

ROZKŁAD STRAT W KOŁOWEJ PALISADZIE SPRĘŻARKI OSIOWEJ

JERZY K R A L (WARSZAWA)

1. WSTĘP

Rzeczywisty przepływ czynnika gazowego przez kołową palisadę osiową ma złożony charakter trójwymiarowy, jest zmienny w czasie i lepki. Aby umożliwić konstrukcję ułopatkowania lub analizę przepływu przyjmuje się założenia upraszczające. W palisadach sprężarkowych ze względu na niedużą różnicę temperatury pomiędzy czynnikiem roboczym a otoczeniem pomija się wymianę ciepła przez ścianki kanału i traktuje przepływ jako adiabatyczny. Ponieważ w ustalonych warunkach zewnętrznych lokalne parametry charakteryzujące przepływ oscylują wokół pewnych wartości średnich, przeto przyjmuje się, że przepływ jest ustalony w czasie, a jego parametry przyjmują te właśnie wartości średnie. Biorąc pod uwagę, że zasadniczy wpływ lepkości jest skupiony w warstwie przyściennej, stanowiącej niewielką część przepływu, w przepływie zaś głównym wpływ lepkości jest znikomy, przyjmuje się, że cały przepływ jest nielepki. W przypadku palisad wentylatorów, gdy prędkości przepływu i przyrosty ciśnień są niewielkie, pomija się również wpływ ściśliwości.

Aby pomimo tych uproszczeń uzyskać wyniki bliskie rzeczywistości, uwzględnia się wpływ lepkości i zmienności w czasie za pomocą poprawek określonych doświadczalnie. Przeprowadzone doświadczenia [1] wykazały, że bezpośredni wpływ zmienności przepływu w czasie, wynikającej z oddziaływania sąsiednich wieńców palisad kołowych, jest niewielki, a w szczególności osiagi palisad w przepływie głównym można oceniać na podstawie znajomości osiagów palisad płaskich, praktycznie niezależnie od rozkładu obciążenia wzdłuż łopatki. Jednocześnie doświadczenia te oraz szereg innych, wykazały, że pominięcie lepkości jest tylko częściowo słuszne w odniesieniu do przepływu głównego, w pobliżu zaś nasady i końca łopatek występują obszary znacznie większe od typowej warstwy przyściennej, w których lepkość czynnika powoduje duże straty energii mechanicznej, z czym wiąże się zmniejszenie prędkości i natężenia przepływu w tych obszarach. Jednocześnie kąty odchylenia kierunku przepływu, istotne dla lokalnych osiagów palisady kołowej, różnią się tam znacznie od uzyskiwanych w obszarze przepływu głównego. Można oczekiwać, choć brak na to na razie wyraźnych dowodów eksperymentalnych, że wielkość obszarów zwiększonego wpływu lepkości oraz wielkość strat energii są związane z niestalonym charakterem przepływu w czasie, który w ten sposób pośrednio wpływa na osiagi palisady jako całości.

Podstawową informacją pozwalającą na uwzględnienie rzeczywistych warunków przepływu jest określenie wielkości strat. Zagadnieniu temu poświęca się ostatnio sporo uwagi w związku z opracowaniem metod obliczeń trójwymiarowego przepływu w kanałach międzyłopatkowych.

Poniżej przedstawiono analizę wyników znanych prac doświadczalnych oraz próby opisu wielkości strat energii mechanicznej w przepływie przez osiową, pojedynczą, wirującą palisadę sprężarkową.

2. OZNACZENIA

- b cięciwa profilu,
- c prędkość bezwzględna,
- c_a osiowa składowa prędkości bezwzględnej,
- c_u obwodowa składowa prędkości bezwzględnej,
- g największa grubość profilu,
- h długość łopatki,
- i kąt natarcia,
- l zasięg strat wtórnych wzdłuż łopatki,
- p ciśnienie statyczne,
- r promień,
- $\bar{r}_w = r_w/r_z$ względny promień nasady łopatki,
- t podziałka,
- u obwodowa prędkość łopatki,
- w prędkość względna,
- y odległość od ścianki kanału,
- z luz wierzchołkowy łopatki,
- C_f pełny współczynnik tarcia w warstwie przyściennej,
- C_x współczynnik siły oporu,
- C_z współczynnik siły nośnej,
- D wskaźnik dyfuzji,
- D_s stopień dyfuzji,
- $H = \delta^*/\theta$ współczynnik kształtu warstwy przyściennej,
- L_t strata energii mechanicznej, przypadająca na jednostkę masy,
- M liczba Macha,
- P ciśnienie całkowite,
- Q objętościowe natężenie przepływu,
- Re liczba Reynoldsa,
- β kąt między prędkością względną i kierunkiem osiowym,
- γ kąt między cięciwą profilu i kierunkiem osiowym,
- δ grubość warstwy przyściennej,
- δ^* grubość straty natężenia przepływu w warstwie przyściennej,
- ε kąt zmiany kierunku przepływu w palisadzie; $\varepsilon = \beta_1 - \beta_2$,
- ε_p kąt wygięcia szkieletowej profilu łopatki,
- ζ współczynnik strat ciśnienia całkowitego,
- ϑ kąt między osią łopatki i merydionalną płaszczyzną odniesienia,
- $\lambda = h/b$ wydłużenie łopatki,
- ρ gęstość czynnika,
- $\sigma = b/t$ gęstość palisady,
- ϕ lokalny współczynnik natężenia przepływu,
- ψ współczynnik przyrostu ciśnienia całkowitego,

- ψ_s współczynnik przyrostu ciśnienia statycznego,
 ω prędkość kątowna wirnika,
 Γ cyrkulacja,
 θ grubość straty pędu w warstwie przyściennej,
 Φ średni współczynnik natężenia przepływu,
 Ω współczynnik minimalnych strat ciśnienia całkowitego.

Indeksy

- a ścianka kanału,
 i indukowany,
 l luz wierzchołkowy,
 p warstwa przyścienna,
 p_r profilowy,
 s przepływ wtórny,
 t tarcie,
 u obwodowy,
 w wewnętrzna strona kanału,
 z zewnętrzna strona kanału,
 1, 2 przekrój wlotowy i wylotowy palisady,
 ' parametr w ruchu względnym,
 * warunki nominalne lub odpowiadające minimalnej stracie ciśnienia całkowitego.

3. ANALIZA ZJAWISKA NA PODSTAWIE DANYCH DOŚWIADCZALNYCH

Wielkość i rozkład strat w kołowej palisadzie osiowej są ściśle związane z rozwojem warstwy przyściennej. Warstwa przyścienna na łopatkach i ściankach kanału takiej palisady zachowuje się inaczej niż w przypadku palisad płaskich. Świadczą o tym różne próby wizualizacji przepływu [2 i 3], wyjaśniające mechanizm obserwowanych zjawisk i wskazujące na zasadnicze czynniki rządzące ich przebiegiem. Z doświadczeń tych wynika, że warstwa przyścienna, tworząca się na ściankach kanałów międzyłopatkowych, cienka w stosunku do przepływu głównego, jest kontrolowana przez pole ciśnień, istniejące w przepływie głównym i w przypadku palisady nieruchomej to pole ciśnień jest głównym czynnikiem rządzącym warstwą przyścienną. Ma ono wyraźne gradienty: w kierunku obwodowym, wynikające z różnic ciśnień po wklęsłej i wypukłej stronie profilu oraz w kierunku promieniowym, wynikające z warunków równowagi promieniowej. Te gradienty ciśnień powodują przepływ warstwy przyściennej w kierunkach poprzecznych do zasadniczego przepływu, co sprzyja akumulacji warstwy przyściennej i tworzeniu się wirów.

W szczególności stwierdzono na wewnętrznej ściance kanału nieruchomej palisady kołowej występowanie poprzecznego przepływu warstwy przyściennej od wklęsłej do wypukłej strony sąsiadujących łopatek, a także poprzeczny przepływ warstwy przyściennej na powierzchni łopatek w kierunku dośrodkowym, powodowany spadkiem ciśnienia w tym kierunku. Oba te przepływy poprzeczne spotykają się w narożu pomiędzy wypukłą stroną profilu łopatki i wewnętrzną ścianką kanału, gdzie tworzy się tzw. «wir kanałowy».

Dla wyjaśnienia wpływu ruchu względnego łopatek i ścianki kanału przeprowadzono próby z palisadą płaską o łopatkach jednostronnie utwierdzonych, a drugostronnie ograniczonych ścianką ruchomą, przesuwaną się wzdłuż palisady, tzn. poprzecznie do kierunku osiowego. Stwierdzono, że przepływ przez luz pomiędzy końcem łopatki, a ruchomą ścianką następuje zgodnie z istniejącą różnicą ciśnień — od wklęsłej ku wypukłej stronie profilu, gdzie powoduje tworzenie się wiru w narożu. Jednocześnie stwierdzono występowanie silnego efektu «zgarbiania» warstwy przyściennej z ruchomej ścianki przez wklęsłą stronę profilu, co prowadzi do tworzenia się wiru w narożu również i po wklęsłej stronie profilu.

Istotne czynniki, określające zachowanie się warstwy przyściennej na łopatkach palisady wirującej, można wskazać rozpatrując pole sił działających w kanale międzyłopatkowym w kierunku promieniowym — przy założeniu uproszczonego modelu przepływu ustalonego o walcowych powierzchniach prądu, pomijającego krzywiznę linii prądu w płaszczyznach merydionalnych i zaniedbującego ew. składowe promienne reakcje normalnych do powierzchni łopatek. W przepływie głównym gradient ciśnienia statycznego w kierunku promieniowym określa wówczas prosta zależność wynikająca z warunku równowagi promieniowej sił bezwładności i ciśnień działających na element objętości:

$$\frac{dp}{dr} = \rho \frac{c_u^2}{r},$$

z której widać, że o wartości gradientu ciśnienia decyduje kwadrat obwodowej składowej prędkości przepływu. Wobec niewielkiej grubości warstwy przyściennej rozkład obwodowej składowej prędkości na granicy z przepływem głównym określa więc pole ciśnień panujących w warstwie przyściennej na łopatkach palisady. W obszarze warstwy przyściennej siły lepkości powodują zmniejszenie wartości prędkości względnej, co przy stałej prędkości obwodowej wirnika na danym promieniu, jako prędkości unoszenia, prowadzi do wzrostu obwodowej składowej prędkości przepływu c_{up} , która staje się większa niż c_u w sąsiednim przepływie głównym. W bezpośrednim sąsiedztwie łopatek, gdzie prędkość względna maleje do zera, obwodowa składowa prędkości bezwzględnej c_{up} staje się równa prędkości unoszenia $u = \omega r$. Ośrodkowe siły bezwładności, powstające w warstwie przyściennej, jako proporcjonalne do przyśpieszeń dośrodkowych, o których decyduje wartość kwadratu obwodowej składowej prędkości przepływu, przeważają nad siłami wynikającymi z różnicy ciśnień statycznych w kierunku promieniowym i powodują poprzeczny przepływ warstwy przyściennej od nasady łopatek ku zewnętrznej ściance kanału.

Ten przepływ, potwierdzony eksperymentalnie [4], powoduje gromadzenie się czynnika o małej energii kinetycznej w pobliżu końców łopatek i zewnętrznej ścianki kanału, co w połączeniu z tworzącymi się tam wirami w obu narożach końca łopatki powoduje znaczne straty energii mechanicznej. Jednocześnie ten promieniowy przepływ warstwy przyściennej powoduje pewne «odsysanie» warstwy przyściennej z nasady łopatek, co poprawia warunki pracy naroża po wklęsłej stronie profilu i osłabia wir kanałowy w narożu po stronie wypukłej.

MEHMEL [5] zaobserwował, że gdy ciśnienie dynamiczne prędkości osiowej w przepływie przy końcach łopatek staje się mniejsze od przyrostu ciśnienia statycznego, wtedy wir kanałowy w narożu nie mogąc pokonać napotkanego gradientu ciśnienia przekształca się w «martwą» strefę przepływu, silnie zawirowaną i obejmującą znacznie większy obszar niż pierwotny wir w narożu. Mieszanie się czynnika z tej martwej strefy z przepływem głównym, szybkim i uporządkowanym, zachodzi już poza palisadą i tam powoduje dalsze straty energii mechanicznej. Podobnie powstają straty powodowane mieszaniem się przepływu głównego ze śladem aerodynamicznym za krawędzią splywu łopatki. W związku z tym wielkość obserwowanych strat zależy od odległości od płaszczyzny krawędzi splywu łopatek palisady.

Można oczekiwać pewnej zależności strat od przyjętego rozkładu cyrkulacji wzdłuż łopatek. W palisadzie kołowej zaprojektowanej ze stałą cyrkulacją wzdłuż łopatki

$$\Gamma = \frac{2\pi r}{z} (c_{u2} - c_{u1}) = \text{const},$$

w której przepływ odbywa się wg zasady wiru swobodnego $rc_u = \text{const}$, unika się splywu wirów z krawędzi łopatki, indukowanych zmiennością cyrkulacji wzdłuż rozpiętości, a ze względu na «automatyczne» spełnienie warunków równowagi promieniowej bez promieniowych składowych prędkości można by teoretycznie uzyskać przepływ idealnie uporządkowany. W rzeczywistym przepływie tworzy się jednak warstwa przysięenna i przepływy wtórne, które zaburzają równomierność rozkładu cyrkulacji i powodują zawirowania szczególnie na końcu i u nasady łopatki.

W palisadzie zaprojektowanej ze zmienną cyrkulacją wzdłuż łopatki trzeba się liczyć ze splywem wirów indukowanych wzdłuż całej krawędzi splywu łopatki oraz z pojawieniem się pewnych promieniowych składowych prędkości, co może prowadzić do wzrostu strat i oporu indukowanego. Zagadnienie to zbadał teoretycznie TSIEN (1947 r.) opierając się na teorii wirów i stosując metodę odbić zwierciadlanych⁽¹⁾. Otrzymane przez niego wyniki omawia CARTER [6]. Przy założeniu liniowego rozkładu siły nośnej wzdłuż łopatek o stałej cięciwie TSIEN wyprowadził wzór określający współczynnik oporu indukowanego C_{xi} . Dla typowego wydłużenia łopatek $\lambda=2$, gęstości ułopatkowania na średnim promieniu $\sigma=1$ i współczynnikach siły nośnej na zewnętrznym i wewnętrznym promieniu $C_{z2}=1,1$ i $C_{z1}=0,7$ oraz przy względnym promieniu nasady łopatki $\bar{r}_w=0,7$ wartość współczynnika oporu indukowanego, powodowanego zmiennością cyrkulacji wzdłuż rozpiętości, wyliczona z wzoru Tsiena, wynosi $C_{xi}=0,003$. Nie jest to wartość pomijalna, ale raczej mała w porównaniu z wartościami strat profilowych lub strat powodowanych tarcieniem na ściankach kanału, dla których odpowiednie współczynniki oporu wynoszą około 0,020.

Wyniki analizy Tsiena zostały potwierdzone w praktyce możliwością uzyskiwania podobnych sprawności przy różnych teoretycznych rozkładach cyrkulacji, jeżeli tylko przyjęte kąty odchylenia i prędkości przepływu nie powodują oderwania strug od powierzchni łopatek.

⁽¹⁾ Method of images.

Racjonalną ocenę rozkładu strat utrudnia zjawisko przepływów wtórnych [7 i 8], które powodują skręcanie powierzchni prądu w kanałach międzyłopatkowych. Przepływy wtórne powstają w przepływie głównym, gdy pole prędkości na wlocie do palisady jest nierównomierne, co zachodzi z reguły np. w wyniku tworzenia się warstwy przyściennej na ściankach kanału wlotowego. Zjawisko to oraz poprzeczny przepływ warstwy przyściennej na łopatkach i w śladzie aerodynamicznym za krawędzią spływu powodują, że rozkład strat zmierzony w pewnej płaszczyźnie za palisadą kołową nie daje rzeczywistego obrazu lokalizacji obszarów, w których te straty energii powstały w kanałach międzyłopatkowych.

Trójwymiarowe efekty w postaci przepływów wtórnych w przepływie głównym oraz promieniowy przepływ warstwy przyściennej na łopatkach i w śladzie aerodynamicznym wprowadzają pewne zakłócenia w powszechnie stosowanym modelu ustalonego przepływu osiowosymetrycznego, w którym operuje się średnimi wartościami parametrów przepływu na danym promieniu. Stosując ten model i chcąc w nim uwzględnić wymienione efekty trójwymiarowe należałoby przyjąć, że straty energii mechanicznej, obserwowane na danym promieniu za wirnikiem, powstały na liniach prądu nie przechodzących przez ten promień, co jest sprzeczne z przyjętą definicją linii prądu w przepływie ustalonym w czasie. Komplikuje to ewentualne próby głębszej analizy rozkładu strat w ramach modelu osiowosymetrycznego, ponieważ należałoby konsekwentnie rozróżniać straty powstające na danej «linii prądu» w modelu osiowosymetrycznym od strat przeniesionych z innych «linii prądu» i ew. strat mieszania, wynikające z transportu strat między «liniami prądu».

Rozkład strat w przepływie przez kołową palisadę jest zagadnieniem bardzo złożonym i pomimo ogólnej orientacji w rodzaju i charakterze zjawisk powodujących straty głębsza analiza teoretyczna tych zjawisk na podstawie modelu osiowosymetrycznego jest trudna do podjęcia ze względu na ich «mieszany» charakter.

Mając na uwadze powszechną praktykę i użyteczność stosowania tego modelu przepływu, przedstawiono dalej obecne możliwości określania strat w niewielkiej odległości za palisadą kołową, w której zakłada się przepływ osiowosymetryczny. Należy przy tym jednak pamiętać o mieszanym pochodzeniu strat na każdej «linii prądu» i wynikającym stąd umownym charakterze takiej oceny.

4. ANALITYCZNA I EKSPERYMENTALNA OCENA STRAT

W obliczeniach gazodynamicznych osiowych maszyn wirnikowych przyjęły się dwa rodzaje podziału i oceny strat w palisadach. Pierwszy sposób, «ogólny», polega na oddzielnej ocenie wielkości strat składowych, związanych z poszczególnymi zjawiskami rodzącymi straty, niezależnie od ich położenia w kanale i określeniu łącznej wielkości strat przez zsumowanie strat składowych. W dalszych obliczeniach zakłada się, że tak określone straty ogólne są rozłożone równomiernie w polu przepływu. Drugi sposób, «lokalny», polega na określeniu rozkładu strat wzdłuż promienia jako funkcji lokalnych warunków przepływu wokół kolejnych elementów

długości łopatki. Ten sposób oceny strat jest szczególnie przydatny w obliczeniach uwzględniających ciągłą zmianę parametrów przepływu. Oba sposoby można porównywać sumując odpowiednie straty lokalne i przyrównując do strat ogólnych.

4.1. Metoda Howella i Cartera

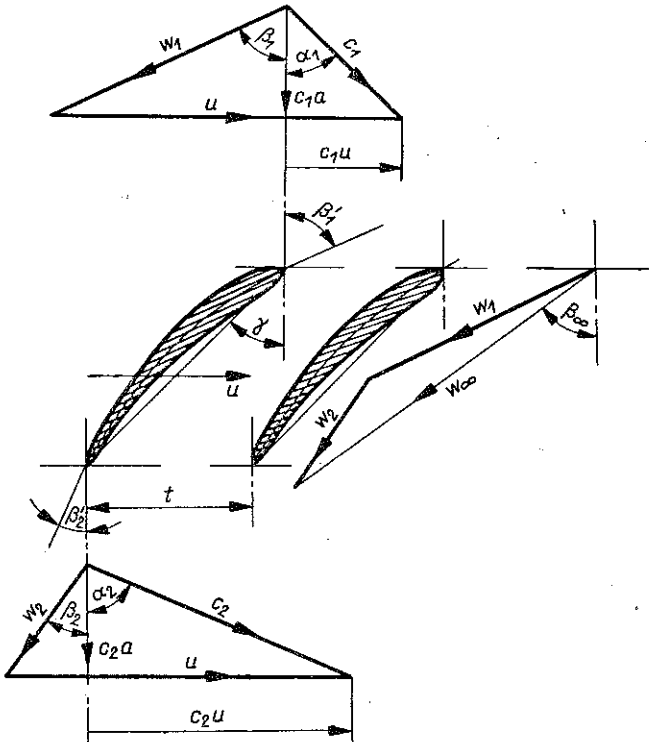
Rozpatrując przepływ przez płaską palisadę sprężarkową i wychodząc z równania Bernoulliego z uwzględnieniem straty ciśnienia całkowitego ΔP_t ,

$$(4.1) \quad p_2 - p_1 = \frac{\rho}{2} (w_1^2 - w_2^2) - \Delta P_t,$$

HOWELL wyprowadził [9] wzór wiążący ΔP_t ze współczynnikiem oporu aerodynamicznego C_x :

$$(4.2) \quad C_x = \frac{1}{\sigma} \frac{\Delta P_t}{\frac{1}{2} \rho w_1^2} \frac{\cos^3 \beta_\infty}{\cos^2 \beta_1}$$

przy założeniu, że osiowa składowa prędkości przepływu przez palisadę jest stała oraz że siła oporu aerodynamicznego ma kierunek zgodny z wektorem prędkości średniej $w_\infty = w_a / \cos \beta_\infty$, gdzie $\tan \beta_\infty = 1/2 (\tan \beta_1 + \tan \beta_2)$ (rys. 1).



Rys. 1. Trójkąty prędkości przepływu przez palisadę wirnika

Dla palisad kołowych HOWELL zaproponował [10] ogólną ocenę strat energii za pomocą współczynnika oporu aerodynamicznego:

$$(4.3) \quad C_x = C_{xpr} + C_{xa} + C_{xs},$$

w której C_{xpr} jest współczynnikiem oporu profilowego palisady, określonym podczas dmuchań palisad płaskich przy zastosowaniu wzoru (4.2), C_{xa} współczynnikiem oporu kanału, wyrażającym straty tarcia na ściankach kanału, a C_{xs} współczynnikiem strat wtórnych, związanych głównie z tworzeniem się i spływem wirów. Wielkość C_{xa} i C_{xs} określają wzory empiryczne:

$$(4.4) \quad C_{xa} = 0,020 \frac{t}{h}$$

oraz

$$(4.5) \quad C_{xs} = 0,018 C_z^2.$$

Współczynniki C_x i C_z we wzorach Howella są oparte na ciśnieniu dynamicznym średniej prędkości względnej w_o .

Na podstawie badań efektów trójwymiarowych i efektów skrajnych, zachodzących przy ścianach kanału w palisadach płaskich bez odsysania warstwy przysiennej A.D.S. CARTER i Elizabeth COHEN zaproponowali [11] określanie C_x wg wzoru (4.3) z tym, że straty wtórne należy oceniać z uwzględnieniem gęstości palisady σ wg wzoru

$$(4.6) \quad C_{xs} = a\sigma C_z^2,$$

w którym wartość a zmienia się prawie liniowo od 0,024 przy $Re=10^5$ do 0,021 przy $Re=4 \cdot 10^5$. Do oceny strat kanałowych CARTER i COHEN uznali za poprawny wzór

$$(4.7) \quad C_{xa} = 0,015 \frac{t}{h}.$$

Dla pojedynczych wirników lub wstępnych stopni sprężarek w późniejszych publikacjach HOWELL zalecał [12] przyjmować o połowę niższe wartości C_{xs} od obliczonych ze wzoru (4.5), C_{xp} zaś uzależnił od C_z wzorami uwzględniającymi wpływ grubości łopatek za pomocą współczynnika B zależnego od gęstości σ :

$$(4.8) \quad BC_{xpr} = 0,15(1-E)(E-1)^2 + 0,016E, \quad E = \frac{C_z}{B}, \quad B = \left[\frac{6}{\sigma} - 1 \right] / \frac{5}{\sigma}.$$

We wzorach (4.8) C_{xpr} i C_z są określone na podstawie ciśnienia dynamicznego na wylocie z palisady. Ocena strat energii przy użyciu współczynnika oporu aerodynamicznego ma tę zaletę, że nie zależy od odległości od palisady, ale nie nadaje się bezpośrednio do oceny promieniowego rozkładu strat, ponieważ tylko C_{xpr} daje się wyrazić w zależności od kąta natarcia, którego rozkład promieniowy jest zwykle znany. Pewne zastrzeżenia budzi również oddzielna ocena strat w obszarze przy ściankach kanału i strat wtórnych, chociaż zjawiska te są dość ściśle współzależne. Metoda Howella-Cartera nie uwzględnia również wpływu wielkości luzu wierzchołkowego łopatek i należy przyjmować, że straty oceniane tą metodą odnoszą się do palisad bez luzu wierzchołkowego.

Przystosowanie wzorów Howella-Cartera do oceny promieniowego rozkładu strat w palisadzie wirnika sprężarki zaproponował BRIECHOW [13]. Wprowadzając pojęcie pracy sił oporu L_t , równoważne stracie energii mechanicznej, przypadającej na jednostkę masy i związane ze stratą ciśnienia całkowitego ΔP_t zależnością: $L_t = \Delta P_t / \rho$, BRIECHOW przyjmuje, że na danym promieniu palisady wirnika pracę sił oporu określa zależność

$$(4.9) \quad L_t = C_x \sigma \frac{c_a^2}{2 \cos^3 \beta_\infty}$$

wyprowadzona ze wzoru Howella dla palisad płaskich (4.2), w której współczynnik oporu C_x określony jest wzorem

$$(4.10) \quad C_x = C_{xpr} + K_t (C_{xa} + C_{xs}).$$

Współczynnik oporu profilowego określa się z uogólnionej zależności $C_{xpr} = f[(i - i^*)/e^*]$ podanej przez Howella w postaci wykresu [9], którą z uwzględnieniem gęstości palisady można wyrazić jako funkcję kąta natarcia wzorem

$$(4.11) \quad C_{xpr} = \frac{5}{6 - \sigma} \left[0,23 \left(\frac{i - i^*}{e^*} \right)^2 + 0,18 \right].$$

Kąt natarcia w opracowaniach Howella określony jest jako kąt pomiędzy wektorem prędkości czynnika napływającego na palisadę a styczną do szkieletowej profilu na krawędzi natarcia. Kąty oznaczone gwiazdką odpowiadają nominalnym warunkom przepływu, przy których kąt zmiany kierunku przepływu $e^* = 0,8 \varepsilon_{\max}$. W przypadku trudności określenia maksymalnej wartości kąta zmiany kierunku przepływu ε_{\max} , odpowiadającej oderwaniu, przyjmuje się, że ε_{\max} odpowiada warunkom, gdy współczynnik strat profilowych ζ_{Dr} osiąga wartość dwa razy większą od minimalnej. Współczynniki oporu, odpowiadające stratom na ściankach kanału C_{xa} i stratom wynikającym z przepływów wtórnych C_{xs} , określa się sumarycznie dla całego przekroju za pomocą wzorów (4.4) i (4.5). Ten ostatni wzór można zastąpić przybliżoną zależnością

$$(4.12) \quad C_{xs} = 0,072 \frac{\cos^2 \beta_\infty}{\sigma^2} (\operatorname{tg} \beta_1 - \operatorname{tg} \beta_2)^2.$$

Współczynnik K_t we wzorze (4.10) określa udział strat sumarycznych na ściankach kanału i od przepływów wtórnych, przypadający na element palisady, pracujący na promieniu r .

BRIECHOW zakłada, że straty na ściankach kanału i straty wtórne występują tylko w sąsiedztwie nasady i końca łopatki na długości l , odpowiadającej przewężeniu kanału między łopatkami, które określa wzór

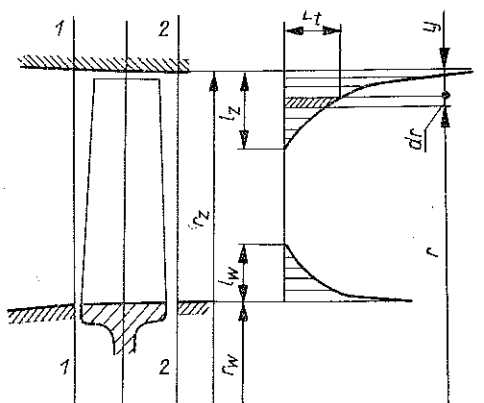
$$(4.13) \quad l = t \cos \gamma - g$$

i są one rozłożone wg krzywej potęgowej, rosnącej w kierunku ścianek kanału (rys. 2):

$$(4.14) \quad L_t = a (l - y)^{1,5}.$$

Wprowadzając te założenia do bilansu pracy sił oporu w postaci

$$L_{t\ \delta r} \int_{r_w}^{r_z} dr = \int_{r_w}^{r_w+l_w} a (r_w+l_w-r)^{1,5} dr + \int_{r_z-l_z}^{r_z} a (r-r_z+l_z)^{1,5} dr$$



Rys. 2. Rozkład strat wtórnych i strat na ściankach kanału wg Briechowa

i pamiętając o przyjętym znaczeniu współczynnika $K_t = L_t/L_{t\ \delta r}$ Briechow znajduje wzór określający ten współczynnik w postaci

$$(4.15) \quad K_t = \frac{2,5 (r_z - r_w)}{l_w^{2,5} + l_z^{2,5}} (l - y)^{1,5}.$$

Obliczając rozkład strat wzdłuż promienia wg (3.9) i (3.10) należy w przedziale $r_w + l_w < r < r_z - l_z$ zakładać $y = l$, co daje $K_t = 0$.

Dopuszczalność przyjętych założeń BRIECHOW opiera na praktycznym sprawdzeniu w obliczeniach szeregu stopni. Można mieć zastrze-

żenia do założenia stałego zasięgu strefy strat przyściennych i wtórnych wzorem (4.13), nie uwzględniającym wpływu kąta natarcia.

4.2. Metoda Liebleina

Opierając się na typowej postaci rozkładu prędkości i ciśnień na powierzchni łopatek w palisadzie i znanych kryteriach oderwania dwuwymiarowej warstwy przyściennej LIEBLEIN przeprowadził analizę [14] równania ilości ruchu dla warstwy przyściennej w postaci związku całkowitego Kármána i wykazał, że wynikający z tego równania wskaźnik dyfuzji (diffusion factor)

$$D = -\frac{\theta}{w} \frac{dw}{dx},$$

mający postać podobną do znanych kryteriów oderwania dwuwymiarowej warstwy przyściennej, można dla palisady sprężarkowej wyrazić w przybliżeniu za pomocą parametrów przepływu wzorem

$$(4.16) \quad D = \left(1 - \frac{w_2}{w_1}\right) + \frac{w_{1n} - w_{2n}}{2\sigma w_1}.$$

Przyporządkowanie minimalnych strat ciśnienia całkowitego w palisadach płaskich, wyrażonych bezwymiarowym współczynnikiem

$$(4.17) \quad \zeta = \frac{\Delta P_t}{\frac{1}{2} \rho w_1^2}$$

do wskaźnika dyfuzji D , określonego wzorem (4.16), wykazało, że straty te rosną powoli do wartości $D=0,6$, po czym następuje już szybki wzrost strat. Przeprowadzono analogiczne przyporządkowanie dla palisad kołowych jednostopniowych sprężarek doświadczalnych i stwierdzono, że u nasady, na końcu i na średnim promieniu kierownic, oraz u nasady i na średnim promieniu wirników, w dostępnym zakresie $D=0$ do $0,6$ nie ma prawidłowości w rozkładzie współczynnika strat minimalnych ζ w zależności od wskaźnika dyfuzji D . W obszarze końców łopatek wirników stwierdzono wyraźną i praktycznie liniową zależność współczynnika strat ζ od wskaźnika dyfuzji dla $D > 0,30$.

Teoretyczna analiza strat w nieściśliwym przepływie przez płaską palisadę, przeprowadzona przez ŁOJCIANSKIEGO i LIEBLEINA wykazała, że ogólne straty w warstwie przyściennej na profilu i w śladzie za łopatką są proporcjonalne do grubości straty pędu θ w śladzie, na krawędzi spływu. Na podstawie tej analizy przeprowadzono [15] dla płaskich palisad z rodziny NACA 65 udane przyporządkowanie współczynnika strat minimalnych:

$$(4.18) \quad \Omega = \zeta \frac{\cos \beta_2}{2\sigma}$$

i wskaźnika dyfuzji D , która dała linię łagodnie rosnącą do wartości $D=0,6$, po czym występuje szybki wzrost strat, przypisywany powstaniu oderwania. Analogiczne przyporządkowanie dla szeregu jednostopniowych sprężarek osiowych dało podobną zależność $\Omega = f(D)$ z tym, że wartości Ω są wyższe niż dla palisad płaskich, a w przekroju przy końcu łopatki tendencja szybkiego wzrostu Ω występuje już od $D=0,35$, co świadczy, że straty przy końcu łopatek są związane nie tylko z dyfuzją prędkości, lecz i ze zjawiskiem innego rodzaju. Na tej podstawie opracowano wykres [16] zależności Ω i D z uwzględnieniem odległości y od końca łopatki:

$$\Omega_y = \left(\zeta \frac{\cos \beta_2}{2\sigma} \right)_y = f(D).$$

W znanych warunkach przepływu, określających wartość D , można za pomocą tego wykresu wyznaczyć współczynnik Ω_y , a następnie minimalną stratę ciśnienia całkowitego w ruchu względnym:

$$(4.19) \quad \Delta P'_t = \Omega_y \frac{2\sigma}{\cos \beta_2} \frac{\rho w_1^2}{2}.$$

Znając zależność strat ciśnienia całkowitego od kąta natarcia i kąt natarcia na danym promieniu można na tym promieniu obliczyć aktualną wartość strat ciśnienia całkowitego. Powtarzając rachunek dla szeregu promieni można wyznaczyć rozkład $\Delta P'_t$ wzdłuż łopatki, tzn. zależność

$$\Delta P'_t = f(r).$$

Dla eksperymentalnej weryfikacji obliczeń strat przez pomiar ciśnień całkowitych w ruchu bezwzględnym (względem ścianek korpusu) przewidziano [14] odpowiednie wzory przeliczeniowe, uwzględniające ściśliwość.

Porównanie z oceną strat za pomocą współczynnika oporu aerodynamicznego można uzyskać korzystając z zależności

$$(4.20) \quad C_x = \zeta \cos \beta_{\infty} / \sigma,$$

w której C_x oparty jest na ciśnieniu dynamicznym prędkości na wlocie palisady.

Kontynuując badania LIEBLEIN opublikował w r. 1959 nową analizę [17] stosowaną w szerszym zakresie kątów natarcia. Analiza ta opiera się na hipotezie, że w zakresie od kąta natarcia odpowiadającego stratom minimalnym i^* do kąta natarcia, przy którym pojawia się oderwanie warstwy przyściennej, strata pędu w śladzie aerodynamicznym zależy przede wszystkim od stopnia dyfuzji prędkości po wypukłej stronie profilu, określonego wzorem

$$(4.21) \quad D_s = \frac{w_{\max}}{w_2}.$$

Do użytku praktycznego LIEBLEIN podał przybliżoną zależność empiryczną stopnia dyfuzji od kątów natarcia i kątów przepływu przed i za palisadą sprężającą:

$$(4.22) \quad D_{eq} = \frac{\cos \beta_2}{\cos \beta_1} \left[1,12 + a (i - i^*)^{1,43} + 0,61 \frac{\cos^2 \beta_1}{\sigma} (\operatorname{tg} \beta_1 - \operatorname{tg} \beta_2) \right].$$

Kąt wylotowy z palisady β_2 można określić w zależności od kąta natarcia i kąta zmiany kierunku przepływu ε^* przy kącie natarcia i^* , odpowiadającym najmniejszym stratom z zależności

$$(4.23) \quad \beta_2 = \beta_1 - \varepsilon = \beta_1 - \varepsilon^* - \frac{d\varepsilon^*}{di} (i - i^*).$$

Zależność $d\varepsilon^*/di$ od gęstości palisady i kąta wlotowego podana została w postaci wykresu (rys. 3) we wcześniejszej pracy LIEBLEINA [18]. Dla profili serii NACA 65 (A_{10}) współczynnik $a = 0,0117$; dla brytyjskich profili C_4 współczynnik $a = 0,007$.

LIEBLEIN uzyskał dobre przyporządkowanie straty pędu w śladzie za łopatkami palisady do stopnia dyfuzji, określonego wzorem (4.22), dające się przedstawić w postaci pojedynczej krzywej, przedstawionej na rys. 4.

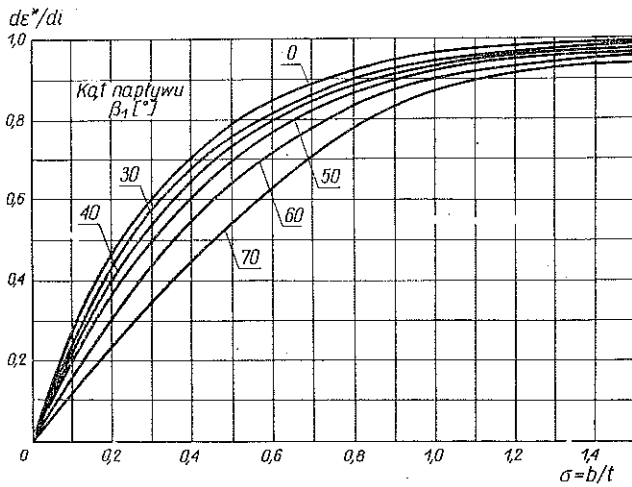
W znanych warunkach przepływu, określających D_{eq} , można z tego wykresu odczytać bezwymiarową grubość straty pędu w warstwie przyściennej θ/b i obliczyć współczynnik strat ciśnienia całkowitego ze wzoru

$$(4.24) \quad \zeta = 2 \left(\frac{\theta}{b} \right)_2 \frac{\sigma}{\cos \beta_2} \left(\frac{\cos \beta_1}{\cos \beta_2} \right)^2 \left(\frac{2H_2}{3H_2 - 1} \right) / \left[1 - \left(\frac{\theta}{b} \right)_2 \frac{\sigma H_2}{\cos \beta_2} \right]^3.$$

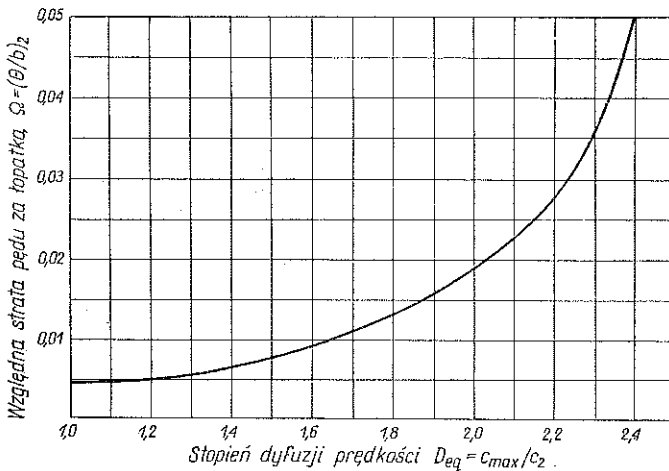
Jeżeli wziąć pod uwagę parametry przepływu w przekroju 2, przyjętym w odległości od 1 do 1,5 cięciwy za wirnikiem, to wartość współczynnika kształtu warstwy przyściennej $H_2 = \delta_2^*/\theta_2$ wynosi około 1,08 i jest prawie niezależna od kształtu profilu i kąta natarcia. W związku z tym można wtedy przyjmować uproszczoną zależność ζ od grubości straty pędu w postaci

$$(4.25) \quad \zeta = 2\sigma \left(\frac{\theta}{b} \right) \frac{\cos^2 \beta_1}{\cos^3 \beta_2}.$$

Z analizy i dyskusji nad tą metodą, opartą zasadniczo na danych doświadczalnych dla płaskich palisad sprężających, wynika, że może ona być również stosowana z powodzeniem do określania strat w wieńcach sprężających.



Rys. 3. Zmiana pochodnej kąta skręcania przepływu w palisadzie względem kąta natarcia, przy kącie natarcia odpowiadającym minimalnym stratom

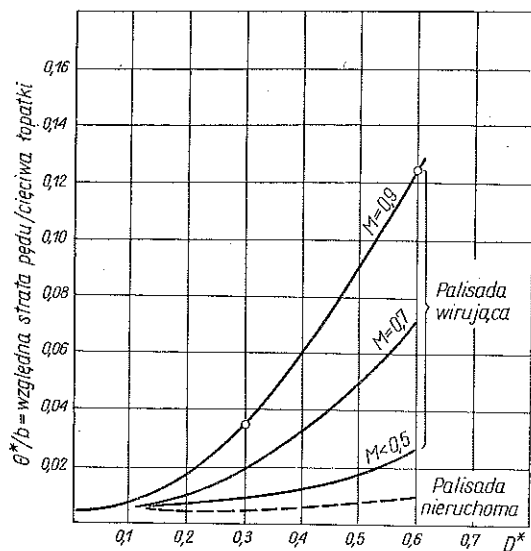


Rys. 4. Typowy przebieg zależności względnej straty pędu od stopnia dyfuzji prędkości, przy kącie natarcia odpowiadającym minimalnym stratom

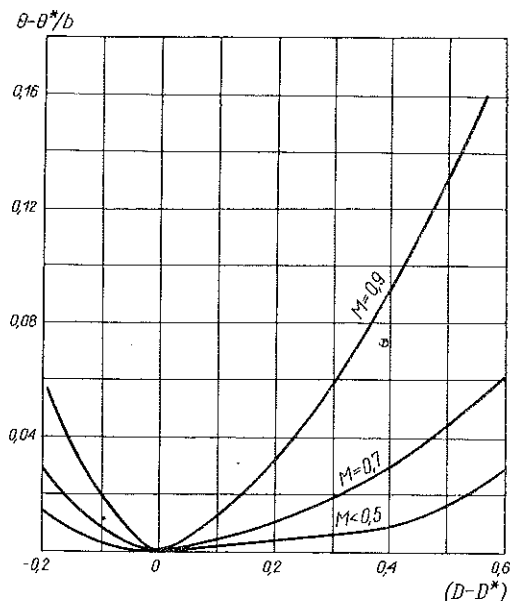
Obliczając współczynnik strat ζ dla parametrów przepływu na kolejnych promieniach danej palisady kołowej można tak jak we wcześniejszej metodzie otrzymać dla danego wirnika zależność określającą stratę ciśnienia całkowitego w ruchu względnym:

$$\Delta P_t = \zeta \frac{\rho w_1^2}{2} = f(r)$$

i porównać ze współczynnikiem oporu aerodynamicznego wg wzoru (4.20) lub stratą ciśnienia, określoną za pomocą parametrów mierzonych w ruchu bezwzględ-
nym, odpowiednio skorygowanych.



Rys. 5. Minimalne straty w palisadzie



Rys. 6. Wpływ kąta natarcia na wzrost aerodynamicznego śladu łopatki

Praktyczne zastosowanie wskaźnika dyfuzji D do przybliżonej oceny strat w kołowych palisadach podał HETHERINGTON [19] za pomocą dwu wykresów. Wykres pierwszy przedstawia przyporządkowanie bezwymiarowej grubości straty pędu

θ/b w śladzie do wskaźnika dyfuzji D^* przy kącie natarcia, odpowiadającym stratom minimalnym. Rysunek 5 przedstawia taki wykres sporządzony na podstawie pomiarów na pracujących stopniach sprężarek o 10% grubości profili dla różnych liczb Macha na wlocie palisady. Przy znanej wartości wskaźnika dyfuzji D^* i liczby Macha na wlocie można odczytać minimalną wartość bezwymiarowej grubości straty pędu θ^*/b dla kąta natarcia, odpowiadającego stratom minimalnym. Przy profilach o grubości innej od przyjętej na rys. 5 należałoby odpowiednio zmienić wpływ liczby Macha na tym wykresie. Podano na nim również wykres zależności $\theta^*/b=f(D^*)$ dla palisad płaskich, badanych przy liczbie Macha na wlocie, $M < 0,5$. Z porównania tej zależności z najniższą krzywą $\theta^*/b=f(D^*)$ dla wirników pracujących przy $M < 0,5$ widać, że w palisadach wirujących zachodzą dodatkowe straty, nie występujące w przepływie przez palisady płaskie. Wykres drugi przedstawia wpływ zmiany kąta natarcia, za pośrednictwem zmiany wskaźnika dyfuzji $D-D^*$, na wartość współczynnika straty pędu w śladzie — przy różnych liczbach Macha na wlocie. Znając różnicę wskaźnika dyfuzji D przy danym kącie natarcia i oraz wskaźnika dyfuzji D^* przy kącie natarcia i^* , odpowiadającym stratom minimalnym, można z rys. 6 odczytać bezwymiarowy przyrost współczynnika straty pędu w śladzie przy danej liczbie Macha na wlocie. Do określenia lokalnych wartości współczynnika strat ciśnienia całkowitego należałoby wykorzystać zależność (4.24) lub jej uproszczoną postać (4.25).

4.3. Metoda Kunio Fujie'go

KUNIO FUJIE [20] zmierzył rozkład ciśnienia całkowitego w ruchu względnym za wirnikiem jednostopniowego wentylatora osiowego o łopatkach zaprojektowanych wg zasady stałej cyrkulacji. Pomiar ciśnień całkowitych przeprowadził sondą aerodynamiczną Kiela (z przepływem), nieczułą na kierunek napływu w zakresie $\pm 40^\circ$, i powtórzył je za pomocą termoanemometru. Pole ciśnień całkowitych zostało określone bezpośrednio za wirnikiem, w ustalonych warunkach pracy, przy stałej prędkości obrotowej i różnych zdławieniach przekroju wylotowego, powodujących zmianę natężenia przepływu i kąta natarcia. Średnia wartość współczynnika strat na danym promieniu została określona przez uśrednienie wartości lokalnych w kierunku obwodowym wg wzoru

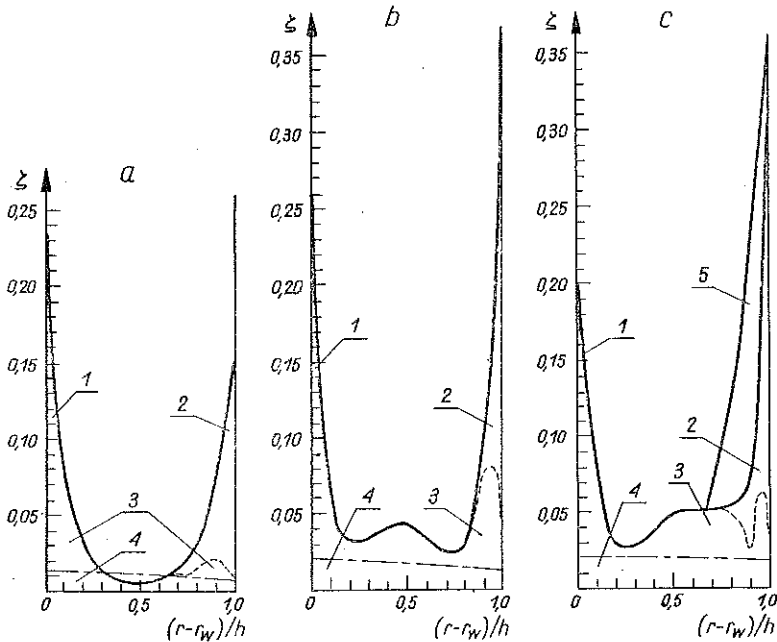
$$\zeta = \frac{1}{\vartheta_2 - \vartheta_1} \int_{\vartheta_2}^{\vartheta_1} \frac{2\Delta P_t}{\rho w_1^2} d\vartheta,$$

a średnia wartość współczynnika strat dla całego przekroju przez następane uśrednienie w kierunku promieniowym wg wzoru

$$\bar{\zeta} = \frac{1}{r_2 - r_1} \int_{r_1}^{r_2} \zeta dr.$$

Podział strat został przyjęty zasadniczo wg metody Howella. Przyjęto, że straty profilowe są określone eksperymentalnie dla palisady płaskiej. Na rys. 7 przedsta-

wiono trzy typowe rozkłady współczynników strat ciśnienia całkowitego ζ wzdłuż promienia w warunkach pracy odpowiadających kątom natarcia na średnim promieniu: $i = -8,3^\circ$, $i = -1^\circ$, $i = 3,2^\circ$.



Rys. 7. Promieniowy rozkład strat w trzech warunkach pracy

Na podstawie tak zestawionych wyników badań FUJIE zaproponował zmodyfikowany wzór do oceny strat sumarycznych za pomocą współczynnika oporu aerodynamicznego, uwzględniający wpływ luzu wierzchołkowego:

$$(4.26) \quad C_x = C_{xp} + C_{xs} + C_{xa} + C_{xt}.$$

Składowe współczynniki oporu z tego wzoru FUJIE określił następująco:

współczynnik oporu profilowego

$$C_{xp} = 0,022 - 0,006/\sigma;$$

współczynnik oporu powodowany przez przepływy wtórne

$$C_{xs} = 0,0275 C_z^2 \left(1 + 2,9 \frac{i - i^*}{\sigma^*} \right)^{1/2};$$

współczynnik oporu od strat w sąsiedztwie ścianek kanału

$$C_{xa} = 0,01 \frac{t}{h};$$

współczynnik oporu powodowany przepływem przez luz wierzchołkowy

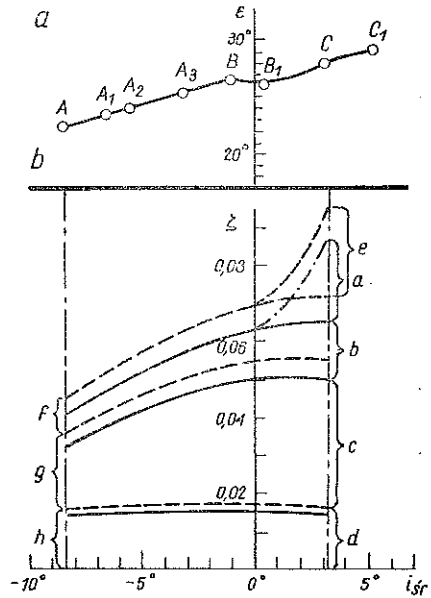
$$C_{xi} = 0,29 \frac{z}{h} (C_z)^{3/2}.$$

Metoda zakłada, że w normalnych warunkach pracy nie ma strat z powodu oderwania przepływu. Straty te występują przy większych, dodatnich kątach natarcia i można je ocenić na podstawie wykresu zależności kąta zmiany kierunku przepływu w palisadzie i udziału poszczególnych rodzajów strat od kąta natarcia na średnim promieniu; przedstawiono je na rys. 8.

Ogólny podział strat zaproponowany przez HOWELLA uzupełnił FUJIE stratami powodowanymi przez przepływ w luzie wierzchołkowym, a wyniki swoich pomiarów w ruchu względnym na wirującej palisadzie kołowej wykorzystał do korekty wzorów określających udziały poszczególnych rodzajów strat. O rozkładzie strat wzdłuż promienia można sądzić jedynie na podstawie analogii do postaci promieniowego rozkładu strat na rys. 7.

4.4. Wyniki badań w Brunzwiku (NRF)

Systematyczne badania własności pasad sprężarkowych i turbinowych, prowadzone od 1956 r. w Instytucie Mechaniki Płynów na Politechnice oraz w Lotniczym Instytucie Aerodynamicznym w Brunzwiku, były poświęcone w dużej mierze zagadnieniu strat energii, występujących w palisadach płaskich i kołowych [21]. Zjawisko strat rozpatrzono na podstawie modelu dwuwymiarowego przyjmując średnią wartość strat między łopatkami palisady płaskiej oraz średnią wartość strat w kierunku obwodowym w palisadzie kołowej i analizując rozkład tej średniej wartości wzdłuż łopatek. Poza tym przyjęto, że w palisadzie ograniczonej ściankami można wyróżnić strefę przepływu głównego, gdzie straty mają charakter dwuwymiarowy, oraz strefę przyścienną, w której w wyniku spotkania się warstw przyściennych na łopatkę z warstwą przyścienną na ściance kanału ma miejsce przepływ z oderwaniem, co powoduje znaczne zwiększenie strat. Przy małym wydłużeniu łopatek może nastąpić spotkanie stref oderwania i wtedy straty w całym kanale nie mają już charakteru dwuwymiarowego.



Rys. 8. a) Zależność kąta odchylenia od kąta natarcia na średnim promieniu

b) Zależność współczynnika strat i współczynnika oporu od kąta natarcia na średnim promieniu

a – strata oderwania, *b* – strata na ściankach kanału; od luzu wierzchołkowego, *c* – strata od przepływów wtórnych, *d* – straty profilowe, *e* – opór oderwania, *f* – opór ścianek kanału i luzu wierzchołkowego, *g* – opór od przepływów wtórnych, *h* – opór profilowy

Lokalny współczynnik strat ζ przyjęto w postaci określonej wzorem (4.17) i zakładając symetrię przepływu w palisadzie płaskiej określano średnią wartość współczynnika strat wzorem:

$$(4.27) \quad \bar{\zeta} = \frac{1}{h/2} \int_0^{\frac{h}{2}} \zeta d\left(\frac{h}{2}\right).$$

Przyjęto, że tę średnią wartość można określać jako sumę średniej wartości strat w przepływie dwuwymiarowym $\bar{\zeta}_p$ oraz średniej wartości odpowiadającej stratom na końcu łopatkki $\bar{\zeta}_a$,

$$(4.28) \quad \bar{\zeta} = \bar{\zeta}_p + \bar{\zeta}_a,$$

i uzyskano eksperymentalne potwierdzenie addytywnego charakteru tak określonych strat w przepływie dwuwymiarowym i strat na końcach łopatek. Przyrównując straty sumaryczne wyrażone za pomocą wartości lokalnych i średnich otrzymano związek:

$$(4.29) \quad \frac{\lambda}{2} \bar{\zeta} = \int_0^{\frac{\lambda}{2}} \zeta d\lambda = \frac{\lambda}{2} \bar{\zeta}_p + \zeta_a^*,$$

w których wartość

$$(4.30) \quad \zeta_a^* = \frac{\lambda}{2} \bar{\zeta}_a = \int_0^{\frac{\lambda}{2}} (\zeta - \zeta_p) d(\lambda)$$

nazwano «zredukowanym współczynnikiem strat», który przy wydłużeniach $\lambda \geq 1$ można uważać za niezależny od wydłużenia.

W palisadach płaskich i kołowych, w których jeden koniec łopatkki jest zamocowany trwale do ścianki kanału, a drugi koniec ma luz, stwierdzono zróżnicowanie się wielkości strat na końcach, przy czym straty na końcu łopatkki z luzem są znacznie większe niż na końcu zamocowanym. W tym przypadku średnią wartość współczynnika strat określono wzorem

$$(4.31) \quad \bar{\zeta} = \bar{\zeta}_p + \bar{\zeta}_l + \bar{\zeta}_w$$

lub wzorem

$$(4.32) \quad \bar{\zeta} = \bar{\zeta}_p + \frac{1}{\lambda} (\zeta_l^* + \zeta_w^*),$$

w którym ζ_l^* i ζ_w^* są «zredukowanymi» współczynnikami strat na końcu z luzem i u nasady łopatkki. Z badań HUBERTA i BAUERMEISTRA [22] wynika, że współczynniki $\bar{\zeta}_l$ i $\bar{\zeta}_w$ nie zależą od liczby Reynoldsa. Zredukowany współczynnik strat związanych z luzem $\bar{\zeta}_l^*$ zależy od wielkości luzu względnego z/b i rodzaju palisady, ale dzieląc

ten współczynnik przez «jednostkowe obciążenie łopatki» $\Delta w_u/w_\infty$ można otrzymać zależność wyrażającą się w postaci pojedynczej krzywej:

$$(4.33) \quad \zeta_I^{**} = \frac{\zeta_I^*}{\frac{\Delta w_u}{w_\infty}} = f(z/b),$$

którą przedstawiono na rys. 9.

Określenie zależności strat związanych z luzem wierzchołkowym od parametrów palisady i przepływu oparto na następujących przesłankach: straty wierzchołkowe powoduje przepływ przez luz wierzchołkowy i tworzenie się wiru po wypukłej stronie profilu. Impulsem do tego przepływu jest różnica ciśnień pomiędzy wklęsłą i wypukłą stroną łopatki w pobliżu wierzchołka. Straty wierzchołkowe związane z luzem powinny być proporcjonalne do aerodynamicznego obciążenia łopatki, wyrażającego się współczynnikiem siły nośnej C_z , który można wyrazić w zależności od cyrkulacji Γ następująco:

$$(4.34) \quad C_z = \frac{2\Gamma}{bw_\infty} = \frac{2}{\sigma} \frac{\Delta w_u}{w_1} \frac{w_1}{w_\infty} = \frac{2}{\sigma} \frac{\Delta w_u}{w_1} \cos \beta_\infty.$$

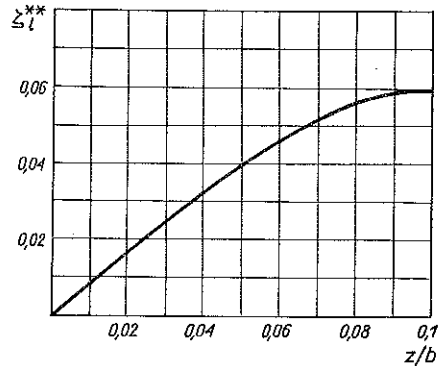
Zakładając proporcjonalność strat wierzchołkowych i współczynnika siły nośnej, należy oczekiwać zależności

$$(4.35) \quad \bar{\zeta}_I \approx \frac{\Delta w_u}{w_1} \cos \beta_\infty.$$

Otrzymano eksperymentalne potwierdzenie tej zależności.

4.5. Metoda O.N.E.R.A.

Metoda ta opiera się na przeprowadzonych w laboratoriach O.N.E.R.A. badaniach pojedynczego, doświadczalnego wirnika sprężarki osiowej z palisadą o stałej cięciwie, zaprojektowaną wg zasady wiru swobodnego, pracującą w kanale pierścieniowym o stałym przekroju. Wyniki tych badań i sposób obliczania promienowego rozkładu ciśnienia w szerokim zakresie warunków pracy palisady wirnika przedstawiono w pracy [23]. Metoda O.N.E.R.A. opiera się na osiowo-symetrycznym modelu przepływu, a jako źródła strat ciśnienia przyjmuje tarcie na powierzchniach łopatek, pozaobliczeniowe kąty natarcia oraz tarcie na wewnętrznych i zewnętrznych ściankach kanału.



Rys. 9. Zależność zredukowanego współczynnika strat ζ_I^{**} od względnego luzu wierzchołkowego palisady z/b

Straty ciśnienia określa się różnicą teoretycznego i rzeczywistego przyrostu ciśnienia całkowitego, wyrażoną bezwymiarowo przez podzielenie przez umowne ciśnienie dynamiczne prędkości obwodowej wirnika wg wzoru

$$(4.36) \quad \delta\psi = \psi_t - \psi_i = \frac{2\Delta P}{\rho u^2},$$

w którym

$$(4.37) \quad \psi_t = \frac{\rho u c_u}{\rho u^2} = \frac{2c_u}{u}, \quad \psi_i = \frac{2(P_2 - P_1)}{\rho u^2}.$$

Promieniowy rozkład strat jest przedstawiony za pośrednictwem współczynnika natężenia przepływu

$$(4.38) \quad \varphi = \frac{\bar{c}_a}{u},$$

w którym jako prędkość osiową \bar{c}_a przyjęto średnią wartość prędkości osiowej przed i za wirnikiem na danym promieniu.

Wzorując się na propozycji Eckerta dla sprężarek promieniowych przyjęto następującą podstawową formę zależności współczynnika strat ciśnienia od współczynnika natężenia przepływu:

$$(4.39) \quad \delta\varphi = K_f(1 + \varphi^2) + K_n(\varphi - \varphi_0)^2 + K_w \varphi^2.$$

Pierwszy wyraz po prawej stronie określa straty tarcia, drugi straty wynikające z nienominalnych warunków pracy, trzeci określa straty wtórne i straty na ściankach kanału. Zależność tę potwierdzono eksperymentalnie dla natężeń przepływu masowego większych od granicznego natężenia, przy którym powstaje zjawisko oderwania przepływu. Występujące we wzorze (4.39) stałe są określone następująco:

$$(4.40) \quad \varphi_0 = \frac{c_a}{u} = \operatorname{ctg} \beta_0,$$

gdzie β_0 oznacza bezuderzeniowy kąt natarcia względem cięciwy profilu,

$$(4.41) \quad K_f = 0,075, \quad K_n = 3, \quad K_w = 18 (\bar{r} - \bar{r}_m)^2;$$

\bar{r} i \bar{r}_m oznacza tu bieżący i średni, względny promień łopatki, $\bar{r} = r/r_2$.

Powyższe wartości współczynników K dały prawidłową ocenę obliczeniową współczynników strat ciśnienia całkowitego $\delta\psi$ w całym zbadanym zakresie kątów ustawienia łopatek od $15,5^\circ$ do 43° i szerokim wachlarzu zmian masowego natężenia przepływu od $\varphi = 0,3$ do $\varphi = 1$.

Do określenia promieniowego rozkładu strat na podstawie równania (4.39) należy znać występujące w tym równaniu współczynniki φ , odpowiadające poszczególnym promieniom łopatki. Wartości współczynników φ określono z wyprowadzonego poniżej równania (4.44).

Dla porównania z wynikami badań, w których przekrój 2 znajdował się w znacznej odległości za wirnikiem, zastosowano uproszczoną metodę tarczy wirowej

z uwzględnieniem strat, w której pomija się prędkości promieniowe i promieniowe przesunięcia powierzchni prądu. Zachowując wartość prędkości obwodowej, wywołanej działaniem tarczy wirowej, otrzymano w przekroju «daleko za wirnikiem» równanie równowagi promieniowej w postaci

$$(4.42) \quad \frac{dp_2}{dr} = \rho \frac{u^2}{r} (1 - \varphi \operatorname{tg} \beta_2)^2.$$

Po uwzględnieniu zależności geometrycznej z trójkąta prędkości w przekroju «daleko za wirnikiem» $C_2 = u - C_{2a} \operatorname{tg} \beta_2$ (wg oznaczeń z rys. 1) oraz po podstawieniu $\varphi = C_{2a}/u$ wzór ten sprowadza się do postaci

$$\frac{dp_2}{dr} = \rho \frac{C_{2a}^2}{r}.$$

Stosując zależność Eulera i równanie Bernoulliego z uwzględnieniem strat otrzymano ciśnienie statyczne «daleko za wirnikiem»:

$$(4.43) \quad p_2 = P_1 + \rho \frac{u^2}{2} [1 - \varphi^2 (1 + \operatorname{tg}^2 \beta_2) - K_f (1 + \varphi^2) - K_n (\varphi - \varphi_0)^2 - K_w \varphi^2].$$

Eliminując ciśnienie statyczne p_2 z równań (4.42) i (4.43) otrzymano równanie różniczkowe, którego scałkowanie daje promieniowy rozkład lokalnych współczynników wydatku φ w postaci

$$(4.44) \quad [\varphi (1 + K_f + K_n + K_w + \operatorname{tg}^2 \beta_2) - K_n \varphi_0] \frac{d\varphi}{dr} + \left[\operatorname{tg} \beta_2 \frac{d \operatorname{tg} \beta_2}{dr} + \frac{1}{2} \frac{dK_w}{dr} + \right. \\ \left. + \frac{1}{r} (1 + K_f + K_n + K_w + 2 \operatorname{tg}^2 \beta_2) \right] \varphi^2 - \left[K_n \frac{d\varphi_0}{dr} + \frac{2}{r} (\operatorname{tg} \beta_2 + K_n \varphi_0) \right] \varphi + \\ + K_n \varphi_0 \frac{d\varphi_0}{dr} + \frac{1}{r} (K_f + K_n \varphi_0^2) = 0.$$

Stałą całkowania dla tego równania można określić z warunku wynikającego z bilansu masowego natężenia przepływu w postaci

$$(4.45) \quad \Phi = \frac{2}{r_z (r_z^2 - r_w^2)} \int_{r_w}^{r_z} \varphi r^2 dr.$$

Z równania (4.44) można bez całkowania zauważyć, że jeżeli dla jakiegoś promienia współczynnik przy $d\varphi/dr$ stanie się zerem, tzn. spełniony będzie warunek

$$(4.46) \quad \varphi = \varphi_L = \frac{K_n \varphi_0}{1 + K_f + K_n + K_w + \operatorname{tg}^2 \beta_2},$$

to rozkład φ na tym promieniu ma styczną prostopadłą do promienia. Średnią wartość współczynnika natężenia przepływu Φ_L , przy której jest spełniony warunek (4.46), określono jako współczynnik natężenia przepływu z oderwaniem. Jeżeli

natężenie przepływu jest takie, że średnia wartość współczynnika $\Phi < \Phi_L$, to równanie (4.44) nie ma rozwiązania ciągłego w przedziale $r_w < r < r_z$, co ma sens fizyczny, wynikający z równania (4.43). Mianowicie dla $\varphi = \varphi_L$ zachodzi również $dp_2/d\varphi = 0$, więc ciśnienie statyczne p_2 osiąga na tym promieniu wartość maksymalną. Dla uzyskania ciągłego rozkładu prędkości w całym przedziale $r_w < r < r_z$, przy $\Phi < \Phi_L$ potrzebna byłaby na tym promieniu wartość ciśnienia p_2 wyższa od osiągalnej w ramach modelu przepływu opisanego równaniem (4.44). Porównanie promieniowych rozkładów φ , obliczonych powyższą metodą i zmierzonych na stoisku, wykazało w przedziale $\Phi > \Phi_L$ na ogół zadowalającą zgodność. Pewne rozbieżności wystąpiły przy wartościach Φ bliskich Φ_L , natomiast sama wartość Φ_L została oceniona poprawnie.

W zakresie natężeń przepływu, przy których średni współczynnik natężenia przepływu $\Phi < \Phi_L$, wykluczono możliwość oderwania przepływu na łopatkach, co obserwuje się w przepływie przez palisady płaskie, przyjmując, że w kołowych palisadach zjawisko to jest tłumione przez poprzeczne składowe prędkości przepływu.

Przyjęto, że spełnienie warunku

$$(4.47) \quad \frac{dr}{d\varphi} = 0,$$

wynikającego ze spełnienia zależności (4.46), oznacza pojawienie się oderwania przepływu na wewnętrznej lub zewnętrznej ściance kanału w zależności od tego, na której z nich ten warunek został spełniony. Zakładając np., że ze spadkiem Φ następuje spełnienie warunku (4.47) na promieniu zewnętrznym r_z dla $\Phi = \Phi_L$, należy przyjąć, że dla $\Phi < \Phi_L$ istnieje ciągłe rozwiązanie równania (4.44) w przedziale $r_z < r < r_L$, a graniczna wartość promienia r_L wynika z bilansu natężenia przepływu w postaci

$$(4.48) \quad \Phi = \frac{2}{r_z (r_z^2 - r_w^2)} \int_{r_w}^{r_L} \varphi r^2 dr.$$

W pozostałej części kanału, tzn. dla $r_L < r < r_z$, przyjęto całkowite oderwanie przepływu, oznaczające zerowe natężenie przepływu.

Równoległe przyjęto możliwość wystąpienia zjawiska wirującego oderwania (stall), w którym oddzielne przestrzenie martwego przepływu wirują z prędkością kątową ω_s wokół osi sprężarki.

Opierając się na wynikach pracy przeprowadzonej w O.N.E.R.A. przez zespół R. SIESTRUNCK, J. FABRI i L. JARLAN, w której wykazano, że równowaga pęcherzy martwego przepływu w kierunku obwodowym zachodzi, gdy jest spełniony warunek

$$(4.49) \quad \frac{\omega_s}{\omega} = \frac{1 + \psi_s}{2},$$

w którym ψ_s jest współczynnikiem przyrostu ciśnienia statycznego, określonym wzorem

$$(4.50) \quad \psi_s = \frac{2(p_2 - P_1)}{\rho u^2},$$

stwierdzono, że promieniowa równowaga tych pęcherzy wymaga stałej wartości ψ , przynajmniej na części promienia. Rozróżnianie pomiędzy warunkami przepływu z oderwaniem na ściankach kanału i przepływu z wirującym oderwaniem jest określone następująco:

a) gdy warunek (4.49) nie jest spełniony dla $\Phi > \Phi_L$, to dla $\Phi < \Phi_L$ wystąpi oderwanie na ściankach kanału;

b) gdy warunek (4.49) jest spełniony dla $\Phi > \Phi_L$, to dla $\Phi < \Phi_L$ mogą wystąpić oba rodzaje przepływu z oderwaniem; ponieważ jednak współczynnik natężenia przepływu φ , odpowiadający spełnieniu warunku (4.49), jest większy od φ_L , więc przyrost ciśnienia w sprężarce przy tym samym natężeniu przepływu będzie mniejszy z wirującym oderwaniem niż przy oderwaniu na ściankach kanału i dlatego wystąpi przepływ z wirującym oderwaniem.

Powyższe rozróżnienie ma oczywiście sens w sąsiedztwie granicy oderwania. Poprawność tej obiecującej metody określania rozkładu strat została potwierdzona eksperymentalnie i może być dobrym punktem wyjścia do uogólnienia jej na przepływy ściśle i bardziej złożone układy palisad.

4.6. Metoda Bekniewa i Kożewnikowa

Przyjmując umowny podział strat na profilowe, wtórne, końcowe i straty związane z luzem promieniowym, BEKNIEW i KOŻEWNIKOW podali [24 i 25] wzory pozwalające na sumaryczne określenie tych strat składowych za pomocą odpowiednich współczynników strat ciśnienia $\zeta = 2\Delta P_i / \rho w_i^2$, odnoszących się do całej wysokości kanału.

Wzorując się na rozkładach strat określonych doświadczalnie [24] oraz opisanych w pracy [26], zaproponowali oni schemat rozkładu strat składowych wzdłuż promienia, pozwalający obliczyć wartość strat na dowolnym promieniu jako sumę występujących na tym promieniu udziałów strat składowych.

Straty profilowe. Współczynnik profilowych strat ciśnienia określa się dla warunków przepływu u nasady, na końcu i na średnim promieniu łopatki ze wzoru Howella (3.2):

$$\zeta_{pr0} = C_x \sigma \frac{\cos^2 \beta_1}{\cos^3 \beta_\infty}.$$

Wpływ wydłużenia na straty profilowe uwzględnia się współczynnikiem a wg wzoru

$$\zeta_{pr} = \zeta_{pr0} (1 + a).$$

Na podstawie wyników dmuchań prostych palisad autorzy określili współczynnik a jako funkcję wydłużenia współczynnika siły nośnej i stosunku pól przekroju kanału na wejściu i wyjściu z palisady. Postaci tej funkcji nie podano informując jedynie, że wartości współczynnika a niewiele się różnią od określonych we wcześniejszej pracy BEKNIEWA z 1968 r.

Łącząc liniami prostymi wartości ζ_{pr0} wyliczone u nasady, na swobodnym końcu i na średnim promieniu otrzymuje się wykres promieniowego rozkładu strat profilowych, przedstawiony na rys. 10.

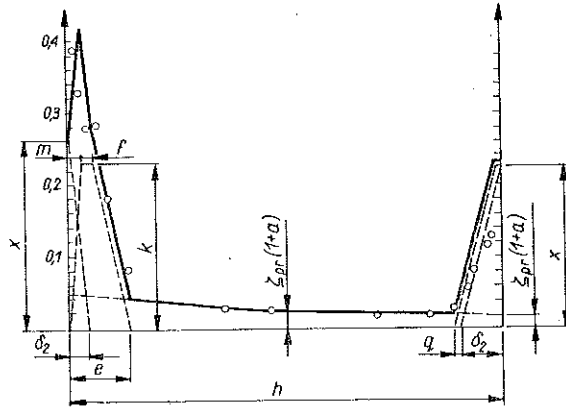
Straty wtórne. Wg wzorów wyprowadzonych w pracy [25] określa się współczynnik wtórnych strat ciśnienia oddzielnie dla przekroju u nasady łopatkki,

$$(4.51) \quad \zeta_s = \frac{Q_0}{Q} \frac{\delta_1 + \delta_2}{\delta_{20}} \zeta_{so},$$

i dla przekroju przy swobodnym końcu łopatkki,

$$(4.52) \quad \zeta_{st} = \frac{Q_0}{Q} \left(\frac{\delta_1 + \delta_2}{\delta_{20}} - R \right) \zeta_{so}.$$

We wzorach tych ζ_{so} oznacza wartość współczynnika wtórnych strat ciśnienia przy grubości warstwy przyściennej na wejściu w palisadę $\delta_1 = 0$.



Rys. 10. Wykres zbiorczy strat

o punkty doświadczalne, - - - - - straty składowe, ——— straty wypadkowe

Tę wartość współczynnika strat wtórnych autorzy metody obliczają ze wzoru

$$(4.53) \quad \zeta_{so} = 0,05 (\operatorname{tg} \beta_1 - \operatorname{tg} \beta_2)^2 \frac{t}{h} \cos \beta_1,$$

opartego na pracy A. P. KOMAROWA [27].

Grubość warstwy przyściennej na ścianie kanału δ_1 odnosi się do przekroju wejściowego palisady i środkowej części kanału międzyłopatkowego. Należy ją obliczyć wcześniej rozpatrując warunki przepływu wzdłuż ścian kanału przed palisadą. Grubość warstwy przyściennej na ścianie kanału w przekroju wyjściowym palisady δ_2 autorzy metody wyprowadzają ze wzoru określającego grubość straty pędu w turbulentnej warstwie przyściennej, podanego przez TRUCKENBRODTA [28] i otrzymują

$$(4.54) \quad \delta_2 = 4,66 l C_f \left(\frac{w_1}{w_2} \right)^3 N^{6/7}.$$

Wielkość N jest określona wzorem:

$$N = \frac{l_n}{l} + 0,231 \frac{w_1}{w_1 - w_2} \frac{l - l_n}{l} \left[1 - \left(\frac{w_2}{w_1} \right)^{4,33} \right].$$

Długość drogi, na której rozwija się warstwa przyścienna, określono wzorem

$$l = l_n + b,$$

w którym l_n oznacza umowną długość płaskiej ścianki, potrzebną do powstania warstwy przyściennej o grubości δ_1 . Z wymienionego wzoru Truckenbrodta dla warunków na wlocie do palisady wynika zależność

$$\frac{2\theta}{C_f} = \left(1 - \frac{b}{l_n}\right)^{1/7} l_n.$$

Rozwijając wyrażenie w nawiasie w szereg i zachowując dwa wyrazy znajduje się wzór przybliżony

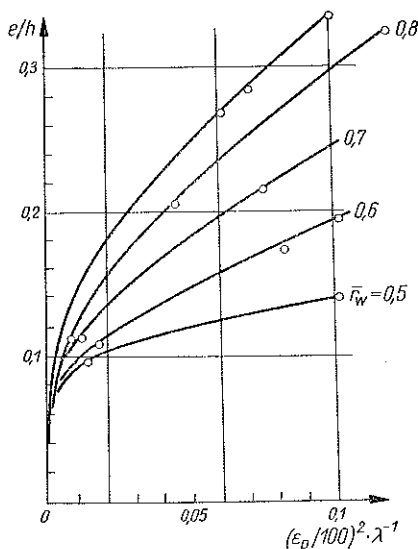
$$(4.55) \quad l_n = \frac{0,215}{C_f} \delta_1 - 0,143 b.$$

Grubość warstwy przyściennej w przekroju wyjściowym palisady δ_{20} , odpowiadającą założeniu $\delta_1 = 0$, znajduje się ze wzoru (4.54) dla $l_n = 0$ i $l = b$. Symbol Q oznacza objętościowe natężenie przepływu przy danej grubości warstwy przyściennej δ_1 na wlocie palisady, Q_0 zaś oznacza tę samą wielkość przy $\delta_1 = 0$. Należy sądzić, że w maszynie wielowienicowej wartość δ_2 określoną dla wieńca poprzedniego przyjmuje się jako δ_1 dla wieńca następnego. Przy stosowaniu wzoru (4.52), uwzględniającego wpływ luzu promieniowego z łopatki za pomocą wielkości $R = f(2z/\delta_{20})$, autorzy metody na podstawie porównań z danymi doświadczalnymi zalecają przyjmować

$$\frac{Q_0}{Q} \left(\frac{\delta_1 + \delta_2}{\delta_{20}} - R \right) = 0,5 \text{ do } 1,0.$$

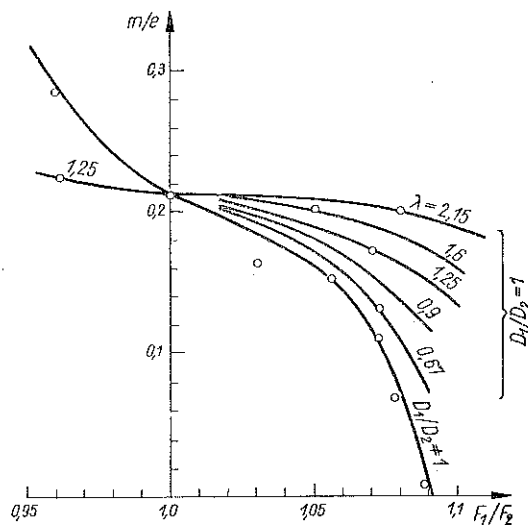
Mniejsze wartości liczbowe z prawej strony odnoszą się do pierwszych stopni sprężarki wielostopniowej.

Po obliczeniu wartości współczynników strat ze wzorów (4.51) i (4.52) buduje się ich rozkład wzdłuż wysokości łopatki w postaci trapezów o podstawach e i f oraz wysokości k , odpowiednio przy ścianie kanału u nasady i końca łopatki jak pokazano na rys. 10. Dolną podstawę trapezu e można określić z wykresu na rys. 11, przedstawiającym zależność e/h od wydłużenia λ , kąta wygięcia profilu ε_p i względnego promienia nasady łopatki $\bar{r}_w = r_w/r_z$. Przy określaniu górnej podstawy trapezu f oraz jej odstępu od końca łopatki m należy rozróżniać strony kanału o stałej lub zmiennej średnicy, co jest związane ze zmianą pola przekroju kanału z F_1 na wejściu



Rys. 11. Zależność e/h od kąta wygięcia profilu ε_p , wydłużenia λ i względnego promienia nasady łopatki \bar{r}_w

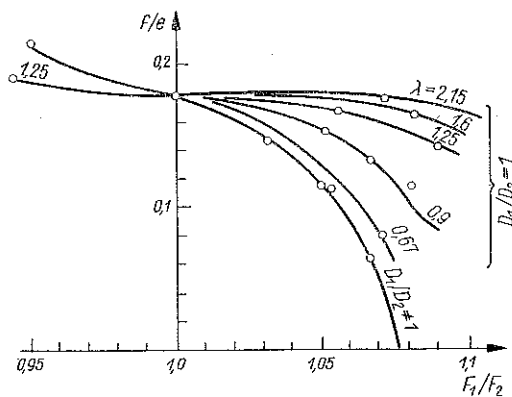
do F_2 na wyjściu z palisady. Na rys. 12 i 13 podane są wykresy f/e i m/e w zależności od stosunku pól przekrojów kanału F_1/F_2 , wydłużenia łopatek λ i stałej lub zmiennej



Rys. 12. Zależność m/e od stosunku przekrojów F_1/F_2 i wydłużenia λ

średnicy kanału, z których znając dolną podstawę e można wyznaczyć f i m . Wysokość trapezu określono wzorem

$$(4.56) \quad k = \frac{2\zeta_s h}{e+f}.$$



Rys. 13. Zależność f/e od stosunku przekrojów F_1/F_2 i wydłużenia λ

Straty końcowe. Współczynnik końcowych strat ciśnienia określa się oddzielnie dla nasady i swobodnego końca łopatki w zależności od strat profilowych, wysokości i podziałki ze wzoru

$$\zeta_{cz} = \frac{1}{2} \zeta_p \frac{t}{h},$$

przyjmując w nim wartość współczynnika strat profilowych wyznaczoną uprzednio dla warunków przepływu w przekroju u nasady i swobodnego końca łopatki. Straty końcowe nanosi się na wykres zbiorczy na rys. 10 w postaci trójkąta prostokątnego o przyprostokątnych x i δ_2 . Wysokość x określa się ze wzoru

$$(4.57) \quad x = \frac{2 \zeta_{cz} h}{\delta_2} = \frac{\zeta_p t}{\delta_2}.$$

Straty związane z luzem promieniowym. Współczynnik strat powodowanych luzem promieniowym zaleca się określać wzorem S. A. DOWŻIKA

$$(4.58) \quad \zeta_1 = 0,45 \frac{z}{h} C_z^{3/2} \frac{b}{t} \frac{\cos^2 \beta_1}{\cos^3 \beta_\infty},$$

który obejmuje również straty związane ze względnym ruchem końców łopatek względem ściany kanału. Straty te na wykres zbiorczy na rys. 10 nanosi się w postaci równoległoboku o podstawie q i wysokości x , przylegającego boczną stroną do przeciwprostokątnej trójkąta strat czołowych. Wartość podstawy q określa się ze wzoru

$$(4.59) \quad q = \frac{\zeta_1 h}{x}.$$

5. WNIOSKI

1. Porównanie podanej w p. 3 analizy zjawiska strat w palisadach kołowych z przeglądem proponowanych metod obliczeniowych, przedstawionych w p. 4, pozwala stwierdzić, że złożony problem rozkładu strat w kołowej palisadzie osiowej nie został dotąd rozwiązany analitycznie w sposób odpowiadający zadowalająco obecnemu rozpoznaniu złożonej natury zjawiska, uzyskanemu na drodze doświadczalnej.

2. Opracowano szereg praktycznych metod określania promieniowego rozkładu strat w postaci funkcji $\zeta = 2\Delta P_t / \rho w_1^2 = f(r)$ lub $L_t = \Delta P_t / \rho = f(r)$, które mogą być wprowadzone do obliczeń przepływu przez kołowe palisady osiowe, co pozwoli na lepszą ocenę rozkładu parametrów przepływu w danej palisadzie lub zaprojektowanie palisady o lepszych osiągnięciach.

3. Wszystkie proponowane metody obliczania promieniowego rozkładu strat opierają się na szeregu założeń i uproszczeń w rozpatrywaniu zjawiska strat oraz na wycinkowym potwierdzeniu doświadczalnym i dlatego uniwersalność ich stosowania może budzić zastrzeżenia.

4. Najbardziej obiecującą na przyszłość i wytyczającą właściwy kierunek postępu wydaje się metoda O.N.E.R.A. [23], ponieważ ocenę strat lokalnych opiera na analizie warunków i stateczności przepływu w całym kanale.

LITERATURA CYTOWANA W TEKŚCIE

1. R. O. BULLOCK, J. A. JOHNSEN, *Compressor design system*, Chapter III, NASA SP-36, 1965.
2. H. E. ROHLIK, M. G. KOESKEY, H. W. ALLEN, H. Z. HERZIG, *Secondary flows and boundary layer accumulations in turbine nozzles*, NACA Rep., 1168, 1954.
3. H. Z. HERZIG, A. G. HANSEN, G. R. COSTELLO, *A visualization study of secondary flows in cascades*, NACA Rep., 1163, 1954.
4. A. G. HANSEN, H. Z. HERZIG, *Secondary flows and three-dimensional boundary-layer effects*, Chapter XV, NASA SP-36, 1965.
5. D. MEHMEL, *Die Spaltströmung an geraden Schaufelgittern*, Ing. Archiv., **31**, 294 – 300, 1962.
6. A. D. S. CARTER, *Three-dimensional-flow theories for axial compressors and turbines*, Proc. IME. London, 159, 255 – 268, 1948.
7. H. B. SQUIRE, K. G. WINTER, *The secondary flow in a cascade of aerofoils in a non-uniform stream*, J. Aero. Sci., 271 – 277, April 1951.
8. A. G. SMITH, *On the generation of the streamwise component of vorticity for flows in rotating passages*, Aeronaut. Quart., 369 – 383, November 1957.
9. A. R. HOWELL, *The present basis of axial flow compressor design*. Part I. *Cascade theory and performance*, Aeronautical Research Council. Report and Memoranda. No. 2095, June 1942.
10. A. G. HOWELL, *Fluid dynamics of axial compressors*, The Institution of Mechanical Engineers, Proceedings 1945, **153**, 441 – 452.
11. A. D. S. CARTER, E. M. COHEN, *Preliminary investigation into the three-dimensional flow through a cascade of aerofoils*, Aeronautical Research Council. Reports and Memoranda. No. 2339 (1946), 6 – 8.
12. A. R. HOWELL, *The aerodynamics of the gas turbine*, J. Royal Aeronaut. Soc., **52** 329 – 356, 1948.
13. A. F. BRIECHOW, *Radialnoje izmjenienie skorosti potoka w roboczym kole sie stupieni osiewogo kompresora*, Samoletostroj. Techn. Wozd. Flota, Wypusk 11. Izdat. Charkowskogo gos. uniw. Charkow, 17 – 23, 1967.
14. S. LIEBLEIN, F. C. SCHWENK, R. L. BRODERICK, *Diffusion factor for estimating losses and limiting blade loadings in axial-flow-compressor blade elements*, NASA RM E53 D01.
15. S. LIEBLEIN, *Aerodynamic design of axial-flow compressors*. Chapter VI. *Experimental Flow in Two-Dimensional Cascades*. NASA SP-36.
16. W. H. ROBBINS, R. J. JACKSON, S. LIEBLEIN, *Aerodynamic design of axial-flow compressors*. Chapter VII. *Blade-Element Flow in Annular Cascades*, NASA SP-36.
17. S. LIEBLEIN, *Loss and stall analysis of compressor cascades*. Transactions of the American Society of Mechanical Engineers. J. Basic. Eng., 387 – 400, September 1959.
18. S. LIEBLEIN, *Analysis of experimental low-speed loss and stall characteristics of two-dimensional compressor blade cascades*. NASA RM E57 A28.
19. R. HETHERINGTON, *Computer calculations of the flow in axial compressors*, Int. Aerodynamics (Turbomachinery), Conf. at Cambridge University, July 1967. The Institution of Mechanical Engineers, London, 57 – 63.
20. K. FUJIE, *A study of the flow through the rotor of an axial-compressor*, Bull. Japan Soc. Mech. Eng., **5**, 18, 292 – 301, 1962.
21. H. SCHLICHTING, A. DAS, *Recent research on cascade-flow problems*, Trans. American Soc. Mech. Eng. J. Basic. Eng., 221 – 228, March 1966.
22. HUBERT, BAUERMEISTER, *Probleme der Sekundärströmung in axialen Turbomaschinen*, V.D.I., Forschungsheft Nr 496, 1963.
23. Y. LE BOT, J. PAULON, P. BELAYGUE, *Theoretical and experimental determination of pressure losses in a single-stage axial flow compressor*, Trans. American Soc. Mech. Eng. J. Eng. for Power, 407 – 414, October 1970.
24. W. C. BEKNIEW, W. JU. KOŻEWNIKOW, *Raszczot raspredielenia potier po wysocie lopatki osiewowo kompresora*, Izv. wysszych uczeb. zaw., Maszynostrojienie Nr 2, 109 – 113, 1971.

25. W. C. BEKNEW, W. JU. KOZEWNIKOW, *Opreделение вторичных потерь в ступени осевом компрессора с учетом толщин погранично слоја на входе*, Izv. wysszych uczeb. zaw. Maszynostrojanie Nr 1, 128 – 132, 1971.
26. S. A. DOWŻIK, A. S. GINIEWSKIJ, *Potier dawlenia w łopacocznych wieńcach osiewowo, dozwokowo komпрессora*, Sb. Promyszlennaja aerodynamika, выпуск 20. Oborongiz, 5 – 55, 1961.
27. A. P. KOMAROW, *Issledowanie płoskich komпрессорных reszetok*, Sbor. Łopacocznyje maszyny i strujnyje aparaty, выпуск 2, 67 – 110, 1967.
28. H. SCHLICHTING, *Grenzschicht-Theorie*, Verlag G. Braun, Karlsruhe, 536 – 539, 1958.

Резюме

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕРЬ ДАВЛЕНИЯ В КОЛЬЦЕВЫХ РЕШЕТКАХ ОСЕВЫХ КОМПРЕССОРОВ

На основе опубликованных экспериментальных данных изучено распределение потерь полного давления в вязком течение газа через кольцевые осевые решетки. Особое внимание обращено на учет пространственного характера течения и его воздействия на образование пограничного слоя и связанных с ним вторичных течений, вызывающих возникновение завихрений.

Дан обзор новейших предложений расчета потерь давления и (нахождения) радиального распределения этих потерь в кольцевых решетках осевых компрессоров и вентиляторов.

SUMMARY

DISTRIBUTION OF LOSSES IN AXIAL BLADE ROWS

Based on published results of experimental investigations, a qualitative picture of the total pressure losses in viscous flow through axial rows of blades is presented, with particular consideration of the three-dimensional flow phenomena and their effects on boundary-layer growth and the associated secondary flows, resulting in vortex formation. Reviewed are the methods of calculation which have now been proposed for individual and compound losses and for radial distribution of the losses in blade rows of axial fans and compressors.

INSTYTUT LOTNICTWA

Praca została złożona w Redakcji dnia 25 maja 1971 r.