücksichtigung des Profilwiderstandes. Deutsche Luft- und Raumfahrt - Forschungsbericht 76-36, 1976.
4. Jacob K.: A method for prediction of subsonic flow around airfoil systems with separation. EUROMECH Colloquium - 129, Varna - May 1980.
5. Martensen E., von Sengbusch K.: Über die Randkomponenten ebener harmonischer Vektorfelder. Arch.Rat.Mech.Anal.,Vol.5, 1960, pp.46-75.
6. Steinbach D.: Berechnung der Strömung mit Ablösung für Profile und Profilsysteme in Bodennähe oder in geschlossenen Kanälen. Z.Flugwiss.Weltraumforsch., Bd.2, 1978, S.293.
7. Geller W.: Calculation of the turning angle of two-dimensional incompressible cascade flow. AIAA Journ.,Vol.14, No.3, March 1976,pp.297-298.
8. Kudela H.: Metody dyskretnych wirów. Szkoła Letnia Mechaniki Płynów "Metody analityczne i numeryczne w mechanice płynów", Mikołajki 1983.
9. Lewis R.I.: Surface vorticity modelling of separated flows from two-dimensional bluff bodies of arbitrary shape. J.Mech.Eng.Sci., Vol.23, No.1, 1981, pp.1-12.
10. Steller J.: Nieściśliwy opływ profilu umieszczonego w palisadzie prostoliniowej oraz między ściankami równoległymi z uwzględnieniem niektórych zjawisk zachodzących w warstwie przyściennej. Prace IMP,z.87,1984.
11. Koch B., Pfeifer H.J.: The laser Doppler anemometer as a tool for aerodynamic flow-fluid measurements. Laser + Electrooptic, No.6, 1973.
12. Oba R., Ikohagi T., Yasu S.: Supercavitating cavity observations by means of laser velocimeter. Trans.ASME, J.Fl.Eng., Vol.102I, Dec. 1980, pp. 433-439.
13. Schodl R.: A laser-two-focus (L2F) velocimeter for automatic flow vector measurements in the rotating components of turbomachines. ibid, pp.412-419.
14. Rachman D.: referat wygłoszony na IV KKMCiG - Burzenin 1980 (nieopubl.).
15. Mizeraczyk J., Konieczka J. i inni: Różnicowy anemometr laserowy z cyfrowym układem obróbki sygnału. Zesz.Nauk. IMP PAN, z.88/981/80.
16. Konieczka J., Mizeraczyk J., Kwaśniewski S.: Różnicowy anemometr laserowy do pomiaru przepływu cieczy i gazów. III KKMCiG - Częstochowa 1978.
17. Konieczka J., Steller J.: Rozkład prędkości wokół płata umieszczonego w tunelu przepływowym - weryfikacja pewnej metody obliczeniowej za pomocą anemometrii laserowej. Opr.wewn. IMP PAN nr 181/83 (złożone w redakcji Prac IMP).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ТЕЧЕНИЯ ВОКРУГ КРЫЛА ОБТЕКАЕМОГО РЕАЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ

Р е з ю м е

Развитый К. Якобом метод вычисления распределения скорости в системе нескольких профилей в срывном течении применяется к прямолинейным лопаточным решеткам. Как особый случай рассмотрено течение через напеременную решетку, к которому сводится проблема обтекания крыла между параллельными стенками. Теоретические распределения скорости, полученные для крыла NACA 2418 помещенного в проточной трубе Института проточных машин ПАН, составлено с результатами измерений лазерным анемометром RAL-2. Обсуждено измерительный метод и некоторые результаты эксперимента. Установлено, что распределения скорости полученные численным методом хорошо согласуются с экспериментальными данными в условиях обтекания без срыва и со срывом обнимающим заднюю кромку крыла.

DETERMINATION OF VELOCITY DISTRIBUTION ON A HYDROFOIL FLOWN AROUND BY A REAL LIQUID

S u m m a r y

K. Jacobs method of determining the velocity distribution on systems of several foil sections in a flow with boundary layer separation has been adopted to rectilinear blade cascades. The flow through an alternating cascade - equivalent to the flow round a foil between parallel walls - has been considered as a special case. Theoretical velocity distributions round the NACA 2418 airfoil mounted in a flow tunnel of the Institute of Fluid-Flow Machinery, Pol.Ac.Sci., have been compared with those obtained from the LDV measurements using RAL-2 anemometer. Measuring technique as well as some experimental results are discussed. The computational method is stated to give realistic velocity distribution under conditions of non-separated flow or separation region reaching behind the trailing edge.