

Polska
Akademia
Nauk
Instytut
Maszyn
Przepływowych

Maszyny Przepływowe Tom 36

Piotr Lampart

Straty przepływowe w turbinach cieplnych



IMP
Gdańsk
PAN

Straty przepływowe w turbinach cieplnych

Maszyny Przepływowe

Komitet Redakcyjny

**Jan Kiciński (przewodniczący), Marcin Lackowski,
Mirosław Dors, Dariusz Kardaś, Alicja Krella,
Piotr Lampart, Wiesław Ostachowicz**

tom 36

Polska Akademia Nauk
Instytut Maszyn Przepływowych

Piotr Lampart

Straty przepływowe w turbinach cieplnych



Seria Monograficzna
Maszyny Przepływowe
IMP PAN Gdańsk

Rekomendacje wydawnicze

prof. dr hab. inż. SŁAWOMIR DYKAS – Politechnika Śląska
prof. dr hab. inż. WŁADYSŁAW KRYŁŁOWICZ – Politechnika Łódzka

Opracowanie wydawnicze i korekta

Jarosław Frączak

Okładka i strona tytułowa wg projektu E. Kostki

Adres Redakcji

Instytut Maszyn Przepływowych im. Roberta Szewalskiego
Polskiej Akademii Nauk, ul. J. Fiszer 14, 80-231 Gdańsk
<https://www.imp.gda.pl/wydawnictwo-imp-pan/maszyny-przeplywowe/>

ISBN 978-83-66928-06-0

© Copyright by Instytut Maszyn Przepływowych im. Roberta
Szewalskiego Polskiej Akademii Nauk, Gdańsk 2021

All Rights Reserved

Utwór w całości ani we fragmentach nie może być powielany ani rozpowszechniany za pomocą urządzeń elektronicznych, mechanicznych, kopiujących, nagrywających i innych bez pisemnej zgody posiadacza praw autorskich.

Printed in Poland



Wydawnictwo Instytutu Maszyn Przepływowych PAN
Instytut Maszyn Przepływowych im. Roberta Szewalskiego
Polskiej Akademii Nauk ul. J. Fiszer 14, 80-231 Gdańsk
tel. 58 5225141; e-mail: redakcja@imp.gda.pl
<http://www.imp.gda.pl/wydawnictwa/>

Wydanie pierwsze. Nakład 100 egz.

Druk i oprawa:

Print Group Sp. z o.o., ul. Cukrowa 22, 71-004 Szczecin

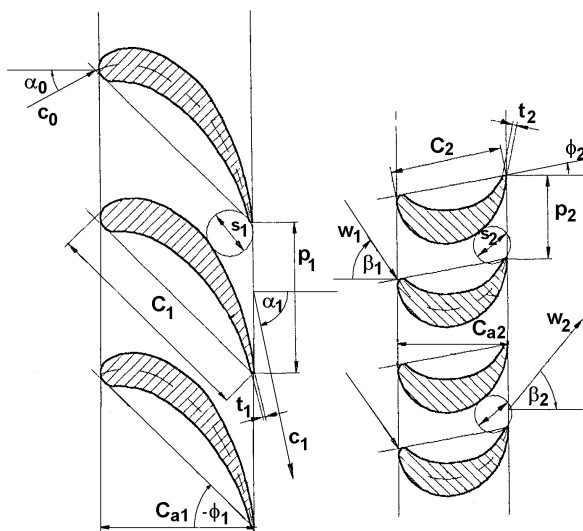
Spis treści

Spis ważniejszych oznaczeń	7
Wprowadzenie.....	13
1. Źródła strat w przepływie przez układy łopatkowe turbin.....	17
1.1. Układ równań podstawowych opisujących przepływ w turbinie.....	17
1.2. Określenie sprawności przepływu w układzie łopatkowym turbiny; definicje strat.....	19
1.3. Klasyfikacja strat przepływowych.....	22
1.4. Straty profilowe	24
1.5. Straty fal uderzeniowych	38
1.6. Straty w procesach mieszania	42
1.7. Straty brzegowe	44
1.8. Straty przecieku nadłopatkowego.....	62
1.9. Straty przecieku nadbandażowego.....	72
1.10. Straty brożenia.....	77
1.11. Straty przepływu niestacjonarnego.....	78
1.12. Straty częściowego zasilania	82
1.13. Straty wilgotności	90
1.14. Podsumowanie rozdziału 1	92
2. Model obliczeniowy przepływu przez układy łopatkowe turbin	93
2.1. RANS / LES / DNS	93
2.2. Układ równań w uśrednieniu Reynoldsa (Favre'a)	96
2.3. Modelowanie turbulencji w metodzie RANS.....	101
2.4. Metoda LES.....	127
2.5. Metody RANS / LES	129
2.6. Własności termodynamiczne czynnika.....	131
2.7. Rozwiązanie numeryczne	134
2.8. Weryfikacja na turbinach modelowych i rzeczywistych	151
2.9. Podsumowanie rozdziału 2	175
3. Badania numeryczne strat przepływowych i sprawności turbin.....	177
3.1. Rozwój przepływów wtórnych	177
3.2. Efekty przecieku nadłopatkowego.....	194
3.3. Efekty przecieku nadbandażowego	202
3.4. Oddziaływanie śladów spływowych.....	215
3.5. Specyfika stopnia regulacyjnego	225
3.6. Palisady wysoko-obciążone.....	247
3.7. Stopnie wylotowe części niskoprężnej	257
3.8. Podsumowanie rozdziału 3	264
Literatura	269

Spis ważniejszych oznaczeń

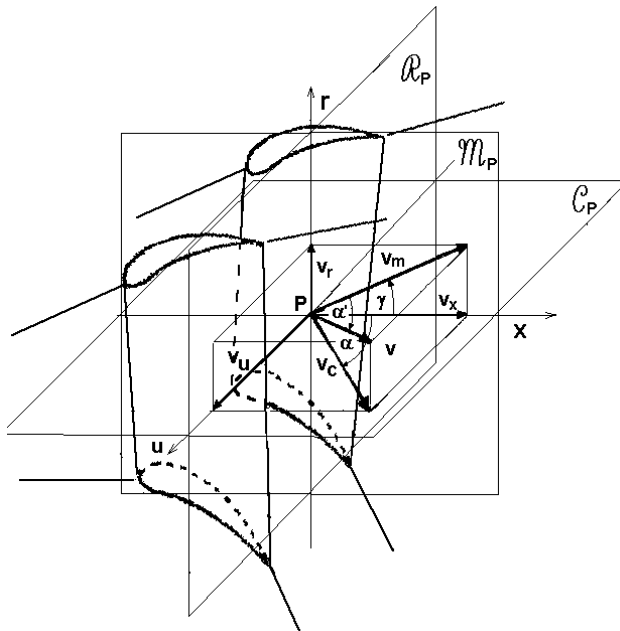
Symbole łacińskie

a	– prędkość dźwięku
b_{ij}	– tensor anizotropii
c	– prędkość bezwzględna (w układzie nieruchomym)
c_1, c_2	– całki w wyrażeniach na współczynniki strat
c_L	– współczynnik siły nośnej
c_p, c_v	– ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu i objętości
c_s	– prędkość określona na bazie izentropowego spadku entalpii
c_{v0}, c_v^t	– stałe w modelu gazu niedoskonałego kalorycznie
C, C_a	– cięciwa profilu, cięciwa osiowa profilu (rys. 1)
C_D	– współczynnik dysypacji, współczynnik przelotności strugi
C_p	– współczynnik ciśnienia statycznego
C_δ	– współczynnik kontrakcji
$C_\mu, C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}, \sigma_k, \sigma_\varepsilon$	– stałe modelu $k - \varepsilon$
C_P, M_P, R_P	– płaszczyzna obwodowa, merydionalna i promieniowa (rys. 2)
D	– średnica podziałowa układu łopatkowego
$D_i, D_{ijk}, D_{ij\theta}, D_{i\gamma}$	– człony dyfuzyjne w równaniach transportu dla $k, \tau_{ij}^T, q_{ij}^T, \gamma$
D_ξ, D_η, D_ζ	– macierze Jacobiego
e	– energia kinetyczna, poziom otwarcia zaworu



Rys. 1. Geometria palisady kierowniczej i wirnikowej stopnia turbinowego

- E, F, G – wektory strumieni konwekcyjnych w kartezjańskim układzie współrzędnych
 E_v, F_v, G_v – wektory strumieni dyfuzyjnych w kartezjańskim układzie współrzędnych
 $\hat{E}, \hat{F}, \hat{G}$ – wektory strumieni konwekcyjnych w krzywoliniowym układzie współrzędnych
 $\hat{E}_v, \hat{F}_v, \hat{G}_v$ – wektory strumieni dyfuzyjnych w krzywoliniowym układzie współrzędnych
 $\mathbf{f}, f_i$ – gęstość sił masowych
 f – zmienna, funkcja celu
 f_μ, f_1, f_2 – funkcje tłumiące w modelu $k - \varepsilon$
 f_{22} – funkcja relaksacji eliptycznej
 F – reakcja
 F_1, F_2 – funkcje przejścia w modelu turbulencji $k - \omega$ SST Mentera
 G, G_v – masowe natężenie przepływu, objętościowe natężenie przepływu
 G – funkcja filtrująca
 h – entalpia właściwa, entalpia statyczna, wysokość łopatk
 H – entalpia właściwa całkowita, wektor źródłowy, parametr kształtu warstwy przyściennej
 I – współczynnik intermitencji
 J – jacobian
 k – energia kinetyczna turbulencji, stała Karmana, chropowatość



Rys. 2. Przepływ w przestrzeni międzyłopatkowej

K_E	– współczynnik zależny od sposobu obciążenia łopatki
K_{wind}	– współczynnik w korelacji na moc brodenia
k_θ	– wariancja fluktuacji temperatury
l	– droga mieszania, skala liniowa turbulencji
L_ψ, L_ψ^{-1}	– macierze lewych i prawych wektorów własnych macierzy Jacobiego D_ψ
m	– masowe natężenie przepływu
M	– moment skrętny pochodzący od siły obwodowej
Ma, Ma_T	– liczba Macha, turbulentna liczba Macha
n	– współrzędna normalna
N, N_{th}	– moc stopnia, moc teoretyczna
N_{fr}, N_{pump}	– moc tarcia, moc pompowania
p	– podziałka palisady (rys. 1)
p, p_T	– ciśnienie statyczne, ciśnienie całkowite
$P, P_{ij}, P_{i\theta}, P_\gamma$	– człony produkcyjne w równaniach transportu dla $k, \tau_{ij}^T, q_{ij}^T, \gamma$
Pr, Pr_T	– liczba Prandtla, turbulentna liczba Prandtla
q	– wartość prędkości
$\mathbf{q}, q_i$	– strumień ciepła
$\mathbf{q}^T, q_i^T$	– turbulentny strumień ciepła
q_i^{SGS}	– podsiatkowy strumień ciepła
$\mathbf{Q}$	– wektor zmiennych zachowawczych
r	– promień
R	– indywidualna stała gazowa
Re, Re_T	– liczba Reynoldsa, turbulentna liczba Reynoldsa
Re_θ	– liczba Reynoldsa zdefiniowana względem grubości straty pędu
Ri_T	– turbulentna liczba Richardsons
s	– entropia, szerokość kanału, szerokość najmniejszego przekroju (gardła)
s, n, b	– współrzędne: wzdłuż linii prądu, normalna i binormalna
$\mathbf{S}, S_{ij}$	– tensor prędkości deformacji
$\dot{s}$	– produkcja entropii w jednostce objętości
$\dot{S}$	– produkcja entropii w warstwie przyściennej na profilu
t	– czas, grubość krawędzi wylotowej
T	– temperatura, okres czasu
Tu	– poziom turbulencji
$\mathbf{u}, u_i$	– wektor prędkości
u	– prędkość, prędkość wirnika, skala prędkościowa turbulencji
u_τ, u^+	– prędkość tarcia, prędkość bezwymiarowa
u, v, w	– składowe prędkości w układzie kartezjańskim
U, V, W	– składowe kontrawariantne prędkości
U^*, V^*, W^*	– składowe kowariantne prędkości

v	– objętość właściwa
v, v_x, v_u	– prędkość, prędkość osiowa, prędkość obwodowa
v_r, v_c, v_m	– prędkość promieniowa, prędkość w płaszczyźnie obwodowej i merydionalnej (rys. 2)
v_s	– prędkość izentropowa
w	– prędkość względna (w układzie ruchomym)
x	– stopień suchości
x, y, z	– współrzędne w układzie kartezjańskim
x, u, r	– współrzędne w kierunku osiowym, obwodowym i promieniomym
$\mathbf{x}, x_i$	– wektor położenia, współrzędne
y, y^+	– odległość od ścianki, bezwymiarowa odległość od ścianki
$\mathbf{y}, y_i$	– wektor położenia, współrzędne
Y	– współczynnik strat ciśnienia całkowitego
z	– liczba łopatek, liczba łuków zasilania

Symbole greckie

α	– kąt obwodowy w układzie nieruchomym (tj. kąt odchylenia przepływu w płaszczyźnie obwodowej mierzony od rzutu osi turbiny na płaszczyznę obwodową w kierunku zgodnym z ruchem wskazówek zegara – rys. 1, 2)
α'	– kąt obwodowy pomiędzy wektorem prędkości a jego rzutem na płaszczyznę merydionalną (mierzony od rzutu wektora prędkości na płaszczyznę merydionalną w kierunku zgodnym z ruchem wskazówek zegara – rys. 2)
$\alpha, \beta, \sigma, \beta^*, \sigma^*$	– stałe modelu $k-\omega$
β	– kąt obwodowy w układzie ruchomym (rys. 1)
$\beta^*, \beta_1, \beta_2, \gamma_1, \gamma_2, \sigma_{k1}, \sigma_{k2}, \sigma_{\omega 1}, \sigma_{\omega 2}, a_1$	– stałe modelu $k-\omega$ SST
γ	– współczynnik intermitencji, kąt merydionalny (tj. kąt wzniosu w płaszczyźnie merydionalnej mierzony od osi turbiny w kierunku przeciwnym do ruchu wskazówek zegara – rys. 2)
δ	– grubość warstwy przyściennej, wielkość szczeliny nadłopatkowej/ nadbandażowej
δ, δ^*	– kąt pochylenia obwodowego i osiowego łopatki
$\delta^*, \delta^{**}, \delta^{***}$	– parametry całkowite warstwy przyściennej – grubość straty wydanku, pędu i energii
δ_{ij}	– symbol Kroneckera
Δ, Δ_i	– różnica, szerokość filtra
ε	– szerokość łuku zasilania, szybkość dysypacji
ε_{ij}	– tensor szybkości dysypacji
$\varepsilon_d, \varepsilon_s$	– dysypacja dylatacyjna, dysypacja solenoidalna
ε_θ	– szybkość dysypacji fluktuacji temperatury

$\varepsilon, \varepsilon_{ij}, \varepsilon_{i\theta}, \varepsilon_\gamma$	– człony dysypacyjne w równaniach transportu dla $k, \tau_{ij}^T, q_{ij}^T, \gamma$
ε_{ijk}	– tensor permutacji
η	– sprawność przepływu
θ	– grubość straty pędu
κ	– stosunek ciepł właściwych, stała Karmana
λ, λ_T	– współczynnik przewodnictwa cieplnego, współczynnik turbulentnego przewodnictwa cieplnego
λ_ψ	– wartości własne macierzy D_ψ
μ, μ_T	– lepkość dynamiczna, lepkość turbulentna
ν	– lepkość kinematyczna, wskaźnik prędkości
ξ, ξ_s, ξ_e	– współczynnik strat entalpii, współczynnik strat przepływu w ujęciu entropowym, współczynnik strat energii kinetycznej
ξ, η, ζ	– współrzędne w układzie krzywoliniowym
π	– stosunek ciśnień
ρ	– gęstość, reakcyjność stopnia
σ	– funkcja entropii
τ	– skala czasowa turbulencji
$\mathbf{T}, \tau_{ij}, \mathbf{T}^T, \tau_{ij}^T$	– tensor naprężeń lepkich, tensor naprężeń Reynoldsa
τ_{ij}^{SGS}	– tensor naprężeń podsiatkowych
ϕ	– kąt ustawienia profilu w palisadzie pomiędzy cięciwą profilu a rzutem osi turbiny na płaszczyznę rozwinięcia palisady (mierzony od rzutu osi turbiny w kierunku przeciwnym do ruchu wskazówek zegara),
ϕ	– współczynnik przepływu
$\Phi, \Phi_{ij}, \Phi_{i\theta}$	– człony redystrybucji w równaniach transportu dla k, τ_{ij}^T, q_{ij}^T
$\Phi_{ij,1}, \Phi_{ij,2}, \Phi_{ij,3}$	– człon powrotu do izotropii, izotropizacji produkcji naprężeń i echa fluktuacji ciśnienia
$\chi, \chi_{Re}, \chi_{Re,k}, \chi_{Ma}$	– funkcje wpływu
ψ	– funkcja prądu, jedna ze współrzędnych ξ, η, ζ
ψ	– współczynnik obciążenia
ω	– częstotliwość, wirowość
$\boldsymbol{\omega}$	– wektor wirowości
$\boldsymbol{\Omega}, \Omega$	– prędkość kątowna
$\boldsymbol{\Omega}, \Omega_{ij}$	– tensor rotacji

Indeksy dolne i górne

a, ax	– w kierunku osiowym
b	– bazowy
bl	– warstwa przyścienna
c	– w płaszczyźnie obwodowej

<i>ex</i>	– na wylocie
<i>fr</i>	– tarcie, brodzenie
<i>i, j, k</i>	– trójka wskaźników indeksująca środki komórek siatki strukturalnej
<i>i±1/2, j±1/2, k±1/2</i>	– trójka wskaźników indeksująca wierzchołki komórek siatki strukturalnej
<i>in</i>	– na wlocie
<i>inc</i>	– kierunek napływu
<i>j</i>	– struga boczna, np. przecieku nadłopatkowego
<i>le</i>	– na krawędzi wlotowej
<i>te</i>	– na krawędzi wylotowej
<i>m</i>	– w płaszczyźnie merydionalnej
<i>n</i>	– w kierunku normalnym
<i>opt</i>	– optymalny
<i>p</i>	– na powierzchni cisnącej
<i>p, pump</i>	– pompowanie
<i>pr</i>	– profil
<i>r</i>	– w kierunku promieniowym
<i>rel</i>	– wartość względna
<i>s</i>	– wartość izentropowa, na powierzchni ssącej, w kierunku stycznym
<i>sec</i>	– przepływ wtórny
<i>sector</i>	– dotyczący sektora zasilania
<i>T</i>	– turbulentny, parametry spiętrzenia
<i>th</i>	– wartość teoretyczna
<i>tip</i>	– przeciek
<i>u</i>	– w kierunku obwodowym
<i>w</i>	– na ścianie
<i>x</i>	– w kierunku osiowym
δ	– na granicy warstwy przyściennej
0	– na wlocie do palisady, na wlocie do stopnia
1	– na wylocie z palisady, na wylocie z kierownicy, w kierownicy, struga główna
2	– na wylocie z wirnika (stopnia), w wirniku, struga zmieszana
*	– parametry spiętrzenia
$\bar{f}, \tilde{f}$	– uśrednienie Reynoldsa, uśrednienie Favre’a
f', f''	– fluktuacje ($f = \bar{f} + f'$, $f = \tilde{f} + f''$)

Wprowadzenie

Turbiny należą do podstawowych maszyn służących do konwersji energii w energetyce, transporcie i innych gałęziach przemysłu. W układzie łopatkowym turbiny następuje zamiana entalpii przepływającego czynnika roboczego na pracę użyteczną. Podstawy teorii przepływu przez układy łopatkowe turbin z elementami konstrukcji turbin opisane są szeroko m.in. w książkach Perycza [1], Puzyrewskiego [2], Lewisa [3], Kosowskiego [4], Dixona i Halla [5] oraz Dicka [6].

Proces konwersji energii w turbinie odbywa się z określoną sprawnością, głównie z uwagi na straty energii mechanicznej w przepływie spowodowane zachodzącymi procesami dysypacyjnymi. O ile turbiny dużej mocy pracujące w energetyce zawodowej osiągają już bardzo wysokie sprawności, o tyle mniejsze turbiny o mocy do kilku MW, zarówno parowe, gazowe, jak i ORC, tak dużych sprawności jeszcze nie osiągają. Ich układy łopatkowe charakteryzują się relatywnie wysokimi stratami przepływowymi.

W latach pięćdziesiątych, sześćdziesiątych i siedemdziesiątych ubiegłego stulecia prowadzono badania modelowe zmierzające do ilościowego określenia poziomu strat w palisadach łopatkowych i całych stopniach turbinowych. Badania te pozwoliły na skatalogowanie profili wzorcowych i stopni bazowych dla celów projektowania układów łopatkowych turbin. W tym nurcie prac wyróżniają się opracowania Dejcza i Samojłowicza [7], Dejcza i in. [8] oraz Trojanowskiego [9]. Badania modelowe palisad profili i stopni turbinowych odegrały znaczną rolę w projektowaniu systemów łopatkowych.

Niemal równolegle rozwijano także metody wyznaczania sprawności stopni turbinowych oparte na superpozycji strat cząstkowych i założeniu addytywności poszczególnych składników strat. Metody te łączą w sobie wiedzę pochodzącą zarówno z ilościowych badań modelowych, jak i z badań teoretycznych i eksperymentalnych procesów dysypacyjnych towarzyszących ekspansji w turbinie. Z biegiem czasu powstawały coraz to bardziej ulepszone modele obliczeniowe strat przepływu w turbinach uogólniające i ekstrapolujące dane pochodzące z powyższych badań, m.in. Ainley'a i Mathiesona [10], Balje i Binsley'a [11], Craiga i Coxa [12], Aleksiejewej i Bojcovej [13], Szczegłajewa [14] oraz Traupla [15]. Szczególne znaczenie odegrały cztery ostatnie metody obliczania strat przepływowych w palisadzie turbinowej. Straty profilowe są tam wyznaczone w funkcji znacznej liczby parametrów, takich jak kąt napływu i wypływu strumienia, podziałka palisady, cięciwa profilu, grubość krawędzi spływowej, chropowatość powierzchni, liczba Macha i Reynoldsa. Poza wyrażeniami na straty profilowe, metody te zawierają wyrażenia na obliczanie strat brzegowych i pozaobwodowych. Z metod tych w dużej mierze korzystały systemy projektowania układów łopatkowych turbin oparte na jednowymiarowej teorii przepływu opracowane dla ówczesnego ZAMECHu w Instytucie Maszyn Przepływowych PAN

i na Politechnice Gdańskiej, które zostały opisane w pracach m.in. Gardzilewicz [16] i Kosowskiego [17].

Badania eksperymentalne i teoretyczne mechanizmów generacji strat w przepływie stały się fundamentalne dla nieustannego procesu podnoszenia sprawności przepływowej układów łopatkowych. Bez przesady można powiedzieć, że podnoszenie sprawności nie jest możliwe bez znajomości mechanizmów generacji strat w przepływie. Godne polecenia, a także inspirujące do dalszych badań procesów dysypacji energii w układach łopatkowych są prace przeglądowe Dentona [18,19], Gregory-Smitha [20], Sjolandera [21], a w literaturze polskiej prace Gundlacha [22], Elsnera [23] i Chmielniaka [24]. Badania w tej dziedzinie są nadal prowadzone, a dotyczy to także składników strat o tak podstawowym znaczeniu dla przepływu w turbinie, jak choćby straty profilowe i straty przepływów wtórnych i ubocznych, np. Muth i Niehuis [25], Yoon i in. [26], Bear i in. [27].

Dzięki rozwojowi numerycznej mechaniki płynów (ang. *Computational Fluid Dynamics* – CFD) i wzrostowi mocy obliczeniowej komputerów źródłem tej wiedzy mogą być także badania w oparciu o programy numeryczne rozwiązujące układ równań opisujących przepływ w geometrii trójwymiarowej. Najbardziej rozpowszechnione są solwery wykorzystujące metodę RANS polegającą na rozwiązaniu układu równań podstawowych mechaniki płynów (Navier-Stokesa) w uśrednieniu Reynoldsa (Favre’a). Do solwerów takich należą m.in. Ansys Fluent [28], Ansys CFX [29], FlowER [30], IPMFlow [31], Numeca Fine Turbo [32]. Programy te podlegają stałemu rozwojowi, uzupełnia się je m.in. o nowe modele turbulencji, dokładniejsze schematy numeryczne, dodatkowe równania stanu czynnika, nowe metody generacji siatki obliczeniowej, metody traktowania obszarów o różnej ruchomości, modele uwzględniające efekty przepływów ubocznych lub czynnika chłodzącego. Rozwijające się programy numeryczne wymagają nieustannej weryfikacji na materiale eksperymentalnym. W przypadku pozytywnej weryfikacji są one wartościowym narzędziem badawczym zjawisk przepływowych, zwłaszcza tych wspomnianych powyżej, a w wielu przypadkach zastępują kosztowną procedurę eksperymentu fizycznego.

W rozdziale 1 opisano podstawowe źródła strat przepływowych w układach łopatkowych turbin cieplnych. Zamieszczone tu rozważania dotyczą palisad i stopni turbin osiowych. Na wstępie przedstawiono układ równań podstawowych rządzących przepływem w turbinie oraz zebrano definicje sprawności przepływowej i strat w turbinie. Następnie przedstawiono klasyfikację strat przepływowych według mechanizmów generacji strat oraz z uwagi na miejsce występowania w turbinie. W sposób szczegółowy rozważano straty przepływu w warstwach przyściennych, przy krawędzi wylotowej łopatki, straty mieszania strug, straty fal uderzeniowych, straty przepływów wtórnych i przecieku nadłopatkowego lub nadbandażowego, strat niestacjonarności przepływu, zawilgocenia oraz zasilania częściowego. Przedstawiono rozwinięcie znanych z literatury przedmiotu metod teoretycznej oceny strat cząstkowych oraz zmieszczono podstawowe korelacje eksperymentalne służące do określenia strat cząstkowych.

Rozdział 2 zawiera opis modelu matematycznego przepływu czynnika lepkiego, ściśliwego w kanałach cieplnych maszyn wirnikowych opartego na układzie równań Navier-Stokesa w uśrednieniu Reynoldsa (Favre'a). Przedstawiono zagadnienia modelowania turbulencji dla domknięcia układu RANS (ang. *Reynolds Averaged Navier-Stokes*). Opisano także pokrótce możliwości zastosowania metody dużych wirów – LES (ang. *Large Eddy Simulation*) oraz metod hybrydowych RANS/LES. Określono równania stanu oraz przedstawiono zagadnienia związane z rozwiązaniem numerycznym przepływu w geometrii turbiny. Opisano wyniki weryfikacji zastosowanych modeli obliczeniowych na wybranych turbinach modelowych i rzeczywistych. Ukazano poziom zgodności w opisie zjawisk zachodzących w przepływie i w ocenie strat przepływowych pomiędzy wynikami obliczeń numerycznych i dostępnymi danymi eksperymentalnymi.

Rozdział 3 poświęcono badaniu mechanizmów strat przepływowych oraz ilościowej ocenie poziomu strat w układach łopatkowych osiowych turbin ciepłych z wykorzystaniem metod obliczeniowych numerycznej mechaniki płynów (CFD). W rozdziale tym wykorzystano wyniki prac własnych autora. Rozważano wpływ parametrów geometrycznych i przepływowych na straty przepływu w warstwach przyściennych, przy krawędzi wylotowej łopatki, w obszarach fal uderzeniowych, przepływów wtórnych, przecieku nadłopatkowego i nadbandażowego. Opisano wzajemne oddziaływanie przepływów wtórnych i ubocznych z przepływem głównym, efekty niestacjonarnego oddziaływania dwu- i trójwymiarowych śladów spływowych z wieńcami położonymi w dół przepływu oraz wpływ zasilania częściowego. W symulacjach numerycznych wykorzystywano układy łopatkowe stosowane w turbinach parowych oraz modele palisad i stopni turbin gazowych. Końcowa część rozdziału dedykowana jest przepływowi w palisadach i stopniach turbinowych wysoko obciążonych. Układy łopatkowe stopni wysoko obciążonych charakteryzują się większymi stratami w warstwach przyściennych, są także miejscem zwiększonej intensywności przepływów wtórnych i efektów niestacjonarnego oddziaływania spowodowanego transportem śladów spływowych przez obszar wieńca położonego w dół przepływu. To w przypadku właśnie stopni turbinowych wysoko obciążonych upatruje się największych możliwości poprawy sprawności przepływowej.

1. Źródła strat w przepływie przez układy łopatkowe turbin

1.1. Układ równań podstawowych opisujących przepływ w turbinie

Przyjmujemy, że właściwym matematycznym modelem turbulentnego przepływu gazu lepkiego w kanałach cieplnych maszyn wirnikowych jest układ równań Navier-Stokesa w wersji dla przepływu ściśliwego, np. Chmielniak [24], Puzyrewski [2]. Szczegółowe wyprowadzenia układu równań podstawowych mechaniki płynów można znaleźć w książkach m.in. Batchelora [33], Andersona i in. [34], Chmielniaka [35], Puzyrewskiego i Sawickiego [36], Hirscha [37]. Poniżej przedstawiono układ równań podstawowych w formie różniczkowej zapisany w notacji wskaźnikowej z zachowaniem umowy sumacyjnej, por. Wilcox [38], Tulapurkara [39]:

– równanie ciągłości

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (1)$$

– równanie zachowania pędu

$$\rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} = \rho \mathbf{f} - \nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}, \quad (2)$$

– równanie zachowania energii (tu w sformułowaniu dla entalpii całkowitej)

$$\rho \frac{dH}{dt} = \frac{\partial p}{\partial t} + \rho \mathbf{f} \cdot \mathbf{u} + \nabla \cdot (\boldsymbol{\tau} \mathbf{u}) - \nabla \cdot \mathbf{q}, \quad (3)$$

gdzie ρ oznacza gęstość, $\mathbf{u}$ – prędkość, p – ciśnienie, H – entalpię całkowitą

$$H = h + \mathbf{u}^2 / 2, \quad h = e + p / \rho, \quad (4)$$

przy czym h oznacza entalpię właściwą, e – energię wewnętrzną, $\mathbf{f}$ – gęstość sił masowych, $\boldsymbol{\tau}$ – tensor naprężeń lepkich, $\mathbf{q}$ – gęstość strumienia ciepła, t – czas.

Zakłada się, że gaz jest płynem niutonowskim, tzn. tensor naprężeń lepkich ma postać

$$\boldsymbol{\tau} = 2\mu \mathbf{S} - \frac{2}{3} \mu (\nabla \cdot \mathbf{u}) \mathbf{I}, \quad (5)$$

gdzie $\mathbf{I}$ jest tensorem jednostkowym, $\mathbf{S}$ – tensorem prędkości deformacji, tj. $2\mathbf{S} = \nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^*$, przy czym $*$ jest symbolem transpozycji tensora, a jako μ oznaczono lepkość dynamiczną. Pomija się przy tym wpływ lepkości objętościowej (dodatkowej).

Gęstość strumienia ciepła określa się na podstawie prawa Fouriera

$$\mathbf{q} = -\lambda \nabla T. \quad (6)$$

gdzie T oznacza temperaturę, λ – przewodność cieplną płynu $\lambda = c_p \mu / \text{Pr}$, przy czym c_p – ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu, a Pr jest liczbą Prandtla.

Należy także przyjąć odpowiednią postać sił masowych. W dziedzinie cieplnych maszyn wirnikowych szczególnego znaczenia nabierają siły działające w wirującym układzie współrzędnych, tj. siła Coriolisa i odśrodkowa

$$\mathbf{f} = \mathbf{f}_C + \mathbf{f}_r = -2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u} + \Omega^2 \mathbf{r}, \quad (7)$$

gdzie $\mathbf{r}$ jest promieniem wodzącym w płaszczyźnie prostopadłej do osi maszyny, $\boldsymbol{\Omega}$ jest wektorem prędkości kątowej obrotu wieńca łopatkowego, a $\mathbf{u}$ jest wówczas wektorem prędkości w układzie wirującym.

Do powyższych równań należy dołączyć równania wiążące funkcje termodynamiczne

$$p = p(T, \rho), \quad h = h(T, \rho). \quad (8)$$

Równaniami tymi mogą być równanie stanu gazu doskonałego

$$p = R\rho T, \quad (9)$$

gdzie R jest indywidualną stałą gazową ($R = c_p - c_v$), oraz równanie kaloryczne

$$de = c_v dT \quad \text{lub} \quad dh = c_p dT, \quad (10)$$

gdzie c_v oznacza ciepło właściwe przy stałej objętości.

Własności materiałowe płynu, tj. μ , λ , c_p , c_v , są w ogólności funkcjami temperatury i ciśnienia. Szczególnie istotna jest tu zależność od temperatury. Dla lepkości dynamicznej przyjmuje się zwykle zależność w formie wzoru Sutherlanda

$$\mu(T) = \frac{C_1 T^{3/2}}{T + C_2}, \quad (11)$$

przy czym $C_1 = 1,45 \cdot 10^{-6} \text{ kg/msK}^{-1/2}$, $C_2 = 110,5 \text{ K}$. Ciepła właściwe c_p i c_v zwykle także traktuje się jako funkcje temperatury. Często w praktyce obliczeniowej przyjmuje się jednak stałe wartości ciepł właściwych c_p i c_v (gaz termicznie i kalorycznie doskonały) odpowiednio wykalibrowane do równania stanu i zakresu parametrów termodynamicznych panujących w przepływie. Po określeniu funkcji opisujących własności materiałowe, tj. μ , λ , c_p , c_v , otrzymuje się kompletny układ równań różniczkowych, który należy uzupełnić odpowiednimi warunkami początkowymi i brzegowymi.

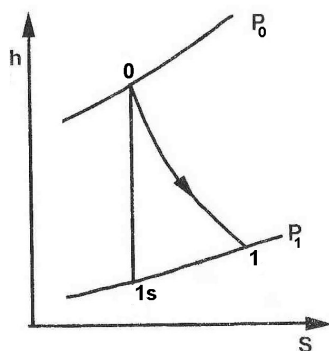
1.2. Określenie sprawności przepływu w układzie łopatkowym turbiny. Definicje strat

Na rys. 3 przedstawiono uproszczony schemat ekspansji w turbinie we współrzędnych entropia – entalpia z pominięciem energii wlotowej i wylotowej. Sprawność przepływową układu łopatkowego η w przepływie adiabatycznym bez wymiany ciepła z otoczeniem (tzw. sprawność izentropową) definiuje się jako spadek entalpii rzeczywistej odniesiony do teoretycznego spadku entalpii w przemianie izentropowej odpowiadającej temu samemu spadkowi ciśnienia, np. Puzyrewski [2]

$$\eta = \frac{h_0 - h_1}{h_0 - h_{1s}}, \quad (12)$$

natomiast współczynnik strat przepływowych ξ , tzw. współczynnik strat entalpii, określa się wzorem

$$\xi = \frac{h_1 - h_{1s}}{h_0 - h_{1s}}. \quad (13)$$



Rys. 3. Uproszczony schemat ekspansji w turbinie

Wzory (12) i (13) pozostają w ścisłej relacji do siebie, tzn. $\eta = 1 - \xi$. W powyższych wzorach i na rys. 3 przyjęto oznaczenia: h – entalpia, s – entropia, p – ciśnienie, 0 – wartości na wlocie, 1 – wartości na wylocie, 1s – wartości izentropowe odpowiadające ciśnieniu na wylocie.

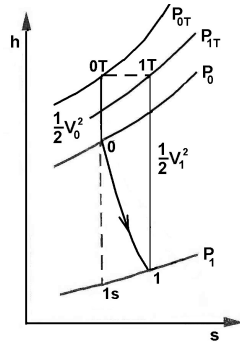
Z uwagi na fakt, że nachylenie linii stałego ciśnienia na wykresie $h - s$ odpowiada lokalnej wartości temperatury statycznej, współczynnik strat przepływu przedstawia się często w ujęciu entropowym w postaci

$$\xi_s = \frac{T_1(s_1 - s_0)}{h_0 - h_1 + T_1(s_1 - s_0)}, \quad (14)$$

gdzie T_1 oznacza temperaturę wylotową, a sprawność przepływu η można wyrazić wzorem

$$\eta \approx \frac{h_0 - h_1}{h_0 - h_1 + T_1(s_1 - s_0)}. \quad (15)$$

Jak podaje Denton [18] różnica pomiędzy współczynnikiem strat w ujęciu entalpowym i entropowym, którą można przedstawić zależnością $\xi_s - \xi = 0,25(\kappa - 1) \text{Ma}^2 \xi \xi_s$, jest zwykle pomijalna w zakresie poddźwiękowym, gdzie jest wielkością rzędu 10^{-4} lub 10^{-3} (Ma – liczba Macha, κ – wykładnik adiabaty).



Rys. 4. Schemat ekspansji w izolowanej palisadzie turbinowej

Warto przy okazji zwrócić uwagę na inne sposoby określania strat przepływowych, typowe w przypadku izolowanej palisady turbinowej, z których korzystano w niniejszej pracy. Często stosowany jest współczynnik strat ciśnienia całkowitego Y (rys. 4) w formie

$$Y = \frac{p_{0T} - p_{1T}}{p_{0T} - p_1} \quad (16)$$

lub

$$Y^* = \frac{p_{0T} - p_{1T}}{p_{1T} - p_1}, \quad (17)$$

gdzie dodatkowy indeks T oznacza wartości całkowite. Definicje te są popularne z uwagi na fakt, że współczynnik strat ciśnienia całkowitego jest łatwy do wyznaczenia na bazie wyników pomiarów.

Jako miarę strat w palisadzie stosuje się także współczynnik strat energii kinetycznej

$$\xi_e = 1 - \frac{v_1^2}{v_{1s}^2}, \quad (18)$$

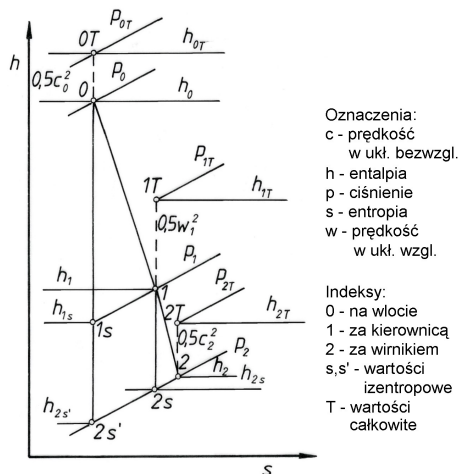
gdzie v_1 oznacza prędkość na wylocie, v_{1s} jest prędkością izentropową $v_{1s} = [2(h_{0T} - h_{1s})]^{1/2}$. Jak widać, w określeniu współczynnika strat ciśnienia cał-

kowitego i energii kinetycznej nie można już pominąć prędkości wlotowej, ani wylotowej. W przepływie nieściśliwym, przedstawione formy współczynnika strat przepływu wyrażone wzorami (13), (14), (16) i (18) są równoważne.

Podstawowe definicje strat w poszczególnych wieńcach i w stopniu turbinowym w ujęciu entalpowym, z których korzystano w trakcie analizy wyników obliczeń przedstawionej w niniejszej pracy zebrano w Tab. 1. W odczytaniu tych definicji pomocny jest schemat ekspansji w stopniu turbiny zamieszczony na rys. 5.

Straty w kierownicy	$\xi_1 = \frac{h_1 - h_{1s}}{h_{0T} - h_{1s}}$
Straty w wirniku	$\xi_2 = \frac{h_2 - h_{2s}}{h_{1T} - h_{2s}}$
Straty w stopniu bez uwzględnienia energii wylotowej	$\xi_{12} = \frac{h_2 - h_{2s'}}{h_{0T} - h_{2s'}}$
Straty w stopniu z uwzględnieniem energii wylotowej	$\xi_{12c} = \frac{h_{2T} - h_{2s'}}{h_{0T} - h_{2s'}}$
Reakcyjność stopnia	$\rho = \frac{h_1 - h_{2s}}{h_{0T} - h_{2s'}}$

Tab. 1. Definicje strat w wieńcach i stopniu oraz reakcyjności



Rys. 5. Schemat ekspansji w stopniu turbiny

1.3. Klasyfikacja strat przepływowych

Definicja współczynnika strat wyrażona wzorem (14) ukazuje znaczenie produkcji entropii w procesie ekspansji w turbinie. Źródłami produkcji entropii są dysypacja energii mechanicznej w płynie lepkiem w niejednorodnym polu prędkości i w obszarach mieszania strumieni, dysypacja energii cieplnej w płynie przewodzącym ciepło w niejednorodnym polu temperatur i w procesach wymiany ciepła oraz produkcja entropii w procesach nierównowagowych, takich jak fala uderzeniowa czy przemiana fazowa, Denton [18]. Z uwagi na miejsce generacji strat w turbinie do podstawowych składników strat zalicza się:

- straty profilowe,
- straty brzegowe,
- straty przepływów ubocznych (nieszczelności), zwane też stratami pozaobwodowymi,
- straty energii wylotowej.

W ramach **strat profilowych** wyodrębnia się (np. Denton [18], Elsner [23]) następujące składniki:

- straty tarcia w warstwach przyściennych na profilu;
- straty krawędziowe, które przy krawędzi wylotowej są m.in. stratami mieszania strumienia głównego z warstwą przyścienną unoszoną do przepływu głównego i z obszarem zastoju za krawędzią wylotową – określa się je też jako straty śladu spływowego;
- straty oderwania, które są stratami mieszania strumienia głównego z warstwami wirowymi oddzielającymi go od obszaru zastoju (oderwania) i z samym obszarem zastoju – rozważa się je często w kontekście strat krawędziowych, jako że najczęstszym miejscem oderwania jest tylna część powierzchni ssącej przy krawędzi wylotowej.

W systemach projektowania układów łopatkowych straty profilowe koryguje się ze względu na:

- straty związane z poziomem turbulencji wlotowej oraz niestacjonarnością przepływu, np. z powodu oddziaływania kierownica – wirnik, Elsner [23];
- straty chropowatości powierzchni łopatek, Traupel [15].

Straty profilowe często rozumiane są także jako straty dwuwymiarowego przepływu przez palisadę profili w pewnej odległości od ograniczeń zewnętrznych. W związku z tym wymienione powyżej składniki strat uzupełnia się o:

- straty fal uderzeniowych w przepływach naddźwiękowych, Denton [18];
- straty zawilgocenia (turbiny parowe), na które składają się straty w obszarze pary mokrej związane z obecnością kropel i filmów cieczowych, straty przechłodzenia oraz straty na fali kondensacji, Gyarmathy [40], Moore i Sieverding [41].

Na **straty brzegowe** składają się:

- straty tarcia w warstwach przyściennych przy ograniczeniach zewnętrznych oraz
- straty przepływów wtórnych, w tym straty mieszania przepływów wtórnych z przepływem głównym, Elsner [23].

Straty profilowe i brzegowe składają się na tzw. straty obwodowe, które w systemach projektowania układów łopatkowych korygowane są ze względu na (Traupel [15], Kosowski [17]):

- straty wachlarzowości, czyli dodatkowe straty przepływowe występujące w palisadzie pierścieniowej w porównaniu ze stratami, jakie mają miejsce w palisadzie płaskiej (dotyczy to systemów opartych na wynikach badań modelowych płaskich palisad profili);
- straty związane z przekryciami oraz ze zmianą kształtu ograniczeń zewnętrznych kanału;
- straty związane z szerokością szczelin osiowych pomiędzy wieńcami;
- straty związane z obecnością drutów usztywniających lub tłumiących.

Do podstawowych czynników **strat pozaobwodowych** zalicza się (Traupel [15], Kosowski [17]):

- straty przecieków nadłopatkowych, które z jednej strony stanowią straty mocy z tytułu nie oddania przez przeciek pracy wirnikowi, z drugiej zaś strony objawiają się jako straty tarcia i mieszania w szczelinie nadłopatkowej lub w uszczelnieniach labiryntowych ponad bandażem oraz straty mieszania w kanale międzyłopatkowym po powrocie przecieku do przepływu głównego;
- straty przecieków podłopatkowych, na które składają się straty tarcia i mieszania w szczelinie pod łopatką kierowniczą lub w dławnicach wewnętrznych, straty tarcia przepływów przytarczowych i przez otwory odciążające (stopień o budowie tarczowej), oraz straty mieszania w kanale międzyłopatkowym po powrocie przecieku do przepływu głównego.

Do **innych czynników strat przepływowych** można zaliczyć:

- straty w kanałach dolotowych i w dyfuzorze wylotowym;
- straty częściowego zasilania związane z zasilaniem na części obwodu;
- straty chłodzenia powierzchni roboczych strumieniami chłodzącymi. Straty te objawiają się głównie jako straty mieszania przepływu głównego z czynnikiem chłodzącym;
- straty związane z wymianą ciepła z otoczeniem.

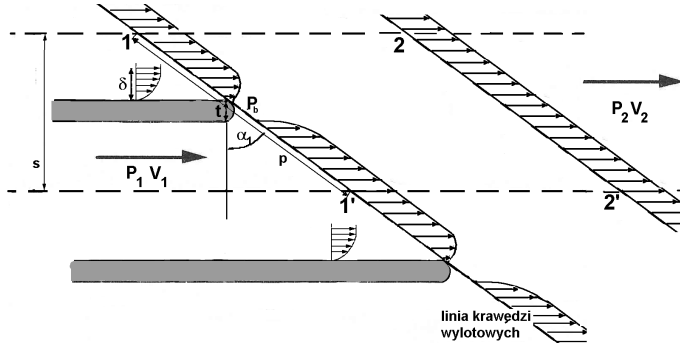
W turbinach dużej mocy pracujących w stanach ustalonych zakłada zwykle się, że przepływ jest adiabatyczny, tzn. można pominąć wymianę ciepła z otoczeniem. Założenie to przestaje być słuszne w stanach nieustalonych oraz w przypadku małych turbin o dużym stosunku powierzchni ograniczających do powierzchni roboczych. Wymiana ciepła z otoczeniem jest niekorzystna z punktu widzenia sprawności turbiny. Ciepło oddane otoczeniu obniża moc turbiny.

1.4. Straty profilowe

Warstwa przyścienna na profilu oraz ślad spływowy za krawędzią wylotową są miejscem znacznych zmian prędkości oraz naprężeń lepkich w płynie. W warstwie przyściennej największe naprężenia styczne występują tuż przy opływanej powierzchni. W związku z tym produkcja entropii skoncentrowana jest głównie w wewnętrznej części warstwy przyściennej. W przypadku turbulentnej warstwy przyściennej, duża część produkcji entropii ma miejsce w podwarstwie lepkiej oraz w obszarze wykładniczym, Denton [18], Pope [42]. W ogólności, niezwykle trudno jest wyznaczyć lokalnie wartość produkcji entropii w warstwie przyściennej i w obszarze mieszania śladu spływowego z przepływem głównym. Niektóre z procesów mieszania występujących w turbinach można jednakże oszacować globalnie z pomocą bilansu masy, pędu i energii w obszarze mieszania zakładając, że w rezultacie zmieszania otrzymuje się po pewnym czasie w pewnym przekroju na powrót przepływ jednorodny. Metody teoretycznego oszacowania poziomu strat w dwuwymiarowej warstwie przyściennej oraz strat krawędziowych w przepływie nieściśliwym lub ściśliwym, przedstawione w pracach Schlichtinga i Scholza [43], Stewarta [44], Liebleina i Roudebusha [45], Chmielniaka [24] i Dentona [18], pozwalają na wyznaczenie strat w funkcji wielkości całkowitych charakteryzujących warstwę przyścienną oraz parametrów geometrycznych palisady. Metody te różnią się między sobą przyjętymi założeniami upraszczającymi, w rezultacie czego można otrzymać różne wyrażenia końcowe.

Dla przypadku płynu nieściśliwego, stosunkowo łatwo otrzymać można proste w interpretacji wyrażenia opisujące straty w warstwie przyściennej na profilu oraz straty krawędziowe. Na rys. 6 przedstawiono uproszczony obraz przepływu w palisadzie w okolicy krawędzi wylotowych profili. Wprowadzono przy tym następujące oznaczenia: p_0 – ciśnienie statyczne na wlocie do palisady, v_0 – prędkość strumienia na wlocie do palisady, p_1 – ciśnienie statyczne w kanale przy krawędzi wylotowej, v_1 – prędkość strumienia niezaburzonego warstwą przyścienną przy krawędzi wylotowej, p_b – ciśnienie statyczne w obszarze zastój za krawędzią wylotową, p_2 – ciśnienie statyczne za palisadą, v_2 – prędkość strumienia zmieszanego za palisadą (przyjmuje się, że prędkość wylotowa z palisady i prędkość strugi zmieszanej mają kierunek styczny do profilu), p – podziałka palisady, s – szerokość kanału ($s = p \cos \alpha_1$), α_1 – kąt wylotowy (mierzony od prostopadłej do frontu palisady, tj. wg notacji anglo-amerykańskiej), t – grubość profilu na krawędzi wylotowej, δ – grubość warstwy przyściennej, δ^* – grubość straty wydatku, δ^{**} – grubość straty pędu, δ^{***} – grubość straty energii w warstwie przyściennej. Przyjmuje się, że parametry całkowite warstwy przyściennej stanowią sumę wartości z obu powierzchni profilu. Są one określone wzorami:

$$\delta^* = \int_0^\delta \left(1 - \frac{v}{v_1}\right) dy, \quad \delta^{**} = \int_0^\delta \frac{v}{v_1} \left(1 - \frac{v}{v_1}\right) dy, \quad \delta^{***} = \int_0^\delta \frac{v}{v_1} \left(1 - \frac{v^2}{v_1^2}\right) dy. \quad (19)$$



Rys. 6. Schemat przepływu w palisadzie w okolicy krawędzi wylotowych

Straty w warstwie przyściennej na profilu

Dla oszacowania strat w warstwie przyściennej można wyznaczyć średnią zmianę ciśnienia całkowitego pomiędzy przekrojem wlotowym a przekrojem 1-1' przy krawędzi wylotowej

$$p_{0T} - p_{1T} = p_0 - p_1 + \frac{1}{2} \rho v_0^2 - \overline{\frac{1}{2} \rho v^2}^{1-1'} \quad (20)$$

Stosując uśrednienie masowe dla ciśnienia dynamicznego w przekroju 1-1' (ostatni czynnik w równaniu (20)) i wykorzystując równania (19) otrzymuje się

$$\begin{aligned} -\overline{\frac{1}{2} \rho v^2}^{1-1'} &= -\frac{1}{2} \rho \frac{\int_{1-1'} v^2 \cos \alpha_1 dy}{\int_{1-1'} v \cos \alpha_1 dy} = \\ &= -\frac{1}{2} \rho v_1^2 \frac{\int_0^s \frac{v^2}{v_1^2} \frac{v}{v_1} dy}{\int_0^s \frac{v}{v_1} dy} = -\frac{1}{2} \rho v_1^2 \frac{\int_0^s \frac{v}{v_1} dy - \int_0^s \frac{v}{v_1} \left(1 - \frac{v^2}{v_1^2}\right) dy}{\int_0^s \frac{v}{v_1} dy} = \\ &= -\frac{1}{2} \rho v_1^2 + \frac{1}{2} \rho v_1^2 \frac{\int_0^s \frac{v}{v_1} \left(1 - \frac{v^2}{v_1^2}\right) dy}{s - t - \int_0^s \left(1 - \frac{v}{v_1}\right) dy} = -\frac{1}{2} \rho v_1^2 + \frac{1}{2} \rho v_1^2 \frac{\delta^{***}}{(s - t - \delta^*)}. \end{aligned} \quad (21)$$

Przyjęcie założenia, że w obszarze poza warstwą przyścienną przepływ odbywa się bez strat, tzn. $p_0 - p_1 + \frac{1}{2} \rho v_0^2 - \frac{1}{2} \rho v_1^2 = 0$, prowadzi do następującego wy-

rażenia na średnią zmianę ciśnienia całkowitego pomiędzy przekrojem wlotowym a przekrojem 1-1'

$$p_{0T} - p_{1T} = \frac{1}{2} \rho v_1^2 \frac{\delta^{***}}{(s-t-\delta^*)}, \quad (22)$$

skąd współczynnik strat ciśnienia całkowitego w warstwie przyściennej odniesiony do prędkości v_1 (prędkość ta nosi charakter prędkości izentropowej dla przepływu bez strat poza warstwą przyścienną) przyjmuje postać

$$Y_{bl} = \frac{p_{0T} - p_{1T}}{\frac{1}{2} \rho v_1^2} = \frac{\delta^{***}}{(s-t-\delta^*)}. \quad (23)$$

Wyrażenie (23) na stratę w warstwie przyściennej do krawędzi wylotowej wyprowadzone jako strata energii kinetycznej można znaleźć w pracy Stewarta [44].

Straty krawędziowe

Dla oceny strat krawędziowych można skorzystać z bilansu masy i pędu w obszarze 1-1'-2'-2-1. W bilansie tym należy uwzględnić spadek ciśnienia w obszarze zastoju za krawędzią wylotową, tzw. spadek ciśnienia bazowego. Efekt ten jest szczególnie ważny w przepływie transonicznym, gdzie ciśnienie statyczne za krawędzią wylotową p_b jest znacznie niższe niż w strumieniu głównym, Denton [18]. Przyjmuje się, że przepływ jest periodyczny i styczny do linii 1-2 oraz 1'-2' (przepływ jest nieściśliwy). Równanie zachowania masy po krótkich przekształceniach z wykorzystaniem zależności (19) przyjmuje postać

$$\rho \int_{1-1'} v \cos \alpha_1 dy = \rho v_1 \int_0^s \frac{v}{v_1} dy = \rho v_1 (s-t-\delta^*) = \rho v_2 s. \quad (24)$$

Podobnie równanie zachowania pędu w kierunku 1-2 lub 1'-2' po krótkich przekształceniach z wykorzystaniem równań (19) można zapisać jako:

$$\begin{aligned} p_1 \left(p - \frac{t}{\cos \alpha_1} \right) \cos \alpha_1 + p_b \frac{t}{\cos \alpha_1} \cos \alpha_1 + \rho \int_{1-1'} v v \cos \alpha_1 dy &= \\ &= p_1 (s-t) + p_b t + \rho v_1^2 \int_0^s \frac{v^2}{v_1^2} dy = \\ &= p_1 s + (p_b - p_1) t + \rho v_1^2 \left[s-t - \int_0^s \left(1 - \frac{v}{v_1} \right) dy - \int_0^s \frac{v}{v_1} \left(1 - \frac{v}{v_1} \right) dy \right] = \\ &= p_1 s + (p_b - p_1) t + \rho v_1^2 (s-t-\delta^*-\delta^{**}) = p_2 s + \rho v_2^2 s \end{aligned} \quad (25)$$

Zmianę ciśnienia całkowitego pomiędzy strumieniem w kanale przy krawędzi wylotowej (w uśrednieniu masowym), a strumieniem zmieszonym możemy wyznaczyć korzystając z równań (25) i (21) oraz eliminując v_2 z wykorzystaniem równania (24)

$$\begin{aligned}
 p_{1T} - p_{2T} &= p_1 - p_2 + \frac{1}{2} \overline{\rho v^2}^{1-1'} - \frac{1}{2} \rho v_2^2 = \\
 &= \rho v_2^2 - (p_b - p_1) \frac{t}{s} - \rho v_1^2 \frac{(s-t-\delta^*-\delta^{**})}{s} + \frac{1}{2} \rho v_1^2 - \frac{1}{2} \rho v_1^2 \frac{\delta^{***}}{(s-t-\delta^*)} - \frac{1}{2} \rho v_2^2 = \\
 &= -(p_b - p_1) \frac{t}{s} + \frac{1}{2} \rho v_1^2 \frac{(-s+2t+2\delta^*+2\delta^{**})}{s} - \frac{1}{2} \rho v_1^2 \frac{\delta^{***}}{(s-t-\delta^*)} + \frac{1}{2} \rho v_1^2 \frac{(s-t-\delta^*)^2}{s^2} = \\
 &= -(p_b - p_1) \frac{t}{s} + \frac{1}{2} \rho v_1^2 \frac{(t+\delta^*)^2}{s^2} + \frac{1}{2} \rho v_1^2 \frac{2\delta^{**}}{s} - \frac{1}{2} \rho v_1^2 \frac{\delta^{***}}{(s-t-\delta^*)}.
 \end{aligned} \tag{26}$$

W związku z powyższym, współczynnik strat ciśnienia całkowitego w obszarze zakrawędziowym (odniesiony do prędkości v_1) oraz współczynnik strat ciśnienia całkowitego odpowiadający całkowitej stracie profilowej, jako wysumowanej stracie w warstwie przyścienniej na profilu oraz stracie krawędziowej, przyjmują postaci

$$Y_{te} = \frac{p_{1T} - p_{2T}}{\frac{1}{2} \rho v_1^2} = -C_{pb} \frac{t}{s} + \left(\frac{t+\delta^*}{s} \right)^2 + \frac{2\delta^{**}}{s} - \frac{\delta^{***}}{(s-t-\delta^*)}, \tag{27}$$

$$Y_{pr} = Y_{bl} + Y_{te} = \frac{p_{0T} - p_{2T}}{\frac{1}{2} \rho v_1^2} = -C_{pb} \frac{t}{s} + \left(\frac{t+\delta^*}{s} \right)^2 + \frac{2\delta^{**}}{s}, \tag{28}$$

przy czym współczynnik ciśnienia statycznego $C_{pb} = (p_b - p_1)/(0,5\rho v_1^2)$.

Z wyrażeń (27) i (28) wynika, że strata profilowa rośnie wraz z malejącą podziałką i rosnącym kątem wypływu ($s = p \cos \alpha_1$); jest więc większa dla palisad gęstych i mocno odchylających.

Człony występujące po prawej stronie wzoru (28) mają prostą interpretację fizyczną. Pierwszy człon opisuje straty przepływu związane ze spadkiem ciśnienia statycznego za krawędzią wylotową. Drugi człon opisuje straty zablokowania przepływu krawędzią wylotową o skończonej grubości powiększonej o część grubości warstwy przyścienniej odpowiadającej straconemu wydatkowi masowemu. Trzeci człon to strata związana z warstwą przyścienną przy zerowej grubości krawędzi wylotowej. Obejmuje zarówno stratę na profilu do krawędzi wylotowej, jak i w obszarze mieszania za krawędzią wylotową. Wzór na stratę profilową (28) można znaleźć w pracy Dentona [18].

Wyrażenia wyprowadzone w pracach Schlichtinga i Scholza [43], Stewarta [44], Liebleina i Roudebusha [45] uwzględniają zmianę kierunku wypływu z pa-

lisady podczas procesu mieszania za krawędzią wylotową, lecz nie uwzględniają spadku ciśnienia bazowego za krawędzią wylotową. W pracach [43] i [44] uwzględniono także efekty ściśliwości. Otrzymane wyrażenia są bardziej złożone i trudniejsze w interpretacji.

Współczynnik strat profilowych podstawowych

Przy zerowej grubości krawędzi wylotowej, całkowita strata profilowa związana z warstwą przyścienną jest proporcjonalna do grubości straty pędu w warstwie przyściennej na krawędzi wylotowej i wynosi $Y_{pr} \approx 2\delta^{**}/s$, z czego strata do krawędzi wynosi $Y_{bl} \approx \delta^{***}/s$ i jest proporcjonalna do grubości straty energii mierzonej w przekroju wylotowym. Dla liczbowej oceny strat przepływu należy znać wartości powyższych parametrów warstwy przyściennej. Można próbować je pozyskać na drodze korelacji danych eksperymentalnych lub teoretycznie, co nie jest wcale sprawą łatwą. Parametry całkowite warstwy przyściennej zależą od szczegółowego rozkładu prędkości w warstwie, na który składa się wiele czynników – wymienimy tu chociażby kierunek napływu na palisadę, poziom turbulencji na wlocie, chropowatość powierzchni, położenie punktu przejścia laminarno-turbulentnego, efekty niestacjonarne, jak np. oddziaływanie śladów spływowych z poprzednich wieńców z warstwą przyścienną, gradient ciśnienia wzdłuż warstwy, i inne. Dla laminarnej warstwy przyściennej o parabolicznym profilu prędkości stosunek $2\delta^{**}/\delta^{***}$ można oszacować na poziomie nieco powyżej 1,25, dla warstwy turbulentnej typową wartością jest 1,20 (oszacowania te poczyniono na podstawie informacji zawartych w pracach Schlichtinga [46], Puzyrewskiego i Sawickiego [36]). Wynika stąd, że straty w procesie mieszania spływającej warstwy przyściennej z przepływem głównym, tj. straty krawędziowe przy zerowej grubości krawędzi wylotowej, stanowią jedynie $1/5 \div 1/4$ strat w warstwie przyściennej do krawędzi wylotowej.

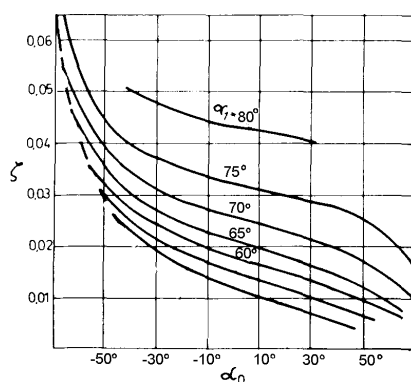
Sytuacja zerowej grubości krawędzi wylotowej jest oczywiście sytuacją niefizyczną. Tak określone straty krawędziowe muszą być korygowane ze względu na grubość krawędzi wylotowej. Traupel [15] określa współczynnik strat profilowych jako sumę współczynnika strat profilowych podstawowych ζ_{bas} (przy zerowej grubości krawędzi spływu i przy optymalnym stosunku podziałka/cięciwa) oraz współczynnika strat krawędziowych ζ_{te} (będącego korektą na skończoną grubość krawędzi spływu)

$$\zeta_{pr} = \chi_{Re,k} \chi_{Ma} \zeta_{bas} + \zeta_{te} \quad (29)$$

Funkcje $\chi_{Re,k}$ oraz χ_{Ma} są współczynnikami korekcyjnymi uwzględniającymi wpływ liczby Reynoldsa i chropowatości względnej oraz liczby Macha na wartość współczynnika strat profilowych podstawowych. Dla palisad dodzwiekowych przyjmuje się, że $\chi_{Ma} = 1$. Znaczący wzrost wartości współczynnika χ_{Ma} obserwuje się dla $Ma > 1,2$. Przyjmuje się tu także, że $\chi_{Re,k} = 1$, o ile chropowatość względna powierzchni profilu $k < 2 \cdot 10^{-4}$, a liczba Reynoldsa $Re > 2 \cdot 10^5$ (obszar przejściowy i turbulentny). Diagram korelacji wskazuje, że w obszarze

przepływu turbulentnego współczynnik $\chi_{Re,k}$ rośnie ze wzrostem chropowatości i spadkiem liczby Reynoldsa i osiąga wartość 3,5 przy wzroście chropowatości względnej i spadku liczby Reynoldsa o jeden rząd wielkości. Tego typu oszacowania są dość zgrubne, nie uwzględniają choćby wpływu chropowatości na przesunięcie punktu przejścia laminarno-turbulentnego. Dla przypadku niskich liczb Reynoldsa chropowatość powoduje przesunięcie punktu oderwania w dół przepływu i redukcję zasięgu obszaru oderwania, Bons [47], Vazquez i Torre [48], Simens i Gungor [49].

Na rys. 7 przedstawiono zmianę współczynnika strat profilowych podstawowych w palisadzie przy optymalnym stosunku podziałka/cięciwa w funkcji kąta wlotowego i wylotowego wg Traupla [15]. Zauważmy, że dla typowych kombinacji kąta wlotowego i wylotowego poddźwiękowej palisady kierowniczej w stopniu akcyjnym, np. z profilami typu PŁK, tj. przy $\alpha_0 \in (-10^\circ, +10^\circ)$, $\alpha_1 \in (75^\circ, 80^\circ)$, przy czym kąty zdefiniowane są względem osi prostopadłej do czoła palisady, współczynnik strat profilowych podstawowych przy optymalnym stosunku podziałka/cięciwa zmienia się w granicach 3,3÷4,3%. Z kolei dla typowej poddźwiękowej palisady wirnikowej w stopniu akcyjnym z profilami R2, tj. przy $\alpha_0 \in (-70^\circ, -60^\circ)$, $\alpha_1 \in (70^\circ, 75^\circ)$, współczynnik strat profilowych podstawowych przy optymalnym stosunku podziałka/cięciwa w korelacji Traupla zmienia się między 4,5÷6,5%.



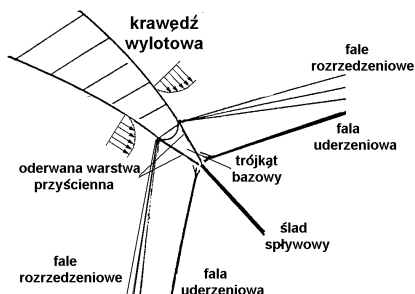
Rys. 7. Współczynnik strat profilowych podstawowych (Traupel [15], Kosowski [17])

Straty krawędziowe – c.d.

Przepływ poddźwiękowy. Jak wynika ze wzorów (27) i (28), straty krawędziowe i profilowe zależą także od grubości krawędzi wylotowej. Ze wzrostem grubości krawędzi wylotowej następuje wzrost wartości pierwszych dwóch składników wzorów. Przy typowej względnej grubości krawędzi wylotowej łopatek palisad dodźwiękowych t/s na poziomie 0,05 (bez chłodzenia z udziałem krawędzi wylotowych), znaczniejszy okazuje się wpływ pierwszego czynnika, gdyż poziom strat jest tam proporcjonalny do względnej grubości krawędzi wy-

lotowej, podczas gdy w drugim członie występuje kwadrat tej wielkości. Wartość współczynnika C_{pb} zależy od grubości krawędzi wylotowej, jej kształtu, a także od stanu warstwy przyściennej. Jak podaje Denton [18], typowa wartość tego współczynnika dla palisad poddźwiękowych to wartość ujemna na poziomie $-0,2$. Przyjmując jako wartości parametrów całkowitych warstwy przyściennej ułamki grubości warstwy (Schlichting [46], Puzyrewski i Sawicki [36]), wartość współczynnika strat krawędziowych w palisadach dodźwiękowych można oszacować w granicach $1,25 \div 1,5\%$. Według Dentona [18], całkowita strata profilowa w typowym stopniu niskoobciążonym części wysokoprężnej o sprawności przepływu 90% stanowi zwykle ok. $1/3$ ogólnego poziomu strat i waha się od 3,5 do 4,0%.

Przepływ naddźwiękowy. Straty krawędziowe są znacznie wyższe i mogą stanowić znaczny wkład do sumarycznej straty w palisadzie w przypadku przepływu okołodźwiękowego lub naddźwiękowego w obszarze krawędzi wylotowej, Boschaerts i in. [50], Xu i Denton [51]. Dzieje się tak po pierwsze dzięki znacznej grubości krawędzi wylotowych łopatek transonicznych (są one ze względów konstrukcyjnych znacznie grubsze niż krawędzie wylotowe typowych łopatek dodźwiękowych) oraz dzięki znacznej różnicy ciśnień w przepływie głównym i za krawędzią wylotową. Szczególnie przepływ naddźwiękowy w okolicy krawędzi spływu ma bardzo złożony charakter. Model struktury takiego przepływu pokazano w pracach Sieverdinga i in. [52] oraz Dentona i Xu [53], rys. 8. Niskie ciśnienie obserwuje się w tzw. trójkącie bazowym ograniczonym krawędzią spływu i warstwami ścinającymi pochodzącymi ze spływającej warstwy przyściennej. Obszar tych warstw ścinających jest wówczas miejscem występowania szczególnie dużych naprężeń, jako że prędkość zmienia się tam od pewnej małej wartości bliskiej zera wewnątrz trójkąta do prędkości naddźwiękowej po drugiej stronie warstwy ścinającej. Naroża trójkąta bazowego przylegające do krawędzi spływu są punktami zaczepienia układu fal rozrzedzeniowych. Trzeci wolny wierzchołek jest punktem zaczepienia fali uderzeniowej. Obszary fal rozrzedzeniowych i fali uderzeniowej są kolejnymi miejscami występowania dużych naprężeń w płynie. Trudno jest jednak ocenić ilościowo straty krawędziowe w przepływie naddźwiękowym metodami prostej algebry.

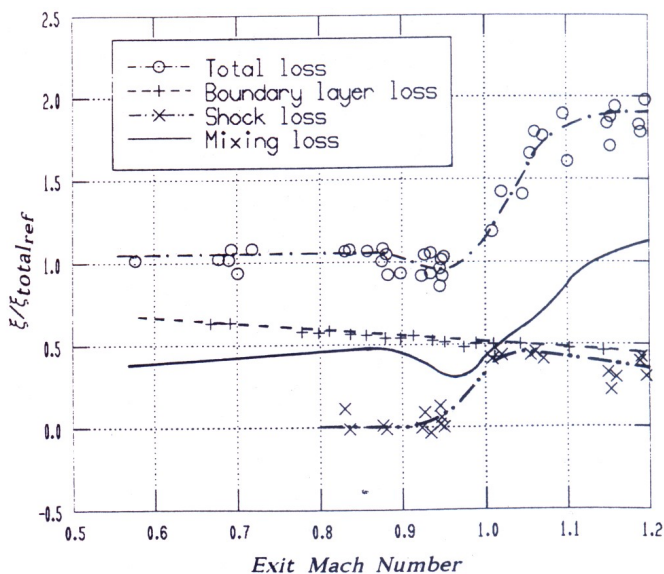


Rys. 8. Struktura przepływu naddźwiękowego przy krawędzi wylotowej ($Ma_{ex} > 1$)

Korelacja empiryczna spadku ciśnienia w trójkącie bazowym za krawędzią wylotową, którą można znaleźć w pracy Boschaerts i in. [50], uzmiennia wartość ciśnienia bazowego jako funkcję ciśnienia za palisadą, kąta rozwarcia trójkąta bazowego przy trzecim wolnym wierzchołku oraz krzywizny powierzchni ssącej profilu poniżej najmniejszego przekroju kanału. W pracy Mee i in. [54] przedstawiono pomierzone zmiany całkowitej straty profilowej w palisadzie liniowej oraz jej poszczególnych składników w funkcji liczby Macha na wylocie z palisady, rys. 9. Na rysunku tym „boundary layer loss” to straty warstwy przyściennej do krawędzi wylotowej, a „shock loss” wyraża straty w przepływie poza warstwą przyścienną spowodowane obecnością fali uderzeniowej w górę przepływu od krawędzi wylotowej. Natomiast „mixing loss” wyraża straty krawędziowe, obejmujące straty mieszania za krawędzią wylotową łącznie ze stratami fal uderzeniowych występujących w dół przepływu od krawędzi wylotowej (na rys. 8 zaczepionych w trzecim wierzchołku trójkąta bazowego). Straty krawędziowe otrzymano tu po odjęciu dwóch poprzednio wymienionych składników strat od całkowitej straty profilowej. Jak widać z rys. 9 całkowita strata profilowa nie zmienia się w obszarze poddźwiękowym, spada około $Ma_{ex} = 0,9$, po czym systematycznie rośnie niemal podwajając swą wartość przy $Ma_{ex} = 1,2$ w porównaniu do obszaru poddźwiękowego. Strata w warstwie przyściennej na profilu odnotowuje stały, choć nieznaczny spadek wraz ze wzrostem liczby Macha. Straty związane z falą uderzeniową w górę przepływu od krawędzi wylotowej wzrastają od wartości zerowej przy $Ma_{ex} = 0,9$ do około 1/3 poziomu całkowitej straty profilowej przy $Ma_{ex} = 1,05$, po czym odnotowują nieznaczny spadek wraz z dalszym wzrostem liczby Macha. Tak więc zmniejsza się wówczas udział strat falowych w stracie całkowitej. Przy zmniejszającym się także udziale straty w warstwie przyściennej na profilu, musi nastąpić znaczny wzrost strat krawędziowych. Jak widzimy na rys. 8, poza obszarem około $Ma_{ex} = 0,9$ straty krawędziowe rosną ze wzrostem liczby Macha, a przy $Ma_{ex} = 1,2$ stanowią już ponad 60% całkowitej straty profilowej. Zaprezentowany powyżej charakter przebiegu zmian straty profilowej wraz ze zmianą liczby Macha potwierdzają także późniejsze badania, np. Duan i in. [55]. Cechą charakterystyczną tego przebiegu jest plateau rozkładu w obszarze okołodźwiękowym.

Straty oderwania. Do strat krawędziowych wlicza się często straty pochodzące z oderwania przepływu z tylnej części powierzchni ssącej przy krawędzi wylotowej. Aby w tej sytuacji oszacować poziom strat, grubość krawędzi wylotowej we wzorach (27) i (28) można zamienić grubością efektywną obejmującą zarówno grubość krawędzi wylotowej, jak i grubość strefy oderwania $t^* = t + t_{sep}$. Strata profilowa przyjmuje wówczas postać

$$Y_{pr} = -C_{pb} \frac{t^*}{s} + \left(\frac{t^* + \delta^*}{s} \right)^2 + \frac{2\delta^{**}}{s}. \quad (30)$$



Rys. 9. Strata profilowa i jej składniki w funkcji liczby Macha na wylocie z palisady (Mee i in. [54])

Jak łatwo sprawdzić, równanie powyższe przewiduje, że przy typowej grubości krawędzi wylotowej 0,05 i przy wartości współczynnika wyrażającego spadek ciśnienia statycznego w obszarze oderwania $C_{pb} = -0,2$, jak w obszarze zakrawędziowym, dodatkowa strata związana z oderwaniem przepływu o grubości $t_{sep}/s = 0,1$ wynosi 4% (tj. 4 punkty procentowe), z uwagi na wzrost wartości pierwszego członu o 2% drugiego także o ok. 2%. W przypadku strefy oderwania o grubości $t_{sep}/s = 0,2$, dodatkowa strata przepływu sięga 10% (wzrost wartości pierwszego członu o 4% drugiego o ok. 6%). Oszacowania powyższe są bardzo zgrubne i nie ujmują niestacjonarnego charakteru ewolucji wirowości w obszarze oderwania.

Straty na krawędzi wlotowej. Miejscem strat przepływu jest także krawędź wlotowa łopatk. Poziom strat przepływu związany jest tu z kierunkiem napływu strumienia względem optymalnego kierunku napływu. Głównymi mechanizmami wzrostu strat na krawędzi wlotowej z powodu dużego kąta natarcia są oderwanie lub zmiana lokalizacji punktu przejścia laminarno-turbulentnego w porównaniu z optymalnym kątem natarcia. Procesy te jednak trudno ocenić stosując prosty model oparty na bilansie masy i pędu. Jako zakres kąta natarcia nie powodujący praktycznie wzrostu strat w palisadach kierowniczych turbin określa się przedział $(-20^\circ, +20^\circ)$ względem kierunku optymalnego. Roelke [56] proponuje określenie współczynnika strat z powodu nienominalnego napływu na łopatkę w postaci

$$\xi_{inc} = \frac{v_0}{v_{1s}} \left[1 - \cos^2(\alpha - \alpha_{opt}) \right], \quad (31)$$

co oznacza, że energia kinetyczna związana ze składową prędkości normalną względem nominalnego (optymalnego) napływu jest całkowicie tracona.

Diagram strat w warstwie przyściennej na profilu

Dokładność oceny poziomu straty profilowej na podstawie wzorów (23), (27) i (28) zależy od możliwości oszacowania parametrów całkowych warstwy przyściennej. Inne możliwości wyznaczenia poziomu strat daje całkowanie przyrostu entropii w obszarze przepływu oraz wykorzystanie definicji współczynnika strat w ujęciu entropowym – równanie (14). Metoda ta nadaje się szczególnie do wyznaczenia strat w warstwie przyściennej na profilu, gdyż obszar całkowania zostaje zawężony.

Produkcję entropii w procesie dysypacji energii mechanicznej można wyrazić wzorem (por. Puzyrewski i Sawicki [36])

$$\dot{s} = \frac{1}{T} \boldsymbol{\tau} \circ \nabla \mathbf{u}, \quad (32)$$

gdzie $\dot{s}$ oznacza produkcję entropii w jednostce objętości, $\mathbf{u}$ – wektor prędkości, $\boldsymbol{\tau}$ – tensor naprężeń lepkich, T – temperaturę, $\circ$ – iloczyn skalarny tensorów. W teorii warstwy przyściennej produkcję entropii opisuje się z wykorzystaniem tzw. współczynnika dysypacji C_D (Schlichting [46])

$$\dot{S}_a = C_D \frac{\rho v_\delta^3}{T_\delta}, \quad (33)$$

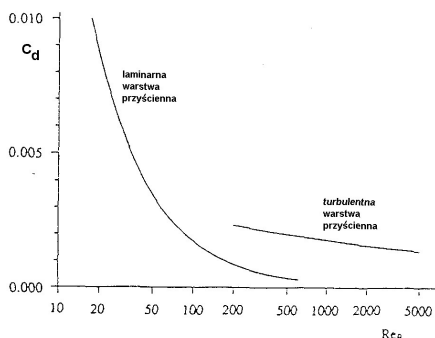
gdzie $\dot{S}_a$ oznacza produkcję entropii na grubości warstwy przyściennej przypadającą na jednostkę powierzchni, a v_δ i T_δ oznaczają prędkość przepływu i temperaturę na granicy warstwy przyściennej. Produkcję entropii w warstwie przyściennej wzdłuż profilu można wówczas zapisać jako

$$\dot{S} = C \sum_0^l \int C_d \frac{\rho v_\delta^3}{T_\delta} d(x/C), \quad (34)$$

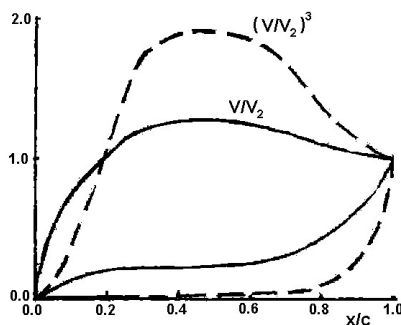
gdzie C oznacza cięciwę profilu, a sumowanie rozciąga się na obie powierzchnie profilu. Przybliżone wartości współczynnika dysypacji w warstwie laminarnej i turbulentnej wyznaczono w literaturze na podstawie korelacji dużej ilości danych eksperymentalnych, a zależność współczynnika dysypacji od liczby Reynoldsa Re_θ zdefiniowanej względem grubości straty pędu przedstawiono na rys. 10. Okazuje się, że dla warstwy turbulentnej, współczynnik dysypacji zależy słabo od liczby Reynoldsa Re_θ . Przyjmuje się także, że wpływ liczby Macha na wartość współczynnika dysypacji jest nieznaczny. W zakresie liczb Reynoldsa $10^3 < Re_\theta < 10^5$ oraz w zakresie współczynnika kształtu warstwy przyściennej $1,2 < H = \delta^*/\delta^{**} < 2,0$ Schlichting [46] podaje zależność $C_D = 0,0056 Re_\theta^{-1/6}$.

Dla wielu przypadków przepływu w turbulentnej warstwie przyściennej przy łopatkach, gdzie Re_θ jest rzędu 10^3 , dobre jest także przybliżenie $C_D = 0,002 = \text{const}$. Inaczej wygląda sytuacja w przypadku laminarnej warstwy przyściennej.

Współczynnik C_D można wówczas opisać równaniem $C_D = \beta Re_\theta^{-1}$, gdzie β zmienia się w zależności od gradientu ciśnienia wzdłuż profilu w wąskim zakresie $0,151 < \beta < 0,22$. Należy także zwrócić uwagę, że w obszarze liczb Reynoldsa, kiedy istnieje niepewność odnośnie stanu warstwy przyściennej, współczynnik dysypacji w warstwie turbulentnej jest 2÷5 razy wyższy niż w warstwie laminarnej.



Rys. 10. Współczynnik dysypacji w warstwie przyściennej laminarnej i turbulentnej



Rys. 11. Typowy rozkład prędkości odniesionej do wartości na wylocie po obu stronach profilu oraz rozkład trzeciej potęgi prędkości.

Znając wartość współczynnika dysypacji można wyznaczyć poziom strat w warstwie przyściennej na profilu. Dla izolowanej palisady turbinowej współczynnik strat w ujęciu entropowym odniesiony do prędkości na krawędzi wylotowej, która ma tu charakter prędkości izentropowej, wynosi (Denton [18])

$$\xi = \frac{T\Delta s}{0,5v_{\delta,te}^2} = \frac{T\dot{S}}{0,5v_{\delta,te}^2 m} = \sum \frac{C}{p} \frac{2}{\cos \alpha_1} \int_0^1 C_D \left(\frac{v_\delta}{v_{\delta,te}} \right)^3 d(x/C). \quad (35)$$

W stopniu lub układzie stopni otrzymuje się (Denton [18])

$$\xi = \frac{T\Delta s}{0,5v_{2s}^2} = \sum \frac{C}{p} \frac{2v_{2s}}{v_x} \int_0^1 C_D \left(\frac{v_\delta}{v_{2s}} \right)^3 d(x/C), \quad (36)$$

gdzie sumowanie rozciąga się na obie strony profilu (profilu w kolejnych wienkach stopnia), $v_{\delta,te}$ to prędkość na krawędzi wylotowej, v_x – prędkość osiowa, v_{2s} – prędkość izentropowa, m – masowe natężenie przepływu, p – podziałka palisady, C – cięciwa profilu, α_1 – kąt wylotowy z palisady. Z postaci powyższych wzorów widać, że istotne znaczenie dla poziomu strat przepływowych odgrywa

trzecia potęga prędkości przepływu na granicy warstwy przyściennej v_s^3 (odniesiona do prędkości izentropowej) oraz stan warstwy przyściennej (poprzez wartość współczynnika C_D). We wzorach pojawia się także stosunek podziałka/cięciwa oraz (dla izolowanej palisady) kąt wylotowy.

Przejście laminarno-turbulentne w przepływach palisadowych odbywa się w zakresie $200 < Re_\theta < 500$ (w kategorii liczby Reynoldsa określonej względem cięciwy jest to zakres około $10^5 < Re < 10^6$) i jest mało prawdopodobne, aby poniżej tego zakresu przepływ był turbulentny, a powyżej laminarny. Typowo przejście laminarno-turbulentne na powierzchni ssącej profilu występuje w pobliżu punktu maksimum prędkości. Także typowo w obszarze krawędzi wylotowej liczba Reynoldsa wynosi $500 \div 2000$, tzn. przepływ jest tam w pełni turbulentny. W zakresie liczb Reynoldsa $200 < Re_\theta < 500$ długość obszaru zajmowanego przez warstwę laminarną oraz położenie punktu przejścia laminarno-turbulentnego zależy od wielu czynników, np. od chropowatości powierzchni, poziomu turbulencji na wlocie i oddziaływania śladów spływowych z poprzednich wieńców. Na rys. 11 pokazano typowy rozkład prędkości na profilu względem wartości prędkości na wlocie oraz rozkład trzeciej potęgi prędkości, z których wynika, że największe straty przepływu mają miejsce wzdłuż środkowej i tylnej części powierzchni ssącej, czyli w obszarze przepływu z wysoką prędkością przy powierzchni. Straty przepływu w warstwie przyściennej na powierzchni ssącej mogą być nawet o rząd wielkości wyższe niż na stronie cisnącej.

Zrozumiałe, że aby ograniczyć straty przepływu w turbulentnej warstwie przyściennej należy ograniczyć lokalne prędkości przy powierzchni profilu. Sytuacja nie jest tak jednoznaczna w obszarze warstwy laminarnej, szczególnie dla liczb Reynoldsa $Re_\theta < 50$, bowiem zmniejszenie prędkości przepływu powoduje tam znaczny wzrost współczynnika dysypacji C_D . Wydaje się jednak rzeczą pewną, że w zakresie liczb Reynoldsa, w którym spodziewamy się przejścia laminarno-turbulentnego należy utrzymywać warstwę przyścienną tak długo, jak to możliwe w stanie laminarnym.

Aby zgrubnie oszacować poziom strat w warstwie przyściennej na profilu w palisadzie można wychodząc z równania (35) założyć stałą wartość współczynnika dysypacji C_D oraz przyjąć pewien uproszczony model profilu prędkości na powierzchni ssącej i cisnącej łopatki, v_s i v_p . W pracy Dentona [18] przyjmuje się, że prędkości v_s , v_p pozostają stałe wzdłuż profilu. W niniejszej pracy przyjmuje się nieco mniej uproszczony model cienkiego profilu równo obciążonego wzdłuż cięciwy zakładając, że różnica prędkości na powierzchni ssącej i cisnącej profilu pozostaje stała wzdłuż jego cięciwy, tj. $v_s - v_p = 2\Delta v = \text{const}$ oraz że prędkość średnią z powierzchni ssącej i cisnącej można związać z prędkością osiową poprzez następujące zależności: $v_s + v_p = 2\bar{v}$; $\bar{v} \cos \alpha = v_x$, gdzie v_x – prędkość osiowa, α – kąt określający bieżący kierunek przepływu w palisadzie zmieniający się w zakresie od kąta wlotowego α_0 do wylotowego α_1 . Przy powyższych założeniach, z zasady zachowania pędu w kierunku obwodowym (tu z pominięciem straty pędu w warstwie przyściennej)

$$\int_0^1 \rho C \left(\frac{v_s^2}{2} - \frac{v_p^2}{2} \right) \cos \alpha dx = \rho p v_x^2 (\operatorname{tg} \alpha_1 - \operatorname{tg} \alpha_0), \quad (37)$$

wyznaczyć można relację pomiędzy obciążeniem palisady a stosunkiem podziałka/cięciwa p/C , którego odwrotność występuje we wzorze (35)

$$p/C = \frac{2\Delta v}{v_x (\operatorname{tg} \alpha_1 - \operatorname{tg} \alpha_0)}. \quad (38)$$

Po podstawieniu powyższego rezultatu do wzoru (35) otrzymuje się

$$\begin{aligned} \xi &= \frac{T\Delta s}{0,5\bar{v}^2} = \frac{2C}{p} \frac{C_D \cos^2 \alpha_1}{v_x^3} \int_0^1 (v_s^3 + v_p^3) dx = \frac{2C}{p} \frac{C_D \cos^2 \alpha_1}{v_x^3} \int_0^1 (2\bar{v}^3 + 6\bar{v}\Delta v^2) dx = \\ &= \frac{2C}{p} \frac{C_D \Delta v \cos^2 \alpha_1}{v_x} \int_0^1 \left(\frac{1}{\cos^3 \alpha} \frac{2v_x}{\Delta v} + \frac{1}{\cos \alpha} \frac{6\Delta v}{v_x} \right) dx = C_D \cos^2 \alpha_1 \left(2 \frac{v_x}{\Delta v} c_1 + 6 \frac{\Delta v}{v_x} c_2 \right), \end{aligned} \quad (39)$$

przy czym

$$c_1 = (\operatorname{tg} \alpha_1 - \operatorname{tg} \alpha_0) \int_0^1 \frac{1}{\cos^3 \alpha} dx, \quad c_2 = (\operatorname{tg} \alpha_1 - \operatorname{tg} \alpha_0) \int_0^1 \frac{1}{\cos \alpha} dx. \quad (40)$$

Dobre oszacowanie powyższych całek można otrzymać przyjmując, że funkcja $\operatorname{tg} \alpha$ zmienia się liniowo wraz z cięciwą (pomiędzy $\operatorname{tg} \alpha_0$ a $\operatorname{tg} \alpha_1$), co prowadzi do wyrażeń

$$c_1 = \int_{\operatorname{tg} \alpha_0}^{\operatorname{tg} \alpha_1} \sqrt{1+x^2}^3 dx, \quad c_2 = \int_{\operatorname{tg} \alpha_0}^{\operatorname{tg} \alpha_1} \sqrt{1+x^2} dx, \quad (41)$$

które można łatwo całkować przez funkcje elementarne

$$\begin{aligned} c_1 &= \frac{1}{4} \left(\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\cos^3 \alpha_1} - \frac{\operatorname{tg} \alpha_0}{\cos^3 \alpha_0} + 3c_2 \right), \\ c_2 &= \frac{1}{2} \left(\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\cos \alpha_1} - \frac{\operatorname{tg} \alpha_0}{\cos \alpha_0} + \ln \frac{\operatorname{tg} \alpha_1 + \frac{1}{\cos \alpha_1}}{\operatorname{tg} \alpha_0 + \frac{1}{\cos \alpha_0}} \right). \end{aligned} \quad (42)$$

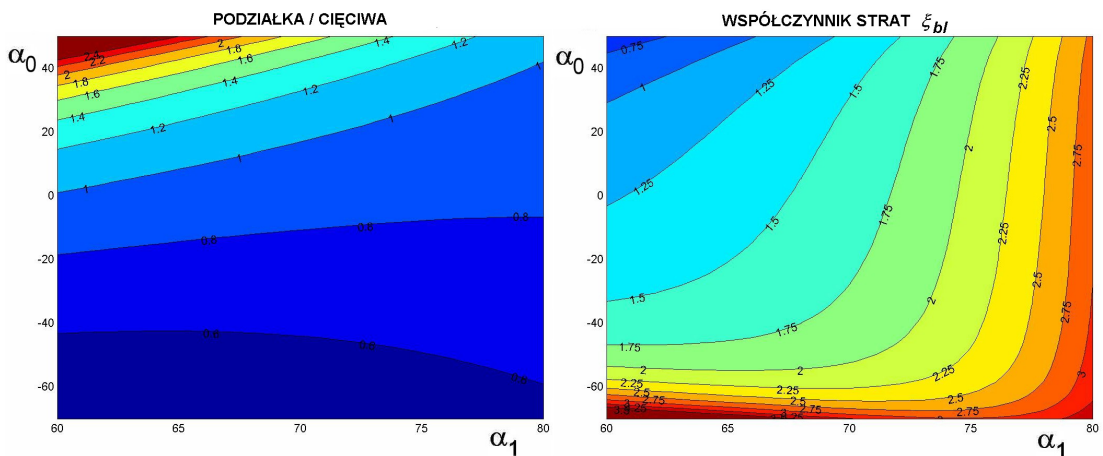
Współczynnik strat zapisany wzorem (39) ma wartość minimalną dla $\Delta v/v_x = \sqrt{c_1/3c_2}$, skąd dla danego zestawu kąta wlotowego i wylotowego palisady, α_0 i α_1 , można wyznaczyć minimalną wartość współczynnika strat

w warstwie przyściennej i optymalną wartość stosunku p/C odpowiadającą temu poziomowi strat

$$\xi = 4\sqrt{3c_1c_2} C_D \cos^2 \alpha_1, \quad (43)$$

$$p/C = 2\sqrt{\frac{c_1}{3c_2}} \frac{1}{(\operatorname{tg} \alpha_1 - \operatorname{tg} \alpha_0)}. \quad (44)$$

Powyższe zależności zobrazowano na rys. 12. Jak widać z rysunku, straty w warstwie przyściennej przy profilu palisady mogą zmieniać się w szerokim zakresie zależnie od wzajemnych kombinacji kąta wlotowego i wylotowego. Dla typowych kombinacji kątów w poddźwiękowej palisadzie kierowniczej w stopniu akcyjnym przy $\alpha_0 \in (-10^\circ, +10^\circ)$, $\alpha_1 \in (75^\circ, 80^\circ)$, wartość współczynnika strat wyznaczona ze wzoru (43) zmienia się w granicach $2,2 \div 2,9\%$ i wykazuje tendencję rosnącą wraz ze wzrostem kąta odchylenia palisady. Tak obliczony współczynnik strat (po dodaniu straty krawędziowej przy zerowej grubości krawędzi wylotowej w wysokości $1/5 \div 1/4$ straty w warstwie przyściennej na profilu) ma wartość nieco niższą, o ok. $0,6\%$, w porównaniu z wartościami współczynnika strat profilowych podstawowych, jakie podaje Traupel [15], rys. 7. Wartości optymalnego stosunku podziałka/cięciwa w analizowanym zakresie kątów zmieniają się w granicach od $0,8$ do $0,9$ i dość dobrze odpowiadają wartościom stosowanym w praktyce projektowej stopni akcyjnych. Pomimo przyjętych znacznych założeń upraszczających, zaprezentowana metoda oszacowania strat w warstwie przyściennej na profilu dała zadowalające rezultaty w przypadku palisad kierowniczych. W kontekście nieznacznej rozbieżności

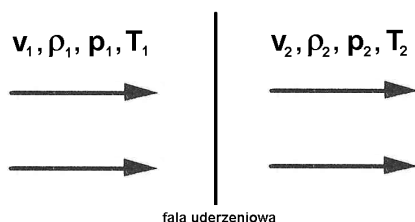


Rys. 12. Optymalna wartość stosunku podziałka/cięciwa (rys. lewy) oraz wartość współczynnika strat w warstwie przyściennej na profilu dla optymalnego stosunku podziałka/cięciwa (rys. prawy) obliczone ze wzorów (44) i (43) dla zadanego zestawu kąta wlotowego i wylotowego palisady turbinowej

z badaniami Traupla można także zauważyć, że badania te dotyczyły profili „poprzedniej generacji”, które zostały już zastąpione profilami o znacznie lepszej charakterystyce aerodynamicznej. Dla typowej poddźwiękowej palisady wirnikowej w stopniu akcyjnym przy $\alpha_0 \in (-70^\circ, -60^\circ)$, $\alpha_1 \in (70^\circ, 75^\circ)$, wartość współczynnika strat wyznaczona ze wzoru (43) zmienia się pomiędzy $2,5 \div 3,5\%$, co po dodaniu strat krawędziowej odbiega dość mocno od wartości współczynnika strat podstawowych przewidywanych w korelacji Traupla ($4,5 \div 5,5\%$). W przypadku mocno odchylających palisad wirnikowych winą za rozbieżność należy obciążyć głównie założenia odnośnie rozkładu prędkości na profilu i kierunku przepływu w palisadzie przyjęte w modelu obliczeniowym. Warto przy tej okazji wspomnieć, że pewne empiryczne relacje opisujące poziom strat profilowych w turbinach wysoko obciążonych można znaleźć w pracy Coulla i in. [57].

1.5. Straty fal uderzeniowych

Produkcja entropii w fali uderzeniowej ma miejsce w obszarze silnych naprężeń mechanicznych i termicznych. Zmiana parametrów w obszarze fali uderzeniowej następuje na szerokości rzędu kilku dróg swobodnych molekuł. W związku z tym do makroskopowego opisu fali uderzeniowej stosuje się model przepływu gazu doskonałego, w którym fala uderzeniowa ma charakter nieciągłości przepływu. Na rys. 13 przedstawiono schemat stacjonarnej fali uderzeniowej prosto-



Rys. 13. Schemat fali uderzeniowej prostopadłej

padłej do kierunku przepływu. Parametry przepływu po obu stronach fali uderzeniowej spełniają następujące równania zachowania zwane warunkami zgodności Rankine’a-Hugoniota (Prosnak [58], Puzyrewski i Sawicki [36]):

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2, \quad (45)$$

$$p_1 + \rho_1 v_1^2 = p_2 + \rho_2 v_2^2, \quad (46)$$

$$\frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p_1}{\rho_1} + \frac{v_1^2}{2} = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p_2}{\rho_2} + \frac{v_2^2}{2}, \quad (47)$$

przy czym $p_1/\rho_1 = RT_1$, $p_2/\rho_2 = RT_2$, gdzie R jest indywidualną stałą gazową, κ – stosunkiem ciepła właściwych. W drodze przekształceń układu powyższych

równań można wyznaczyć zmianę parametrów przepływu przy przejściu przez falę uderzeniową, między innymi stosunek ciśnienia statycznego, gęstości i temperatury statycznej przed i za falą (Puzyrewski i Sawicki [36]):

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{2\kappa Ma_1^2 - \kappa + 1}{\kappa + 1}, \quad (48)$$

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{2 + (\kappa - 1) Ma_1^2}{(\kappa + 1) Ma_1^2}, \quad (49)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{p_2}{p_1} \frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{(2\kappa Ma_1^2 - \kappa + 1)(2 + (\kappa - 1) Ma_1^2)}{(\kappa + 1)^2 Ma_1^2}, \quad (50)$$

po czym korzystając z powyższych zależności można określić przyrost entropii przy przejściu przez falę uderzeniową

$$\begin{aligned} \Delta s = s_2 - s_1 &= c_v \ln \left(\frac{p_2}{\rho_2^\kappa} \right) - c_v \ln \left(\frac{p_1}{\rho_1^\kappa} \right) = c_v \ln \left(\frac{p_2}{p_1} \frac{\rho_1^\kappa}{\rho_2^\kappa} \right) = \\ &= c_v \ln \left[\frac{2\kappa Ma_1^2 - \kappa + 1}{(\kappa + 1)} \left(\frac{2 + (\kappa - 1) Ma_1^2}{(\kappa + 1) Ma_1^2} \right)^\kappa \right]. \end{aligned} \quad (51)$$

Zmiany parametrów przepływu opisano tu w funkcji liczby Macha przed falą ($Ma = v/a$, gdzie a jest lokalną prędkością dźwięku $a = \sqrt{\kappa p / \rho}$). Dla łatwiejszej interpretacji zależności (51) można ją rozwinąć w szereg Taylora wokół punktu $Ma_1^2 - 1$

$$\Delta s = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\Delta s^{(n)}(1)}{n!} (Ma_1^2 - 1)^n, \quad \text{gdzie } \Delta s^{(n)}(1) = \left. \frac{d^n(\Delta s)}{d(Ma_1^2)^n} \right|_{Ma_1^2=1}. \quad (52)$$

Łatwo sprawdzić, że kolejne elementy szeregu mają postać

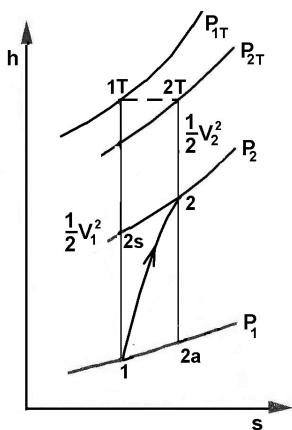
$$\begin{aligned} \Delta s^{(0)}(1) &= \Delta s^{(1)}(1) = \Delta s^{(2)}(1) = 0, \\ \Delta s^{(3)}(1) &= 4c_v \frac{\kappa(\kappa - 1)}{(\kappa + 1)^2}, \quad \Delta s^{(4)}(1) = -48c_v \frac{\kappa^2(\kappa - 1)}{(\kappa + 1)^3}, \dots \end{aligned} \quad (53)$$

Z uwagi na fakt, że pierwszym niezerowym elementem tego szeregu jest wyraz $n = 3$, jako pierwsze przybliżenie wyrażenia (51) otrzymuje się zależność

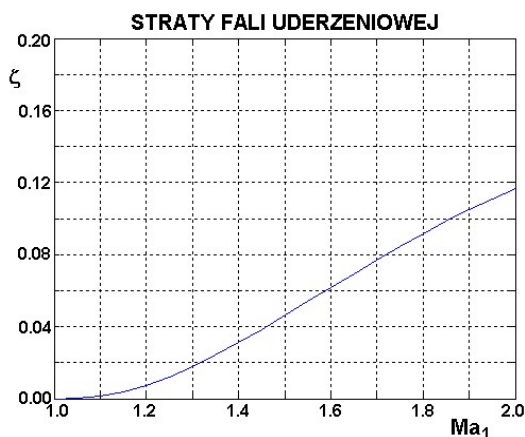
$$\Delta s \approx c_v \frac{2\kappa(\kappa - 1)}{3(\kappa + 1)^2} (Ma_1^2 - 1)^3, \quad (54)$$

która wskazuje na znaczenie trzeciej potęgi czynnika $Ma_1^2 - 1$ w procesie generacji strat w obszarze fali uderzeniowej, Denton [18]. Równanie (54) pozostaje spełnione jedynie dla słabych fal uderzeniowych, gdy $Ma_1^2 - 1 \ll 1$. Już dla wartości $Ma_1 = 1,2$ błąd oszacowania jest znaczny, gdyż wkład czwartego i kolejnych wyrazów szeregu jest wówczas niepomijalny. Równanie (54) odgrywa jednak istotne znaczenie, szczególnie w przypadku skośnych fal uderzeniowych, a właśnie takie fale zwykle występują w turbinie. Przypomnijmy, że w przypadku skośnej fali uderzeniowej pozostają spełnione warunki zgodności Rankine'a-Hugoniota (44)–(46), jeżeli występujące w tych wzorach prędkości v_1, v_2 zastąpimy ich składowymi w kierunku normalnym do czoła fali (Prosnak [58]). Można łatwo pokazać, że pozostają w mocy także zależności przedstawione kolejno po nich, o ile liczbę Macha zdefiniujemy w oparciu o składową prędkości normalną do czoła fali. W tym kontekście skośne fale uderzeniowe można przeważnie traktować jako słabe, gdyż tak określona liczba Macha przed falą zwykle nieznacznie przekracza 1.

Poziom strat przepływowych przy przejściu przez falę uderzeniową można wyznaczyć z pomocą diagramu kompresji przedstawionego na rys. 14. Ponie-



Rys. 14. Kompresja we współrzędnych entropia – entalpia



Rys. 15. Straty przepływu w obszarze prostej fali uderzeniowej w funkcji liczby Macha przed falą ($\kappa=1,4$)

waż, jak już wspomniano, nachylenie linii stałego ciśnienia na wykresie $h-s$ odpowiada lokalnej wartości temperatury statycznej, wygodnie jest przedstawić współczynnik strat przepływowych w ujęciu entropowym

$$\xi = \frac{h_{2a} - h_1}{h_{1T} - h_1} \approx \frac{T_1(s_2 - s_1)}{h_{1T} - h_1} = \frac{T_1 \Delta s}{0,5v_1^2}. \quad (55)$$

Z uwagi na fakt, że $v_1^2 = Ma_1^2 a_1^2 = Ma_1^2 \kappa R T_1$, wzór (55) można przepisać w postaci

$$\xi = \frac{2}{\kappa R} \frac{\Delta s}{Ma_1^2} = \frac{2}{\kappa(\kappa-1)Ma_1^2} \ln \left[\frac{2\kappa Ma_1^2 - \kappa + 1}{(\kappa+1)} \left(\frac{2 + (\kappa-1)Ma_1^2}{(\kappa+1)Ma_1^2} \right)^\kappa \right]. \quad (56)$$

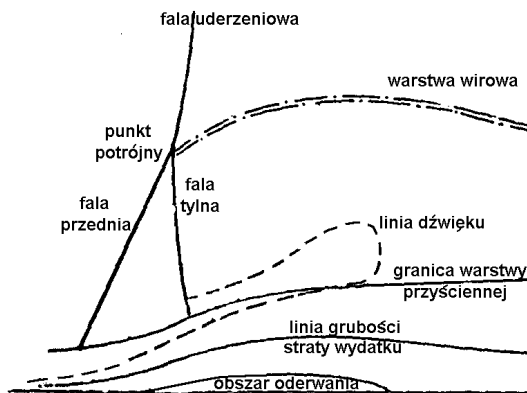
Zmiany współczynnika strat przepływowych w funkcji liczby Macha przed falą uderzeniową obliczonego ze wzoru (56) przedstawiono na rys. 15 przy założeniu, że $\kappa = 1,4$ (jak dla powietrza). Jak widać z wykresu straty falowe w przypadku prostej fali uderzeniowej przy liczbie Macha przed czołem fali równej 1,2 (przy poziomie kompresji $p_2/p_1 = 1,52$) nie przekraczają 0,7%, dla $Ma_1 = 1,5$ ($p_2/p_1 = 2,46$) sięgają 4,6%, a dla $Ma_1 = 2,0$ ($p_2/p_1 = 4,50$) wynoszą ok. 11,7%. Straty fali skośnej są mniejsze. Należy je pomnożyć przez czynnik $\sin^2 \theta$, gdzie θ określa kąt pomiędzy kierunkiem przepływu a czołem fali, co wynika z faktu, że straty odnosimy tu do pełnej wartości prędkości, a nie jej składowej (rozumiemy, że liczba Macha jest wtedy określona w oparciu o składową prędkości prostopadłą do czoła fali). Inne zależności określające straty w obszarze fali uderzeniowej można znaleźć w pracach Dentona [18] i Chmielniaka [35].

Poza stratami bezpośrednimi kompresji w obszarze fal uderzeniowych odczuwalne są też straty o charakterze pośrednim. Zwiększony poziom strat w warstwie przyścienniej związany jest z oddziaływaniem fali uderzeniowej z warstwą przyścienną. Oddziaływanie to prowadzi do powstania charakterystycznej struktury typu stopa λ oraz do możliwości wystąpienia oderwania warstwy przyścienniej. Szczegółowy opis oddziaływania fali uderzeniowej z warstwą przyścienną oraz formowania się stopy λ można znaleźć w pracach Abbissa i in.[59], Kooi [60], Doerffera [61], Doerffera i Dahlmanna [62], a uproszczony schemat tego oddziaływania przedstawiono na rys. 16. Zauważmy, że w wewnętrznej części warstwy przyścienniej położonej najbliższej ścianki prędkość przepływu jest poddźwiękowa, co wyklucza możliwość skokowej zmiany parametrów przepływu. Skok ciśnienia występujący w obszarze fali uderzeniowej jest zatem w obszarze warstwy przyścienniej rozciągnięty. W części zewnętrznej warstwy przyścienniej, gdzie prędkość jest naddźwiękowa, powstaje przednia fala kompresji wyprzedzająca położenie właściwej fali uderzeniowej. Natomiast w części wewnętrznej, przy odpowiednio silnym oddziaływaniu, wzrost ciśnienia w dół przepływu prowadzi do oderwania warstwy przyścienniej oraz zwiększenia obszaru zablokowania przepływu. Z kolei w punkcie potrójnym, będącym punktem przecięcia fal kompresji przedniej i tylnej z falą uderzeniową, który jest zarazem zwykle miejscem niezerowej krzywizny i zmiany intensywności fali uderzeniowej, ma miejsce generacja warstwy wirowej. Zjawisko to można wyjaśnić na mocy równania Crocco (Puzyrewski i Sawicki [36])

$$T\nabla s = \nabla h_T + \mathbf{u} \times \boldsymbol{\omega}, \quad (57)$$

gdzie h_T – entalpia całkowita, $\mathbf{u}$ – wektor prędkości, $\boldsymbol{\omega}$ – wektor wirowości $\boldsymbol{\omega} = \nabla \times \mathbf{u}$. Przy założeniu, że $\nabla h_T = 0$, gradient entropii za zakrzywioną falą uderzeniową oznacza produkcję wirowości w przepływie. W dół przepływu od

punktu potrójnego, utworzona warstwa wirowa podlega zmieszaniu z przepływem głównym. Ponadto, oddziaływanie fal uderzeniowych z przepływem w obszarze zakrawędziowym prowadzi do wzrostu strat krawędziowych, o czym wspomniano już w poprzednim podrozdziale.



Rys. 16. Schemat oddziaływania fali uderzeniowej z warstwą przysięnną

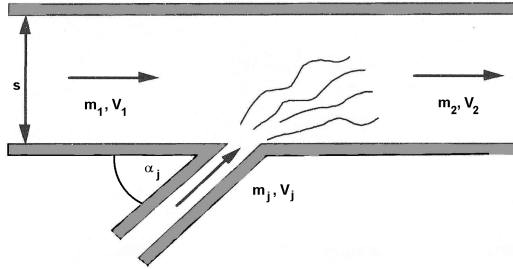
1.6. Straty w procesach mieszania

Poza warstwą przysięnną, śladem spływowym czy obszarem oderwania, silne naprężenia w płynie pojawiają się w strugach przepływów ubocznych pokonujących kanały o złożonej geometrii, we wszelkiego rodzaju wirach poprzecznych i wzdłużnych, czy w warstwach wirowych na granicy strumieni o różnych prędkościach. Struktury te podlegają zmieszaniu z przepływem głównym. Jak już wspomniano, trudno jest wyznaczyć lokalnie wartość produkcji entropii w procesach mieszania, lecz straty w niektórych procesach mieszania można oszacować wychodząc z bilansu masy, pędu i energii w obszarze obejmującym strefę mieszania i zakładając, że w rezultacie zmieszania otrzymuje się przepływ jednorodny.

W turbinach typowym zjawiskiem jest interakcja przepływu głównego o dużym masowym natężeniu ze strugami o mniejszym natężeniu przepływu. Na rys. 17 przedstawiono model mieszania dwóch strumieni nierównoległych w stałej objętości kanału. Sytuacja taka może stanowić model mieszania z przepływem głównym strumienia przecieku nadłopatkowego, przepływu przytarczowego lub strugi czynnika chłodzącego wdmuchiwanego przy powierzchni profilu, które charakteryzują się małym natężeniem przepływu, lecz znaczną prędkością dolotową, w tym także znaczną składową prędkości poprzeczną względem kierunku przepływu głównego. Aby oszacować poziom strat mieszania przyjmuje się założenie nieściśliwości płynu i tego samego ciśnienia statycznego strug dolotowych. Równanie zachowania masy ma postać

$$m_1 + m_j = m_2, \quad (58)$$

gdzie $m_1 = \rho s v_1$ i $m_2 = \rho s v_2$, skąd mamy także $v_1 m_2 = m_1 v_2$. W powyższych wyrażeniach $v_1, m_1; v_j, m_j; v_2, m_2$ oznaczają odpowiednio prędkości i masowe natężenia strugi głównej, bocznej i zmieszanej, a s – pole przekroju (szerokość) kanału.



Rys. 17. Schemat mieszania strumieni nierównoległych w kanale przepływowym

Równanie zachowania pędu ma kształt

$$p_1 s + m_1 v_1 + M_j = p_2 s + m_2 v_2, \quad (59)$$

gdzie p_1, p_2 oznaczają ciśnienia statyczne strug dolotowych i zmieszanej, M_j jest strumieniem pędu strugi bocznej w kierunku strugi głównej, którego postać można przyjąć na podstawie zależności $M_j = m_j v_j \cos \alpha_j$. Zmianę ciśnienia całkowitego pomiędzy strugami dolotowymi (w uśrednieniu masowym) a strugą zmieszaną określa równanie

$$p_{01} - p_{02} = p_1 - p_2 + \frac{1}{2} \frac{\rho v_1^2 m_1 + \rho v_j^2 m_j}{m_1 + m_j} - \frac{1}{2} \rho v_2^2. \quad (60)$$

Wykorzystując równanie (59) dla określenia różnicy $p_1 - p_2$ oraz eliminując nie-wiadomą prędkość v_2 przy pomocy równania ciągłości otrzymuje się wyrażenie na wartość współczynnika strat ciśnienia całkowitego (tu względem prędkości strugi zmieszanej) w postaci

$$Y = \frac{p_{01} - p_{02}}{0,5 \rho v_2^2} = 1 - 2 \left(\frac{m_1}{m_2} \right)^2 - 2 \frac{m_1 m_j}{m_2^2} \frac{v_j \cos \alpha_j}{v_1} + \left(\frac{m_1}{m_2} \right)^3 + \frac{m_1^2 m_j}{m_2^3} \left(\frac{v_j}{v_1} \right)^2. \quad (61)$$

Przy założeniu, że masowe natężenie strugi bocznej jest małe w porównaniu z natężeniem strugi głównej (lub zmieszanej), tj. $m_j \ll m_2$, czyli z pominięciem drugiej i wyższych potęg wyrażenia m_j/m_2 , współczynnik strat ciśnienia całkowitego redukuje się do postaci

$$Y = \frac{m_j}{m_2} \left[1 - 2 \frac{v_j}{v_1} \cos \alpha_j + \left(\frac{v_j}{v_1} \right)^2 \right] = \frac{m_j}{m_1} \left[1 - 2 \frac{v_j}{v_1} \cos \alpha_j + \left(\frac{v_j}{v_1} \right)^2 \right]. \quad (62)$$

Przyjęto milcząco, że prędkość v_j nie może być dowolnie duża względem v_1 . Otrzymano przy tym, że współczynnik strat ciśnienia całkowitego jest proporcjonalny do masowego natężenia strugi bocznej odniesionego do natężenia strugi głównej (lub zmieszanej). Istotny wpływ na poziom strat przepływu ma także wartość i kierunek prędkości strugi bocznej – im większa prędkość strugi bocznej i im większy kąt pomiędzy strugami tym straty mieszania są większe.

Przedstawione tu rezultaty opierają się na szeregu upraszczających założeń, nie uwzględniają choćby ściśłości płynu, zmian kształtu kanału w obszarze mieszania, różnicy ciśnień i temperatur strug dolotowych, niejednorodności w obrębie poszczególnych strug, itd. Należy oczekiwać, że produkcja entropii w procesach mieszania rośnie wraz z różnicą temperatur strug i liczbą Macha przepływu głównego oraz że straty mieszania są mniejsze w strumieniu głównym przyspieszającym, rosną zaś w strumieniu opóźniającym, Denton [18]. Pomimo niedoskonałości przedstawionego tu opisu zjawiska mieszania strug, otrzymane wyniki można z powodzeniem wykorzystać do zgrubnego oszacowania strat przecieku nadłopatkowego.

Straty mieszania strumienia bocznego ze strumieniem głównym można także wyznaczyć zakładając, że cała energia kinetyczna ruchu względnego strugi bocznej jest tracona, Denton [18]. Stosując to założenie do sytuacji przedstawionej na rys. 17, stratę energii kinetycznej w uśrednieniu masowym przy założeniu $m_j \ll m_2$ (czyli z pominięciem drugiej i wyższych potęg wyrażenia m_j/m_2) można określić jako

$$\begin{aligned} \xi &= \frac{m_j}{m_2} \frac{v_{rel}^2}{v_2^2} = \frac{m_j}{m_2} \frac{m_1^2}{m_2^2} \frac{(v_j \cos \alpha_j - v_1)^2 + (v_j \sin \alpha_j)^2}{v_1^2} = \\ &= \frac{m_j}{m_2} \left[1 - 2 \frac{v_j}{v_1} \cos \alpha_j + \left(\frac{v_j}{v_1} \right)^2 \right] = Y. \end{aligned} \quad (63)$$

Postać powyższego wyrażenia jest zbieżna z postacią wzoru (62). Zbieżność wzorów dotyczy zarówno sytuacji, kiedy prędkość strugi bocznej jest mniejsza, jak i kiedy jest większa od prędkości strugi głównej. Głównym ograniczeniem jest tu założenie małego masowego natężenia przepływu strugi bocznej. Taka zbieżność wzorów jest o tyle korzystna, że często tam, gdzie trudno jest zbudować prosty do obliczenia model mieszania, łatwo jest określić względną energię kinetyczną przepływu bocznego. W ten sposób można określić straty przecieku nadłopatkowego i nadbandażowego oraz straty przepływów wtórnych.

1.7. Straty brzegowe

Źródłem strat brzegowych są warstwy przyścienne przy ograniczeniach zewnętrznych kanału. Kształt warstw przyściennych przy ograniczeniach w obszarze międzyłopatkowym jest niezwykle skomplikowany i jest on zdominowany przez obecność przepływów wtórnych. Przepływy wtórne utożsamiane są

z obecnością wirów wzdłużnych, gdzie dominującą składową wektora wirowości jest składowa kolinearna z wektorem prędkości przepływu głównego. W niniejszym podrozdziale rozważane są przepływy wtórne w układzie łopatkowym bez szczelin i ruchu względnego łopatek i ograniczeń zewnętrznych. Przepływy wtórne wywołane są wówczas poprzecznymi gradientami ciśnienia i polem sił masowych oddziałujących na elementy płynu znajdujące się w ruchu krzywoliniowym w obrębie kanału łopatkowego.

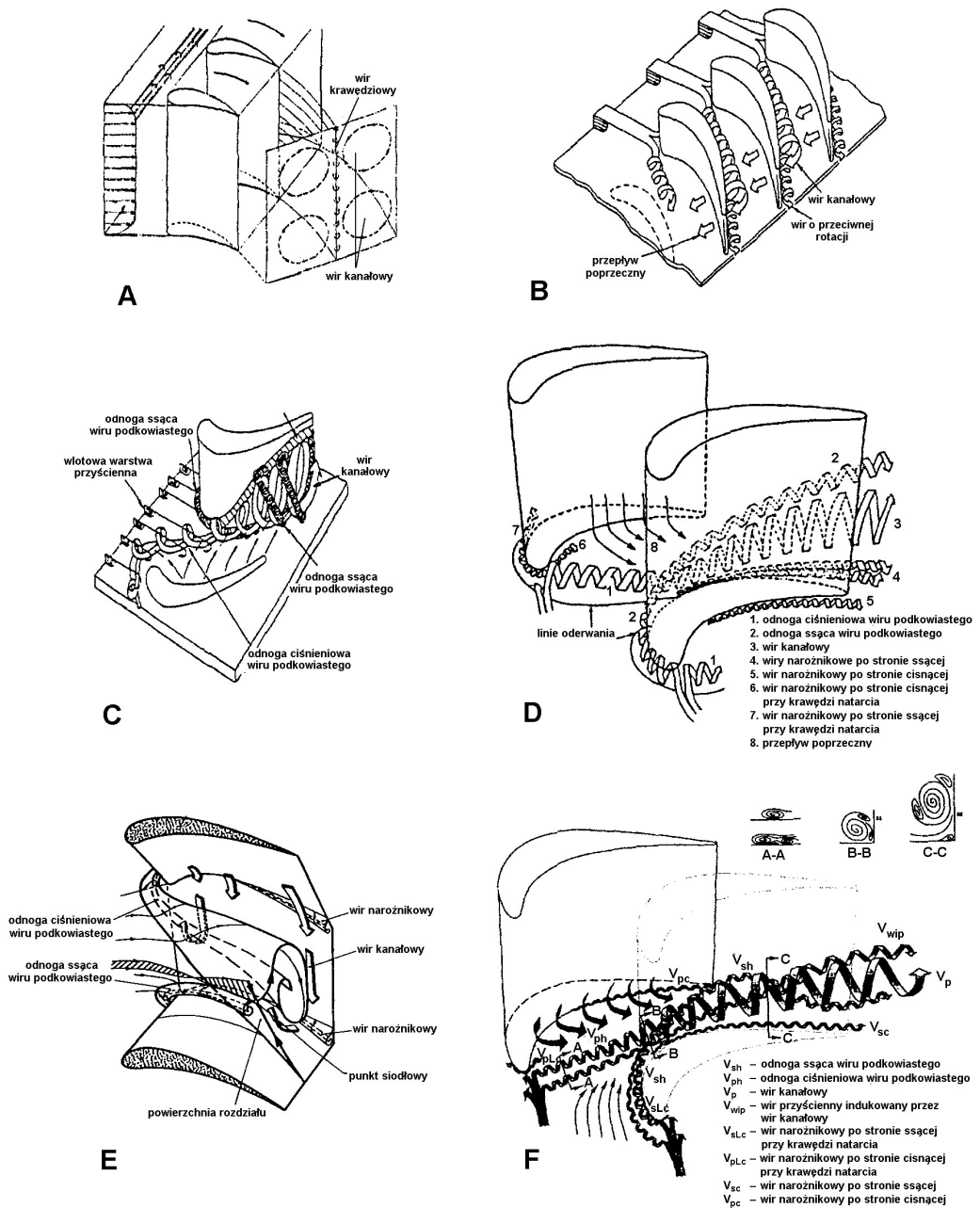
Obraz przepływów wtórnych

Problem przepływów wtórnych w układach łopatkowych turbin jest szeroko dyskutowany w literaturze. Istnieje znaczna liczba modeli przepływów wtórnych, która dokumentuje postęp wiedzy w tej dziedzinie na przestrzeni lat. Niektóre z modeli przedstawiono na rys. 18. Podstawowym rodzajem przepływów wtórnych jest indukowany przepływ cyrkulacyjny, który prowadzi do powstania wiru kanałowego. Źródłem przepływu indukowanego jest przepływ poprzeczny w obszarze warstwy przyściennej przy ograniczeniach zewnętrznych kształtujących się w wyniku równowagi sił w ruchu krzywoliniowym. W przepływie stacjonarnym równanie równowagi sił w kierunku normalnym do ruchu można zapisać jako

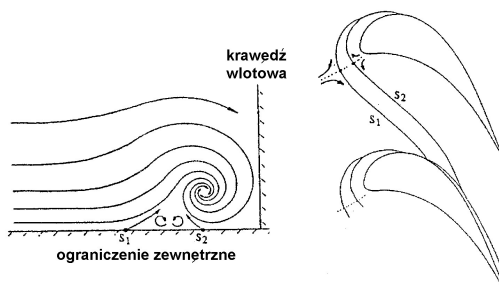
$$\frac{\rho v^2}{R} = \frac{\partial p}{\partial n}, \quad (64)$$

gdzie R oznacza promień krzywizny linii prądu, n – składowa normalna, p – ciśnienie, ρ – gęstość, v – prędkość. Przy redukcji prędkości w warstwie przyściennej, zrównoważenie gradientu ciśnienia ukształtowanego w kanale łopatkowym wymaga zmniejszenia promienia krzywizny linii prądu. W efekcie przepływ w warstwie przyściennej jest odchylany znacznie silniej, co prowadzi do ruchu poprzecznego płynu przy ograniczeniu zewnętrznym kanału od strony cisnącej do ssącej. W następstwie tego w pewnej odległości od ograniczeń pojawia się kompensujący przepływ powrotny i powstaje ruch cyrkulacyjny opisany m.in. w pracy Hawthorne [63] i Puzyrewskiego [64] widoczny na rys. 18A. Przepływ recyrkulacyjny prowadzi do uformowania się tzw. wiru kanałowego, który z uwagi na gradient ciśnienia pomiędzy powierzchnią cisnącą i ssącą lokuje się w pobliżu powierzchni ssącej łopatki. Efektem przepływu cyrkulacyjnego jest także tworzenie się warstwy wirowej za krawędzią wylotową łopatki.

Kolejnym elementem przepływów wtórnych jest wir podkowiasty. Proces formowania się wiru podkowiastego przed krawędzią wlotową łopatki i jego transport w dół przepływu został wyjaśniony w pracach Langstona i in. [65], Marchała i Sieverdinga [66], Hodsona i Dominy [67], Eckerle i Langstona [68]. Modele tego procesu przedstawione w powyższych pracach różnią się jedynie w szczegółach. Na rys. 19 przedstawiono model z pracy Marchała i Sieverdinga [66]. Płyn w warstwie przyściennej przed krawędzią wlotową pod wpływem przeciwnego gradientu ciśnienia ulega wyhamowaniu i oderwaniu w punkcie



Rys. 18. Modele przepływów wtórnych w palisadzie turbinowej: A – model Hawthorne (1955), B – model Langstona (1980), C – model Sharmy i Butlera (1987), D – model Goldsteina i Sporesa (1988), E – model Doerffera i Amecke (1994), F – model Wanga, Olsona, Goldsteina i Eckerta (1997)



Rys. 19. Oderwanie warstwy przyściennej przed krawędzią wlotową łopatki i formowanie się wiru podkowiastego; s_1 , s_2 – punkty siodłowe, Marchal i Sieverding [66]

siodłowym s_1 . Jednocześnie elementy płynu o dużej energii z pogranicza warstwy przyściennej tworzą powrotny przepływ recyrkulacyjny tuż przed krawędzią wlotową, który odrywa się od ograniczenia w punkcie siodłowym s_2 . Zwinieła wewnątrz przepływu recyrkulacyjnego warstwa przyścienna opływa krawędź wlotową łopatki, po czym jest transportowana w dół przepływu dwiema odnogami – cisnącą i ssącą. Odnoga wiru podkowiastego po stronie ssącej porusza się w pobliżu powierzchni ssącej. Odnoga ciśnieniowa pod wpływem poprzecznego gradientu ciśnienia przemieszcza się w kierunku powierzchni ssącej w poprzek kanału. Odnogi wiru podkowiastego poruszają się wzdłuż linii unoszenia (linii punktów siodłowych) zaznaczonych na rys. 19. Położenie linii unoszenia, szczególnie w poprzek kanału, zależy od obciążenia przedniej części łopatki. Im wyższe obciążenie i odchylenie kanału w przedniej części, tym szybciej odnoga ciśnieniowa znajdzie się w sąsiedztwie powierzchni ssącej. Przedstawione główne formy przepływów wtórnych spotykają się przy powierzchni ssącej łopatki. Model z uwzględnieniem wiru podkowiastego, gdzie odnoga ciśnieniowa wraz z przepływem recyrkulacyjnym tworzą wir kanałowy, a odnoga ssąca przylega do powierzchni ssącej i pozostaje wydzielona jako wir o kierunku rotacji przeciwnym do rotacji wiru kanałowego, pochodzący z pracy Langstona [69], przedstawiono na rys. 18B.

W modelu Sharmy i Butlera [70] (rys. 18C) odnoga ssąca wiru podkowiastego owija się wokół wiru podkowiastego, natomiast w modelu Goldsteina i Sporesa [71] (rys. 18D) odnoga ssąca umiejscawia się ponad wirem kanałowym i wraz z nim porusza się w dół przepływu. Podobnie jest w modelu przedstawionym przez Doerffera i Amecke [72] (rys. 18E) z wyraźną powierzchnią rozdziału pomiędzy wirem kanałowym i odnogą ssącą wiru podkowiastego. Wang i in. [73] (rys. 18F) wracają natomiast do koncepcji Sharmy i Butlera [70] – odnoga ssąca wiru podkowiastego jest owinięta wokół wiru kanałowego. Dodatkowo w modelu Wang i in. [73] obie odnogi wiru podkowiastego składają się nie z pojedynczej struktury wirowej, lecz dwóch periodycznie występujących struktur wirowych.

Z kolei Sieverding i Van den Bosche [74], Moore i Smith [75] oraz Sieverding [76] wskazują na fakt, że w przekroju wylotowym z kanału energia kinetyczna ruchu wirowego odnogi ssącej wiru podkowiastego może ulec całkowitej

dysypacji wskutek oddziaływania z wirami kanałowymi, tzn. nie obserwuje się podobszarów o kierunku rotacji przeciwnym do rotacji wiru kanałowego. Większość cytowanych prac sugeruje, że w obrębie wiru kanałowego nie ma też różnic, jaką część obszaru zajmuje wirowość pochodząca z głównego przepływu recyrkulacyjnego, a jaką zajmuje odnoga ciśnieniowa wiru podkowiastego. Badania Doerffera i Amecke [72] wskazują na możliwość umiejscowienia odnogi ciśnieniowej wiru podkowiastego w centrum wiru kanałowego. Wyniki tych badań (wszystkie prace cytowane dotychczas w tym podrozdziale są pracami eksperymentalnymi) potwierdzają też rezultaty wizualizacji obliczeń numerycznych w oparciu o solver RANS dla poddźwiękowej palisady prostoliniowej Durham wykonane przez Doerffera i in. [77]. Wizualizację przeprowadzono metodą linii wysnutych z obszarów formowania się poszczególnych rodzajów przepływów wtórnych przenikających przez centra strat przepływu. Jak wynika z wizualizacji część ciśnieniowa wiru podkowiastego (o kierunku rotacji zgodnym z rotacją wiru kanałowego) koncentruje się wewnątrz obszaru zajmowanego przez wir kanałowy. Z kolei elementy płynu pochodzące z odnogi ssącej rozkładają się na obrzeżach wiru kanałowego, lecz odnoga ssąca nie zachowuje swojej rotacji (przeciwniej do rotacji wiru kanałowego), co sugeruje, że struktura wirowa odnogi ssącej rozpada się przy oddziaływaniu z wirami kanałowymi. Wzajemne rozmieszczenie i oddziaływanie wiru kanałowego oraz odnogi ciśnieniowej i ssącej wiru podkowiastego są głównymi elementami różnicującymi modele przepływów wtórnych. Różnice pomiędzy przedstawionymi modelami i wynikami badań różnych autorów wynikają z jednej strony z rozwoju stanu wiedzy w czasie, z drugiej zaś strony wskazują na fakt, że obraz przepływów wtórnych nie jest jednolity i może podlegać przeobrażeniom w zależności od geometrii i warunków przepływu w palisadzie, zwłaszcza jeśli chodzi o wzajemne relacje pomiędzy intensywnościami poszczególnych struktur wirowych.

Modele Goldsteina i Sporesa [71], Doerffera i Amecke [72] oraz Wanga i in. [73] ilustrują także obecność całej gamy struktur wirowych o pomniejszym znaczeniu, które można określić mianem struktur trzeciego poziomu. Między innymi są to wiry narożnikowe przy powierzchni ssącej i cisnącej tworzące się z powodu gradientu naprężeń stycznych w narożach warstw przyściennych pomiędzy ograniczeniem zewnętrznym a powierzchnią łopatki lub pochodzące z oderwania głównego przepływu recyrkulacyjnego. Wyróżnia się także wiry narożnikowe tworzące się przy krawędzi natarcia (wiry noskowe) po obu stronach łopatki. W modelu Wanga i in. [73] pojawia się dodatkowo wir przyścienny zaindukowany przy powierzchni ssącej powyżej wiru kanałowego. Ten wir o kierunku rotacji przeciwnym do rotacji wiru kanałowego pojawia się w miejscu wiru, który w modelu Goldsteina i Sporesa [71] oraz Doerffera i Amecke [72] był rozpoznawany jako odnoga ssąca wiru podkowiastego. Należy zwrócić uwagę, że struktury wirowe przedstawione na rys. 17 mają charakter poglądowy, a rzeczywiste struktury wirowe cechują się znacznie mniejszą rotacją. Opisane struktury wirowe czerpią z przepływu głównego energię, która w późniejszym

etapie w dużej części ulegnie dysypacji w procesie mieszania struktur wirowych z przepływem głównym.

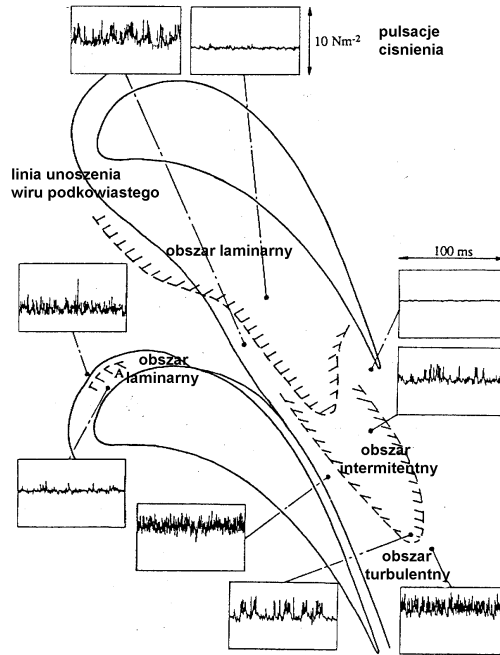
W przekroju wylotowym z palisady kontury wirowości przeważnie wskazują na dwa silne piki różniące się znakami położone w pewnej odległości od ograniczenia zewnętrznego – dwa wiry o odmiennej rotacji. Struktury te identyfikuje się jako wir kanałowy i wir krawędziowy, Hawthorne [63], Gregory-Smith i Cleak [78]. Wir krawędziowy wywodzi się z warstwy wirowej, która tworzy się za krawędzią wylotową łopatki z powodu różnic w rozkładzie prędkości wzdłuż strony ssącej i cisnącej. Szczególnie istotny jest tu fakt, że pole prędkości przy powierzchni ssącej jest zdominowane przez wir kanałowy. Unoszona do przepływu warstwa wirowa krawędziowa ulega szybkiemu zwinięciu i nabiera rotacji o kierunku przeciwnym do rotacji wiru kanałowego.

Centra wirów przepływów wtórnych to obszary wysokiego poziomu turbulencji. Poziom turbulencji w wirze kanałowym i krawędziowym w przekroju wylotowym ocenia się w pracy Gregory-Smitha i Cleaka [78] na ok. 35% względem prędkości na wlocie do palisady, co daje ok. 17% względem prędkości lokalnej. Znaczny poziom turbulencji obserwuje się także w wirze narożnikowym przy powierzchni ssącej.

Wzrost fluktuacji turbulentnych w obszarze wiru kanałowego i narożnikowego związany jest z procesem deformacji brzegowej warstwy wirowej w warunkach dużej krzywizny linii prądu i przyspieszenia przepływu głównego. Z drugiej zaś strony, przepływy wirowe porywają warstwę przyścienną z ograniczeń zewnętrznych w kierunku powierzchni ssącej i dają impuls do relaminaryzacji warstwy przyściennej przy ograniczeniach w obrębie kanału łopatkowego. W dół przepływu od linii unoszenia wiru podkowiastego nowo tworząca się warstwa przyścienna jest cienka, stopniowo narasta i cały czas jest przenoszona w kierunku powierzchni ssącej. W efekcie warstwa przyścienna ma charakter silnie trójwymiarowy. Pomiary pulsacji ciśnienia w warstwie przyściennej wykonane przez Harrisona [79] i przedstawione na rys. 20 pokazują, że warstwa ta jest w znacznej części laminarna (za linią unoszenia wiru podkowiastego) lub intermitentna, a turbulizuje się w obszarze przy tylnej części powierzchni ssącej. W układzie wielostopniowym warstwa wlotowa przy ograniczeniach zewnętrznych jest zwykle intermitentna lub turbulentna, co wpływa na intensywność przepływów wtórnych, a warstwa przyścienna za linią unoszenia wiru podkowiastego jest intermitentna, de la Rosa Blanco i in. [80], Vera i in. [81].

Ewolucja wirowości z brzegowych warstw przyściennych

Jedną z głównych metod opisu matematycznego przepływów wtórnych jest opis ewolucji wektora wirowości w palisadzie łopatkowej. Opis ten pozwala także na wyjaśnienie zjawisk towarzyszących rozwojowi przepływów wtórnych. Na wlocie do palisady w prostej niezwichrowanej warstwie przyściennej mamy jedynie wirowość, której kierunek jest prostopadły do kierunku wektora prędkości. W trakcie przepływu przez palisadę przepływ ścinający jest odchylany. Pojawia się składowa wzdłużna wektora wirowości, jego składowa normalna ulega



Rys. 20. Podział warstwy przyściennej przy ograniczeniach zewnętrznych kanału łopatkowego na obszar laminarny, intermitentny oraz turbulentny. Przykładowe pulsacje ciśnienia w poszczególnych obszarach, Harrison [79]

zmianie. Równaniem opisującym proces ewolucji wirowości jest równanie transportu wirowości, które można otrzymać poddając operacji rotacji równanie zachowania pędu (tu w postaci różniczkowej wektorowej)

$$\rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} = \rho \mathbf{f} - \nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}, \quad (65)$$

co w ogólnym przypadku przepływu stacjonarnego płynu ściśliwego i lepkiego (z pominięciem sił masowych) prowadzi do postaci

$$(\mathbf{u} \cdot \nabla) \boldsymbol{\omega} = (\boldsymbol{\omega} \cdot \nabla) \mathbf{u} - \boldsymbol{\omega} (\nabla \cdot \mathbf{u}) - \nabla \times \left(\frac{\nabla p}{\rho} \right) + \nabla \times \left(\frac{\nabla \cdot \boldsymbol{\tau}}{\rho} \right), \quad (66)$$

gdzie $\mathbf{u}$ oznacza wektor prędkości przepływu, $\boldsymbol{\omega}$ jest wektorem wirowości, p – ciśnienie, ρ – gęstość, $\boldsymbol{\tau}$ – tensor naprężeń lepkich. Poza członem konwekcyjnym po lewej stronie równania, pierwszy człon po prawej stronie reprezentuje produkcję wirowości pod wpływem gradientu prędkości (przez wydłużanie i zakrzywianie włókien wirowych), drugi – produkcję wirowości w przepływie ściśliwym (redukcję w obszarze ekspansji, wzrost w obszarze kompresji), trzeci – efekt barokliniczny (zmiany wirowości w obszarze przestrzennych zmian ciśnienia i gęstości), natomiast czwarty człon związany jest z oddziaływaniem sił lepkości w przepływie ściśliwym.

Lakshminarayana i Horlock [82] przedstawili rozwiązanie równania (66) w układzie współrzędnych $(\mathbf{s}, \mathbf{n}, \mathbf{b})$. W układzie tym $\mathbf{s}$ jest wersorem stycznym do linii prądu, tj. $\mathbf{u} = \mathbf{s}q$, gdzie q oznacza wartość prędkości, $\mathbf{n}$ jest wersorem normalnym skierowanym w stronę środka krzywizny linii prądu, tzn. $\mathbf{n}/R = \mathbf{s} \cdot \nabla \mathbf{s}$, gdzie R jest promieniem krzywizny linii prądu, natomiast $\mathbf{b}$ jest wersorem binormalnym, tj. $\mathbf{b} = \mathbf{s} \times \mathbf{n}$, takim, że trójka wersorów $(\mathbf{s}, \mathbf{n}, \mathbf{b})$ tworzy układ zorientowany dodatnio. Współczynniki kierunkowe wersorów układu spełniają zależności

$$\frac{\partial \mathbf{s}}{\partial s} = \frac{\mathbf{n}}{R}, \quad \frac{\partial \mathbf{s}}{\partial n} = \frac{\mathbf{n}}{a_n} \frac{\partial a_n}{\partial s}, \quad \frac{\partial \mathbf{s}}{\partial b} = \frac{\mathbf{b}}{a_b} \frac{\partial a_b}{\partial s}, \quad \frac{\partial \mathbf{n}}{\partial s} = \frac{\mathbf{b}}{\tau} - \frac{\mathbf{s}}{R}, \quad \frac{\partial \mathbf{b}}{\partial s} = -\frac{\mathbf{n}}{\tau}, \quad (67)$$

gdzie τ oznacza promień torsji linii prądu, a_n – odległość pomiędzy sąsiednimi liniami prądu w kierunku $\mathbf{n}$, a_b – odległość pomiędzy sąsiednimi liniami prądu w kierunku $\mathbf{b}$. Z zasady zachowania pędu i zależności (67) wynika, że zmiany ciśnienia w przepływie nielepkim w przyjętym układzie mają postać

$$\frac{\partial p}{\partial s} = -\frac{1}{2} \rho \frac{\partial q^2}{\partial s}, \quad \frac{\partial p}{\partial n} = -\frac{\rho q^2}{R}, \quad \frac{\partial p}{\partial b} = 0. \quad (68)$$

Z równania (66) można otrzymać następujące zależności opisujące ewolucję składowych wektora wirowości ω_s i ω_n wzdłuż oraz w poprzek linii prądu ($\boldsymbol{\omega} = \mathbf{s}\omega_s + \mathbf{n}\omega_n + \mathbf{b}\omega_b$), [82]

$$\rho q \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\omega_s}{\rho q} \right) = \frac{2\omega_n}{R} - \frac{1}{q\rho^2} \left[\frac{\partial p}{\partial n} \frac{\partial \rho}{\partial b} - \frac{\partial \rho}{\partial n} \frac{\partial p}{\partial b} \right] + \text{człony z lepkością}, \quad (69)$$

$$\frac{1}{q} \frac{\partial}{\partial s} (\omega_n q) = \frac{\omega_b}{\tau} - \frac{\omega_n}{a_b} \frac{\partial a_b}{\partial s} + \frac{1}{q\rho^2} \left[\frac{\partial p}{\partial s} \frac{\partial \rho}{\partial b} - \frac{\partial \rho}{\partial s} \frac{\partial p}{\partial b} \right] + \text{człony z lepkością}. \quad (70)$$

Podstawowe znaczenie ma tu równanie ewolucji wirowości w kierunku wzdłużnym (69). W praktyce nie korzysta się z równania ewolucji w kierunku normalnym (70), a wartości wirowości normalnej otrzymuje się na drodze alternatywnej. W powyższych wyrażeniach pominięto człony związane z oddziaływaniem sił lepkości, które mają w ogólności bardzo złożoną postać. Elementy płynu tworzące wir kanałowy pochodzą, co prawda, z obszarów warstw przyściennych przy ograniczeniach zewnętrznych, jednakże dynamikę przepływów wtórnych określa się często jako efekt oddziaływania sił pochodzących od ciśnienia i sił bezwładności w przepływie, z pominięciem oddziaływania sił związanych z lepkością. To ostatnie oddziaływanie traktuje się wówczas jako ograniczone do sformowania wlotowej warstwy przyściennej oraz do destrukcji przepływu wirowego w procesie jego mieszania z przepływem głównym już za krawędzią wylotową łopatki.

Lakshminarayana i Horlock [82], Horlock i Lakshminarayana [83] otrzymali rozwiązania szczegółowe równania (69) dla szeregu modelowych przypadków przepływu obejmujących m.in. przepływ nielepki o stałej gęstości, przepływ nie-

lepkki nieściśliwy rozwarstwiony (ze stałą gęstością wzdłuż linii prądu), przepływ nielepkki ściśliwy (płynu barotropowego lub gazu doskonałego), przepływ w obecności sił masowych, np. w wirującym układzie współrzędnych.

W najprostszym przypadku przepływu nielepkkiego i nieściśliwego ($\rho = \text{const}$) otrzymuje się

$$\rho q \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\omega_s}{\rho q} \right) = \frac{2\omega_n}{R}. \quad (71)$$

Równanie (71) wskazuje na znaczenie wirowości w kierunku normalnym oraz promienia krzywizny linii prądu w procesie generacji wirowości w kierunku linii prądu. W nielepkkim przepływie stacjonarnym linie wirowe i linie prądu leżą na powierzchniach stałej wartości ciśnienia całkowitego (tj. na powierzchniach Bernoulli'ego), a wirowość normalną można otrzymać mnożąc skalarnie równanie Gromeki-Lamba (np. [36]) przez wersor binormalny

$$\mathbf{b} \cdot (\mathbf{u} \times \boldsymbol{\omega}) = \mathbf{b} \cdot \frac{1}{\rho} \nabla \left(p + \frac{q^2}{2} \right) \Rightarrow \omega_n q = \frac{1}{\rho} \frac{\partial p^*}{\partial b} = \left| \frac{\nabla p^*}{\rho} \right| \cos \phi, \quad (72)$$

skąd równanie (71) przyjmuje postać (Hawthorne [84])

$$\rho q \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\omega_s}{\rho q} \right) = \frac{2}{R \rho q} \frac{\partial p^*}{\partial b} \quad (73)$$

lub

$$\left(\frac{\omega_s}{\rho q} \right)_2 - \left(\frac{\omega_s}{\rho q} \right)_1 = \int_1^2 \frac{2}{R \rho q^2} \left| \frac{\nabla p^*}{\rho} \right| \cos \phi ds, \quad (74)$$

gdzie p^* jest ciśnieniem całkowitym, ϕ oznacza kąt pomiędzy wersorem binormalnym a normalną do powierzchni Bernoulli'ego (tj. kierunkiem ∇p^*). Równanie (74) ukazuje związek pomiędzy stratą ciśnienia całkowitego w kierunku binormalnym, a zmianą wirowości wzdłużnej. Równania (71) i (74) pozostają spełnione także w przypadku przepływu nielepkkiego ściśliwego płynu barotropowego ($\rho = f(p)$ – wynika to z faktu, że w przyjętym układzie współrzędnych $\partial p / \partial b = 0$, skąd także $\partial \rho / \partial b = 0$) oraz w przypadku przepływu homoentropowego gazu doskonałego ($p / \rho^\kappa = \text{const}$). Jak pokazano w [83], w przypadku przepływu gazu doskonałego z gradientami entropii równanie (74) przyjmuje postać

$$\rho q \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\omega_s}{\rho q} \right) = \frac{2}{R \rho^* q} \frac{\partial p^*}{\partial b}, \quad (75)$$

gdzie ρ^* oznacza gęstość obliczoną z równania stanu odpowiadającą parametrom spiętrzenia.

Lakshminarayana i Horlock [82] wyjaśniają także wpływ rotacji kanałów na rozwój przepływów wtórnych. Równanie ewolucji wirowości w kierunku linii prądu można zapisać w postaci (pominięto człony związane z oddziaływaniem sił lepkości)

$$\rho q \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\omega_s}{\rho q} \right) = \frac{2\omega_n}{R} + \frac{2\mathbf{s} \cdot (\mathbf{\Omega} \times \mathbf{\omega})}{q} - \frac{1}{q\rho^2} \left[\frac{\partial p}{\partial n} \frac{\partial \rho}{\partial b} - \frac{\partial \rho}{\partial n} \frac{\partial p}{\partial b} \right]. \quad (76)$$

W powyższym równaniu wirowość zapisano w układzie bezwzględny, natomiast linie prądu przyjęto w układzie względnym, w związku z czym $\mathbf{s}$ jest wektorem wzdłużnym w układzie względnym, q – prędkością w układzie względnym, a $\mathbf{\Omega}$ – wektorem prędkości kątowej obrotu wirującego układu współrzędnych. Człon z rotacją znika, o ile powierzchnie Bernoulli’ego pozostają cylindryczne. Sytuacja taka zachodzi w turbinach osiowych, w związku z czym w tych maszynach rotacja kanałów nie ma znaczenia dla rozwoju przepływów wtórnych. Inaczej jest natomiast w maszynach wirnikowych o geometrii promieniowej (osiowo-promieniowej).

Przedstawione powyżej zależności ukazują fizyczną naturę ewolucji wirowości wzdłużnej w obszarze przepływu wtórnego. Bardziej praktyczne znaczenie ilościowe mają zależności przedstawione w pracach Squire’a i Wintera [85] oraz Came i Marsha [86]. W tej pierwszej pracy korzysta się z równania (74), przy czym przyjmuje się bardzo zgrubne założenie, że wirowość w kierunku normalnym oraz wartość prędkości pozostają stałe wzdłuż linii prądu. Całkowanie przez podstawienie $d\alpha = ds/R$ daje równanie

$$\omega_s - \omega_{s0} = 2\omega_{n0}(\alpha - \alpha_0), \quad (77)$$

gdzie ω_s jest wartością bieżącą wirowości wzdłużnej, ω_{s0} i ω_{n0} są wartościami wirowości wzdłużnej i normalnej na wlocie do palisady ($\omega_{s0} = 0$ dla warstwy prostej, niezwichrowanej), natomiast różnica $\alpha - \alpha_0$ jest bieżącym odchyleniem przepływu w palisadzie. Came i Marsh [86] korzystają z przybliżenia gęstej palisady cienkich łopatek i przy stałym zakrzywieniu powierzchni Bernoulli’ego otrzymują następujące wyrażenia na wirowość wzdłużną i normalną wiru kanałowego za palisadą

$$\omega_{s1} = \omega_{s0} \frac{\cos \alpha_0}{\cos \alpha_1} + \frac{\omega_{n0}}{\cos \alpha_0 \cos \alpha_1} \left[\frac{1}{2} (\sin 2\alpha_1 - \sin 2\alpha_0) + (\alpha_1 - \alpha_0) \right], \quad (78)$$

$$\omega_{n1} = \omega_{n0} \frac{\cos \alpha_1}{\cos \alpha_0}. \quad (79)$$

Autorzy robią także bilans cyrkulacji za krawędzią wylotową i wyznaczają wartość cyrkulacji wiru krawędziowego i warstwy wirowej krawędziowej.

Teorię ewolucji wirowości Lakshminarayana i Horlocka [83] oraz równania (78)–(79) Came’a i Marsha [86] wykorzystuje się w metodzie numerycznej określenia strat mieszania przepływów wtórnych zaproponowanej przez Grego-

ry-Smitha [87]. Na podstawie znajomości wartości wirowości w danym przekroju wyznacza się prędkość przepływu indukowanego i określa energię kinetyczną przepływu wtórnego. Zakładając, że energia ta jest tracona w procesie mieszania z przepływem głównym oblicza się poziom strat mieszania przepływów wtórnych. W pracy [87] prędkość indukowaną w przekroju na krawędzi wylotowej palisady znajduje się numerycznie w oparciu o równanie Poissona dla funkcji prądu ψ

$$\Delta \psi = \omega_{s1}, \quad (80)$$

skąd składowe prędkości indukowanej określa się jako

$$v_{r1} = \frac{\partial \psi}{\partial n}, \quad v_{n1} = \frac{\partial \psi}{\partial r}, \quad (81)$$

gdzie v_r , v_n oznaczają składowe prędkości przepływu wzdłuż wysokości kanału i w kierunku poprzecznym do kierunku przepływu głównego. Współczynnik strat mieszania przepływów wtórnych (w uśrednieniu masowym) można natomiast przedstawić w postaci

$$\xi_{\text{sec}} = \frac{\int_0^1 \int_0^1 \rho_1 v_1 (v_{r1}^2 + v_{n1}^2) \cos \alpha_1 dx dy}{\int_0^1 \int_0^1 \rho_1 v_1^3 \cos \alpha_1 dx dy}. \quad (82)$$

Więcej informacji nt. ewolucji przepływów brzegowych można znaleźć w obszernej pracy przeglądowej Gregory-Smitha [20], a także w artykule [88].

Elementy strat brzegowych

Generacja strat brzegowych jest zjawiskiem niezwykle złożonym. W największej ogólności można straty brzegowe podzielić na straty w warstwach przyściennych przy ograniczeniu i straty zaindukowanych przepływów wirowych – przepływów wtórnych, Denton [18], Bear i in. [89], Coull [90]. Do podstawowych mechanizmów generacji strat brzegowych można zaliczyć:

1. Formowanie się warstwy przyściennej przed krawędzią wlotową łopatki.
2. Formowanie się warstwy przyściennej w dół przepływu od linii unoszenia wiru podkowiastego.
3. Efekty przepływu ścinającego wzdłuż linii unoszenia wiru podkowiastego, pomiędzy wirum kanałowym a przepływem przy powierzchni ssącej łopatki, wzdłuż powierzchni rozdziału poszczególnych struktur wirowych, w narożach kanału i na granicy obszarów oderwań.
4. Mieszanie wiru kanałowego, krawędziowego i innych form wirowych z przepływem głównym. Przyjmuje się, że energia kinetyczna przepływu względnego dostępna w przekroju wylotowym wieńca jest tracona w proce-

sie mieszania z przepływem głównym, Gregory-Smith [87], Sieverding [76], MacIsaac i in. [91], Lyall i in. [92].

5. Procesy mieszania przepływów wtórnych zwykle nie zostają zakończone w obszarze wieńca, w którym zostały wygenerowane i przenoszą się w dół przepływu do kolejnego wieńca. Znaczne niejednorodności rozkładu wartości i kierunku prędkości na wlocie prowadzą do lokalnych oderwań przepływu i przesunięcia punktu przejścia laminarno-turbulentnego w górę przepływu. Zjawiska te mają miejsce przy powierzchni łopatki następnego wieńca w pobliżu ograniczeń zewnętrznych.

Decydujące znaczenie dla poziomu strat brzegowych ma stosunek wysokości łopatki do cięciwy, co uwzględniają wszystkie korelacje eksperymentalne wyznaczania strat przepływowych w palisadach turbinowych, m.in. Ainley'a i Mathiesona [10], Dunhama i Came'a [93] oraz Traupla [15]. W korelacji Traupla straty brzegowe są odwrotnie proporcjonalne do stosunku wysokość/cięciwa w zakresie wysokości kanału, przy której nie ma interferencji pomiędzy przepływami wtórnymi pochodzącymi od przeciwległych ograniczeń. Korelacja ujmuje także wpływ liczby Reynoldsa (poprzez współczynnik χ_{Re}), stosunku prędkości i odchylenia przepływu w palisadzie (poprzez współczynnik F) oraz stosunku podziałka/cięciwa:

$$\xi_{sec} = \chi_{Re} F \frac{p}{C} \frac{C}{h} . \quad (83)$$

Dla krótszych łopatek zależność ta jest bardziej złożona i uwzględnia wartość graniczną stosunku wysokość/cięciwa odpowiadającą połączeniu się centrów strat przepływów wtórnych pochodzących od przeciwległych ograniczeń

$$\xi_{sec} = \chi_{Re} F \frac{p}{C} \frac{1}{(h/C)_{gr}} + A \left[\frac{C}{h} - \frac{1}{(h/C)_{gr}} \right] . \quad (84)$$

Parametr A określa się osobno dla palisady kierowniczej i wirnikowej. Szczegółowe postaci i wartości współczynników F i A można znaleźć w pracach Traupla [15] i Kosowskiego [17].

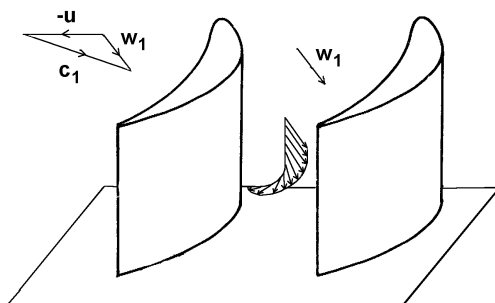
Do parametrów przepływu mających istotne znaczenie dla rozwoju przepływów wtórnych i poziomu strat brzegowych należą grubość wlotowej warstwy przyściennej przy ograniczeniach zewnętrznych oraz jej wichrowatość. W pracy eksperymentalnej Gregory-Smitha i in. [94] pokazano, że wzrost grubości wlotowej warstwy przyściennej powoduje intensyfikację przepływów wtórnych. Przy wzroście grubości warstwy następuje wzrost wartości maksimów wirowości w obszarze przepływów wtórnych (zarówno o rotacji dodatniej, jak i ujemnej) oraz wzrost wartości maksimów powierzchniowego rozkładu strat ciśnienia całkowitego w przekroju wylotowym palisady. Jednocześnie nie obserwuje się zmian w położeniu maksimów powyższych rozkładów. Przy ok. dwukrotnym zwiększeniu grubości wlotowej warstwy przyściennej (od ok. 18% do 33% wysokości łopatki), autorzy zarejestrowali wzrost strat brzegowych w palisadzie

prostoliniowej Durham o ok. połowę. Znacząco większa część tego przyrostu strat przypada na sam obszar warstwy przyściennej jeszcze przed krawędzią wlotową, mniejsza na obszar formowania struktur wirowych przepływów wtórnych i ich mieszania z przepływem głównym. Przyjęte w trakcie badań grubości wlotowej warstwy przyściennej mogą być w luźnym związku z rzeczywistymi warunkami występującymi na wlocie do stopni turbinowych, jednak grubość wlotowej warstwy przyściennej jest na tyle istotnym parametrem, że pojawia się w korelacjach eksperymentalnych dla wyznaczenia strat brzegowych.

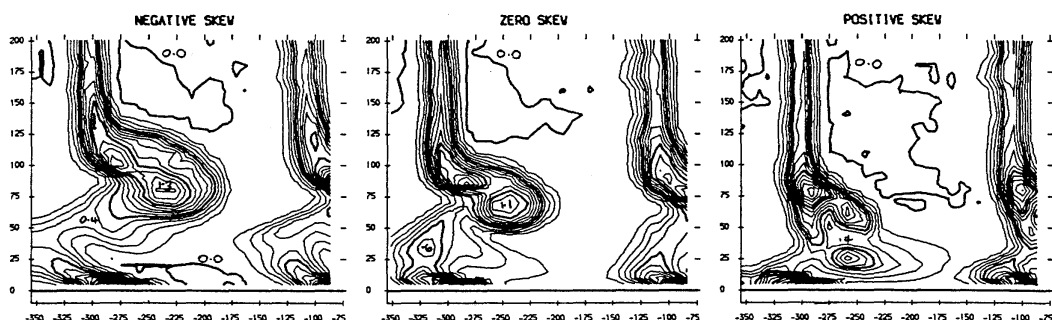
W dotychczasowych rozważaniach rozpatrywano palisady względnie nieruchome. Prosta warstwa przyścienna przy ograniczeniu zewnętrznym kanału wygenerowana w układzie względnie nieruchomym charakteryzuje się niejednorodnością pola prędkości tylko w kierunku prostopadłym do powierzchni i posiada jedną niezerową składową wirowości w kierunku prostopadłym do przepływu. Z reguły trójkąta prędkości przy przejściu pomiędzy układami odniesienia wynika, że w momencie wejścia w układ ruchomy warstwa przyścienna doznaje skręcenia, co widać na rys. 21. Zatem już na wlocie do palisady zawiera składową wirowości w kierunku linii prądu. O ile na granicy warstwy przyściennej kierunek napływu na łopatkę przyjmujemy za nominalny, to w głąb warstwy kierunek napływu elementów płynu o mniejszej prędkości przesuwa się w stronę powierzchni ssącej. Dotyczy to palisady turbinowej (w palisadzie sprężarkowej mamy bowiem sytuację odwrotną – przesunięcie kierunku napływu w stronę powierzchni cisnącej). A zatem w palisadzie turbinowej kierunek zwichrowania wlotowej warstwy przyściennej zbiega się z kierunkiem przepływu poprzecznego, z czego można wnosić, że wichrowatość warstwy przyściennej na wlocie jest czynnikiem intensyfikującym przepływy wtórne.

Wpływ wichrowatości wlotowej warstwy przyściennej zbadano eksperymentalnie w pracy Walsha i Gregory-Smitha [95]. Autorzy wykorzystali w badaniach ruchomy pas, który umożliwiał wygenerowanie wlotowej warstwy przyściennej zwichrowanej „ujemnie” (co określa niekorzystną sytuację odpowiadającą warunkom napływu na względnie ruchomą palisadę turbinową) i „dodatnio” (sytuacja korzystna odpowiadająca palisadzie sprężarkowej). Ujemne zwichrowanie warstwy przyściennej powoduje wzrost rozmiarów wiru kanałowego, wzrost maksimów powierzchniowego rozkładu strat ciśnienia całkowitego w przekroju wylotowym oraz przesunięcie maksimów zarówno w kierunku średnicy podziałowej, jak i w kierunku powierzchni cisnącej. Odwrotnie w przypadku dodatniego zwichrowania, co pokazuje rys. 22. Obserwuje się wzrost poziomu strat brzegowych pomiędzy przypadkiem ujemnie zwichrowanej warstwy wlotowej a referencyjną warstwą prostą o ok. 2/3. Mniej więcej połowa tego przyrostu przypada na warstwę przyścienną przed krawędzią wlotową, reszta na obszar międzyłopatkowy i za krawędzią wylotową. Walsh i Gregory-Smith [95] proponują także korektę korelacji strat przepływów wtórnych z uwagi na grubość wlotowej warstwy przyściennej oraz korektę na przypadek zwichrowanej warstwy przyściennej na wlocie do palisady. Wpływ warunków przepływu na wlocie, w tym grubości i stanu warstw przyściennych przy ogranicze-

niach oraz poziomym turbulencji w tych warstwach na poziom strat brzegowych jest także przedmiotem prac Hermansona i Thole [96], Sauera i in [97] oraz Cui i in. [98]. Turbulentna warstwa przyścienna na wlocie powoduje wzrost strat brzegowych w porównaniu z warstwą laminarną o kilkanaście do kilkudziesięciu procent.



Rys. 21. Zwichrowana wlotowa warstwa przyścienna



Rys. 22. Izolinie ciśnienia całkowitego w przekroju wylotowym palisady Durham dla wlotowej warstwy przyściennej zwichrowanej ujemnie (rys. lewy), bez zwichrowania (rys. środkowy), zwichrowanej dodatnio (rys. prawy); Walsh i Gregory-Smith [95]

Diagram strat brzegowych

Nasuwa się pytanie, czy straty w specyficznie ewoluującej warstwie przyściennej przy ograniczeniach można wyznaczyć w podobny sposób jak na profilu, czyli lokalnie jako proporcjonalne do trzeciej potęgi prędkości przy powierzchni – wzory (35) lub (36). Harrison [79] i Denton [19] pokazują, że zastosowanie tej reguły ze współczynnikiem dysypacji $C_D = 0,002$, jak dla warstwy turbulentnej (rys. 10), może dać dobre rezultaty. Oszacowanie takie jest do przyjęcia, gdyż duża część nowo tworzącej się laminarnej warstwy przyściennej jest cienka, a liczba Reynoldsa mieści się w zakresie $50 < Re_\theta < 100$, w którym współczynnik dysypacji jest na podobnym poziomie, jak w przepływie turbulentnym. Część obszaru nowej warstwy przyściennej charakteryzuje się liczbą Reynoldsa poniżej $Re_\theta < 50$, kiedy to straty w laminarnej warstwie przyściennej są większe niż w turbulentnej. Stanowi to przeciwwagę dla obszaru laminarnej warstwy

przyściennej przy $Re_\theta > 100$, gdzie tak przyjęta wartość współczynnika dysypacji jest zawyżona.

Założenie powyższe prowadzi w prostej drodze do oszacowania strat w warstwie przyściennej przy ograniczeniach zewnętrznych. Mianowicie, produkcję entropii w trójwymiarowej warstwie przyściennej przy ograniczeniach zewnętrznych do krawędzi wlotowej i za krawędzią wylotową łopatki, $\dot{S}_-$ i $\dot{S}_+$ (przypadające na jeden kanał przepływowy), można zapisać jako:

$$\dot{S}_- = 2C_D p \Delta x_- \rho v_{\delta,le}^3 / T_{\delta,le}, \quad \dot{S}_+ = 2C_D p \Delta x_+ \rho v_{\delta,te}^3 / T_{\delta,te} \quad (85)$$

gdzie $v_{\delta,le}, T_{\delta,le}, v_{\delta,te}, T_{\delta,te}$ oznaczają odpowiednio prędkości i temperatury na granicy warstwy przyściennej przy krawędzi wlotowej i wylotowej, $\Delta x_-, \Delta x_+$ to odpowiednio długości warstwy przyściennej w kierunku osiowym od referencyjnego przekroju wlotowego do krawędzi wlotowej łopatki i od krawędzi wylotowej do przekroju wylotowego z palisady, a p jest podziałką (zaniedbano zmianę promienia pomiędzy ograniczeniem górnym i dolnym oraz przyjęto tę samą wartość podziałki przy obu ograniczeniach). Mnożnik 2 we wzorze (85) ujmuje fakt, że rozważamy oba przeciwległe ograniczenia. Przyjmując, że $v_x = v_{\delta,le} \cos \alpha_0 = v_{\delta,te} \cos \alpha_1$ i korzystając z definicji współczynnika strat $\xi = T\dot{S} / 0,5v_{\delta,te}^2 m$ (por. wzór (35)), gdzie masowe natężenie przepływu przez jeden kanał wyraża się wzorem $m = v_x \rho p h$ (h – wysokość kanału), można otrzymać zależności opisujące współczynnik strat przepływu w warstwie przyściennej przy ograniczeniach zewnętrznych do krawędzi wlotowej łopatki i za krawędzią wylotową

$$\xi_- = 4C_D \frac{\Delta x_-}{h} \frac{\cos^2 \alpha_1}{\cos^3 \alpha_0}, \quad \xi_+ = 4C_D \frac{\Delta x_+}{h} \frac{1}{\cos \alpha_1}. \quad (86)$$

Udział pierwszego czynnika jest pomijalny z uwagi na małą prędkość przepływu na wlocie, natomiast wartość drugiego czynnika może stanowić znaczny wkład do poziomu strat brzegowych przy znacznej długości obszaru Δx_+ . Istotna jest tu też relacja odwrotnie proporcjonalna względem wysokości kanału i poziomu odchylenia przepływu w palisadzie w drugim czynniku.

Przejdźmy teraz do oszacowania strat w obszarze międzyłopatkowym, tj. pomiędzy krawędzią wlotową i wylotową. Oszacowanie takie można poczynić zakładając np. liniowy profil prędkości wzdłuż podziałki pomiędzy powierzchnią ssącą i cisnącą $v_\delta = v_p + (v_s - v_p)y$, $0 < y < 1$, gdzie v_s, v_p nie zależą od współrzędnej y , i pozostając przy założeniach modelu cienkiego profilu o równym obciążeniu wzdłuż cięciwy, poczynionych w rozdz. 1.4, tj. $v_s - v_p = 2\Delta v = \text{const}$; $v_s + v_p = 2\bar{v}$; $\bar{v} \cos \alpha = v_x$, gdzie α – bieżący kąt przepływu w palisadzie zmieniający się w zakresie od kąta wlotowego α_0 do wylotowego α_1 . Produkcję en-

tropii w warstwie przyściennej przy ograniczeniach zewnętrznych w obszarze międzyłopatkowym $\dot{S}_M$ (przypadającą na jeden kanał przepływowy) można znaleźć jako całkę powierzchniową

$$\dot{S}_M = 2C_D C_a p \int_0^1 \int_0^1 \frac{\rho v_\delta^3}{T_\delta} dx dy, \quad (87)$$

gdzie C_a jest cięciwą osiową ($C_a = C \cos \phi$, a ϕ oznacza kąt ustawienia profilu łopatki), skąd współczynnik strat brzegowych w obszarze międzyłopatkowym przyjmuje postać

$$\begin{aligned} \xi_M &= \frac{T \dot{S}_M}{0.5 v_{\delta, te}^2 m} = \frac{4 C_D C_a}{v_{\delta, te}^2 v_x h} \int_0^1 \int_0^1 v_\delta^3 dx dy = \\ &= \frac{4 C_D C_a \cos^2 \alpha_1}{v_x^3 h} \int_0^1 \int_0^1 [v_p + (v_s - v_p)y]^3 dx dy = \\ &= \frac{4 C_D C_a \cos^2 \alpha_1}{v_x^3 h} \int_0^1 \frac{1}{4} (v_s^2 + v_p^2) (v_s + v_p) dx = \\ &= \frac{4 C_D C_a \cos^2 \alpha_1}{h} \int_0^1 \frac{\bar{v}(\bar{v}^2 + \Delta v^2)}{v_x^3} dx = \\ &= \frac{4 C_D C_a \cos^2 \alpha_1}{h} \int_0^1 \left(\frac{1}{\cos^3 \alpha_1} + \frac{1}{\cos \alpha_1} \frac{\Delta v^2}{v_x^2} \right) dx. \end{aligned} \quad (88)$$

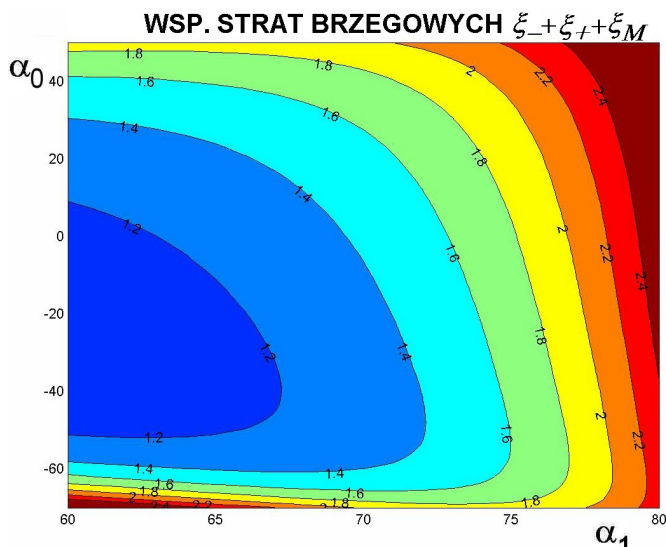
Korzystając z oznaczeń (40) oraz przyjmując wartość $\Delta v / v_x = \sqrt{c_1 / 3c_2}$ wyznaczoną wcześniej dla minimalnej wartości współczynnika strat w warstwie przyściennej na profilu można otrzymać następujące oszacowanie

$$\begin{aligned} \xi_M &= \frac{4 C_D C_a \cos^2 \alpha_1}{h(\operatorname{tg} \alpha_1 - \operatorname{tg} \alpha_0)} \left(c_1 + c_2 \frac{\Delta v^2}{v_x^2} \right) = \frac{4 C_D \cos^2 \alpha_1 \cos \phi}{(\operatorname{tg} \alpha_1 - \operatorname{tg} \alpha_0)} \frac{C}{h} \frac{4}{3} c_1 = \\ &= \frac{8}{3} C_D \cos^2 \alpha_1 \cos \phi \frac{p}{C} \frac{C}{h} \sqrt{3 c_1 c_2}, \end{aligned} \quad (89)$$

gdzie całki c_1 , c_2 wyrażają się wzorami (40), a optymalna wartość stosunku podziałka/cięciwa odpowiadająca minimalnej wartości współczynnika strat w warstwie przyściennej na profilu opisana jest zależnością (44). Przy wyprowadzaniu powyższego wzoru łatwo zauważyć, że o ile pominie się udział prędkości po stronie cisnącej, $v_p = 0$, to średnie straty przy ograniczeniu zewnętrznym przypadające na jednostkę powierzchni stanowią 1/4 strat przy powierzchni ssącej. Jednak faktycznie wartość v_p nie jest tu do pominięcia i straty przy ogranicze-

niach są większe. Niewątpliwie pozostają odwrotnie proporcjonalne do wysokości kanału.

Zależności (86) i (89) zobrazowano na rys. 23 dla stosunku wysokość łopatki/cięciwa $h/C = 1$, kąta ustawienia $\phi = 30^\circ$ (co daje stosunek wysokość/cięciwa osiowa $h/C_a = 1,155$) oraz przy typowej rozpiętości obszaru na wlocie i wylocie z palisady w kierunku osiowym $\Delta x_{\pm} = C/4$. Straty w warstwach przyściennych przy ograniczeniach zewnętrznych kanału wyraźnie rosną ze wzrostem kąta wylotowego. Dla typowych kombinacji kątów w poddźwiękowej palisadzie kierowniczej w stopniu akcyjnym przy $\alpha_0 \in (-10^\circ, +10^\circ)$, $\alpha_1 \in (75^\circ, 80^\circ)$, wartość współczynnika strat wyznaczona ze wzorów (86) i (89) zmienia się w granicach $1,8 \div 2,5\%$. Wartości strat w warstwach przyściennych przy ograniczeniach są tu więc o ok. 20% mniejsze niż straty w warstwach przyściennych na profilu. Do ważnych składników strat brzegowych należą również straty związane z obecnością przepływów wtórnych. Jak podaje Denton w typowej palisadzie łopatkowej 2/3 strat brzegowych pochodzi z obszarów warstw przyściennych przy ograniczeniach, głównie z nowej warstwy przyściennej w obszarze pomiędzy łopatkami i za krawędzią wylotową łopatek. Pozostała 1/3 część strat brzegowych pochodzi z obszaru formowania się przepływów wtórnych i obszaru dysypacji energii kinetycznej przepływów wtórnych w procesie mieszania z przepływem głównym. Po dodaniu tej wartości do strat w warstwach przyściennych przy ograniczeniach, jak również po dodaniu strat krawędziowych do strat w warstwach przyściennych na łopatkę okazuje się, że poziom strat brzegowych dla palisad o stosunku $h/C = 1$ jest porównywalny z poziomem strat profilowych, co zgodnie jest z obserwacjami wielu autorów, np. Denton [19].



Rys. 23. Wartości współczynnika strat w warstwie przyściennej przy ograniczeniach zewnętrznych $\xi_- + \xi_+ + \xi_M$ dla zadanego zestawu kąta wlotowego i wylotowego palisady turbinowej obliczone ze wzorów (86) i (89); $h/C = 1$, $h/C_a = 1,155$ [88]

Warto jeszcze zauważyć, że w przypadku palisady wirnikowej stopnia akcyjnego przy $\alpha_0 \in (-70^\circ, -60^\circ)$, $\alpha_1 \in (70^\circ, 75^\circ)$, wartość współczynnika strat przepływu w warstwie przysciennej przy ograniczeniach zewnętrznych wyznaczona ze wzorów (86) i (89) zmienia się w granicach $1,5 \div 2,0\%$ i jest mniejsza niż w analizowanej palisadzie kierowniczej, przy mniejszej wartości prędkości i kąta przepływu na wylocie z palisady. Nie oznacza to jednak, że straty brzegowe w palisadach wirnikowych są niższe. W tym przypadku obserwuje się bowiem znaczny wzrost strat związanych z dysypacją energii kinetycznej struktur wirów przepływów wtórnych.

Zgrubna ocena ilościowa strat mieszania przepływów wtórnych z przepływem głównym metodami elementarnej algebry jest wyjątkowo trudna, jako że obraz przepływów wtórnych ma charakter silnie indywidualny, zależny od geometrii palisady i warunków przepływu. Próby takie jednak podejmowano, m.in. w pracy Puzyrewskiego [64], gdzie na bazie konwekcji linii wirowych w kanale odchylającym wyznaczono wirowość w kierunku linii prądu, skąd określono prędkość przepływu indukowanego i energię kinetyczną przepływu wtórnego oraz założono, że cała ta energia jest tracona w procesie mieszania z przepływem głównym. Tak wyprowadzony współczynnik strat przepływów wtórnych ξ_{sec} ma dla przypadku przepływu nieściśliwego następującą postać, którą warto tu zacytować (po adaptacji oryginalnego wzoru do oznaczeń stosowanych w niniejszej pracy):

$$\xi_{sec} = \frac{c_2}{[2\cos\alpha_1 + (h/C)(C/p)]^2} \frac{\sin^2(\alpha_1 - \alpha_0)}{(\cos\alpha_1 + \cos\alpha_0)^2} \frac{\cos^4\alpha_1}{\cos^4\alpha_0}. \quad (90)$$

Powyższy wzór zawiera stałą c_2 , której wartość została ustalona na drodze korelacji z danymi eksperymentalnymi dla kilku typów palisad – $c_2 = 0,159$. Wzór ten wyjaśnia znaczny udział strat mieszania przepływów wtórnych w bilansie strat brzegowych przy dużych ujemnych wartościach kąta wlotowego (jak w palisadach wirnikowych stopni akcyjnych, gdzie $\alpha_0 < -60^\circ$), natomiast mały udział w przypadku palisad o zerowym napływie nominalnym (jak w palisadach kierowniczych). Duże nadzieje na określenie strat mieszania przepływów wtórnych z przepływem głównym i innymi formami przepływów wirowych wiąże się z modelowaniem przepływu trójwymiarowego w oparciu o układ równań RANS. Wyniki własnych badań wpływu niektórych parametrów geometrycznych i przepływowych na rozwój przepływów wtórnych w palisadach kierowniczych i wirnikowych stopni turbinowych przedstawiono w rozdziale 3.1.

Obszarami akumulacji strat przepływów wtórnych są miejsca położone w pewnej odległości od ograniczeń zewnętrznych, Hodson i Dominy [67], Gregory-Smith i Cleak [78]. Powierzchniowy rozkład strat ciśnienia całkowitego za krawędzią wylotową palisady Durham ujawnia silne centrum strat, w którym można wyróżnić dwa piki pochodzące od wiru kanałowego i wiru krawędziowego. Obserwuje się także centrum strat przepływu w obszarze wiru narożnikowego po stronie ssącej. Należy zwrócić uwagę, że powyższe piki położone są

w bliskości miejsc o maksymalnej wartości wirowości, ale nie pokrywają się dokładnie z nimi, a raczej z miejscami najwyższych naprężeń w płynie. Obraz izolinii podlega ewolucji w dół przepływu w wyniku działania procesów dysypacyjnych. W wielu badaniach nie rozróżnia się dwóch pików w obrębie centrum strat, lecz obserwuje się jeden pik w obszarze wiru kanałowego, Langston i in. [65], Yamamoto [99]. Sytuacja taka ma miejsce szczególnie przy położeniu kontrolnego przekroju wylotowego daleko za krawędzią wylotową łopatki i/lub przy małej intensywności wiru krawędziowego.

Obecność przepływów wtórnych prowadzi do niejednorodności w rozkładzie promieniowym kąta wylotowego. W obszarze dominacji wiru kanałowego od strony średnicy podziałowej, odchylenie strumienia w palisadzie jest mniejsze o kilka stopni niż w części kanału przepływowego wolnej od przepływów wtórnych, gdzie przepływ ma charakter dwuwymiarowy. Odchylenie strumienia wzrasta natomiast z drugiej strony wiru kanałowego w pobliżu ograniczeń. Efekty te zostaną zobrazowane w rozdz. 2.8 oraz 3.1.

1.8. Straty przecieku nadłopatkowego

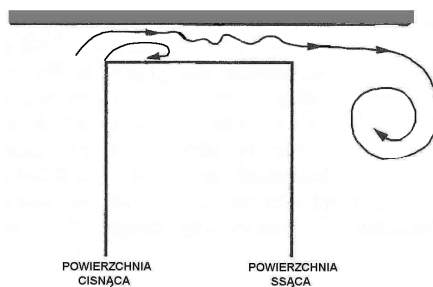
Jednym z głównych źródeł strat w turbinach są przepływy uboczne. Są one rezultatem obecności szczelin technologicznych pomiędzy nieruchomymi i ruchomymi elementami maszyn. Do przepływów ubocznych zaliczamy m.in. przecieki nadłopatkowe i podłopatkowe, przepływy przytarczowe i przez otwory odciążające, przepływy labiryntowe przez wszelkiego rodzaju uszczelnienia, itd. Strumienie przepływów ubocznych omijają układ łopatkowy i nie wykonują pracy. Są zatem źródłem straty mocy turbiny.

W niniejszym podrozdziale zajmiemy się podstawową formą przepływów ubocznych jaką jest przeciek nadłopatkowy nad wirującą łopatką wirnikową. Zakłada się, że entalpia strumienia przecieku pozostaje niezmienniona. Jest to strumień zdolny do wykonania pracy w następnym stopniu. Przeciek jednakże charakteryzuje się parametrami znacznie odbiegającymi od parametrów przepływu głównego, co pokazują wyniki pomiarów na turbinach rzeczywistych, np. Marcinkowski [100], Gardzilewicz i Marcinkowski [101]. Szczególnie znacząca jest różnica pomiędzy prędkością strumienia przecieku i przepływu głównego (chodzi tu zarówno o wartość prędkości, jak i jej kierunek). Mechanizm formowania się przecieku nad łopatkami niebandażowanymi jest inny niż przecieku nad łopatkami bandażowanymi. Znacznie różnią się także struktury przepływu, które obserwuje się w obszarze wpływu tych dwóch form przecieku. Dlatego też te dwie formy przecieku są w niniejszej pracy rozpatrywane oddzielnie.

Formowanie się przecieku nad łopatką wolnonośną

Mechanizm formowania się przecieku nad łopatkami niebandażowanymi i jego dalszy rozwój w kanale łopatkowym przedstawiono na rys. 24. Motorem napędowym tego typu przecieku jest różnica ciśnienia, jaka ukształtowała się w przepływie pomiędzy powierzchnią cisnącą i ssącą. Z uwagi na znaczną róż-

nicę ciśnienia, jaka ma miejsce na krótkiej drodze równej grubości łopatki, strumień przecieku doznaje znacznego przyspieszenia w szczelinie nadłopatkowej. W palisadzie transonicznej strumień przecieku rozpędzany jest do prędkości naddźwiękowych, podobnie jak przepływ główny przy powierzchni ssącej. Wejściu strumienia w obszar nadłopatkowy towarzyszy zwykle oderwanie z ostrej krawędzi łopatki. Strumień przecieku jest ograniczony do wąskiego gardła pomiędzy ograniczeniem górnym a obszarem oderwania. Tu następuje turbulizacja strumienia, jego mieszanie z warstwą ścinającą oddzielającą strumień przecieku od obszaru oderwania, po czym strumień wypełnia już całą szerokość szczeliny. Proces mieszania zostaje przeważnie zrealizowany na długości odpowiadającej kilku (typowo pięciu) szerokościom szczeliny nadłopatkowej, co oznacza, że dla typowej łopatki turbinowej proces mieszania jest zakończony jeszcze w szczelinie nadłopatkowej i strumień przecieku jest „jednorodny”, gdy opuszcza szczelinę. Szczegółowe badania strumienia przecieku oraz struktur wirowych w pobliżu krawędzi łopatki w wąskim obszarze szczeliny są przedmiotem pracy Sjolander i Cao [102]. Strumień przecieku nie podlega odchyleniu charakterystycznemu dla strumienia głównego w kanale łopatkowym, jest natomiast odchylany w inną stronę pod wpływem gradientu ciśnienia między powierzchnią cisnącą i ssącą, stąd jego kierunek na wylocie ze szczeliny nadłopatkowej tworzy często kąt rozwarty z kierunkiem strumienia głównego. Za szczeliną, z uwagi na przeciwny gradient ciśnienia w kanale, strumień przecieku odrywa się od ograniczenia górnego kanału tworząc strukturę wirową, która unoszona jest w dół przepływu, Bindon [103], [104], Sjolander i Amrud [105], Williams i in. [106].

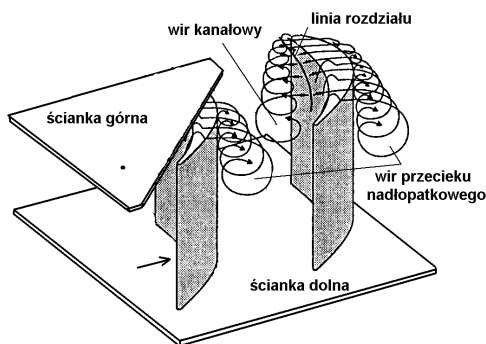


Rys. 24. Schemat przecieku nad łopatkami niebandażowanymi

Wiedzę odnośnie fizyki przecieku nadłopatkowego pozyskiwano głównie z badań eksperymentalnych palisad ze szczeliną nadłopatkową. Badania dotyczyły palisad nieruchomych, jak i ruchomych, ewentualnie uwzględniających wzajemny ruch kanału i ograniczenia. Zaletą tych pierwszych była możliwość wykonania szczegółowych pomiarów i śledzenia fizyki zjawisk, tych drugich adekwatność w stosunku do rzeczywistych sytuacji spotykanych w maszynach.

Yaras i in. [107] stwierdzają mały wpływ obecności szczeliny na rozkład ciśnienia przy ograniczeniach zewnętrznych, który jest w dużej mierze taki, jak ukształtowany w kanale międzyłopatkowym. Odstępstwa od tego rozkładu ci-

śnienia mają charakter lokalny, szczególnie w obszarze szczeliny i wokół szczytu łopatki, a dotyczy to przypadku względnie nieruchomego ograniczenia zewnętrznego, jak i rzeczywistej sytuacji ograniczenia ruchomego. W porównaniu do palisady bez szczeliny nadłopatkowej obserwuje się nieznaczny spadek ciśnienia przy powierzchni cisnącej szczytu łopatki i znacznie większy spadek ciśnienia przy powierzchni ssącej szczytu. Efektem tej redukcji ciśnienia jest pewna zmiana, tj. wzrost obciążenia szczytu łopatki w porównaniu z obciążeniem przekrojów średnich. W badaniach prowadzonych przez Grahama [108], Sjolandra i Amruda [105] oraz Xiao i in. [109] zaobserwowano istotny wzrost siły osiowej działającej na łopatkę w palisadzie ze szczeliną nadłopatkową (od kilku do kilkunastu procent w zależności od szerokości szczeliny i geometrii palisady). Mniejsze były zmiany siły obwodowej dającej moment obrotowy.



Rys. 25. Wir przecieku nadłopatkowego i wir kanałowy w układzie ze szczeliną

Obecność szczeliny nad łopatką wirnikową zwykle eliminuje spiętrzenie przepływu, które przy braku szczeliny ma miejsce przy ograniczeniu górnym w narożu przed krawędzią wlotową łopatki. W związku z tym przy ograniczeniu nad szczeliną przeważnie nie pojawia się wir podkowiaasty, chyba że przy bardzo małych rozmiarach szczeliny. Przepływ przy ograniczeniu zewnętrznym zbliżając się do obszaru szczeliny nad krawędzią wlotową ulega rozdziłowi na dwa strumienie zmierzające w kierunku sąsiednich obszarów niskiego ciśnienia przy powierzchni ssącej sąsiednich łopatek – strumień przecieku pokonujący szczelinę nadłopatkową i strumień przepływu poprzecznego zmierzający w poprzek kanału. Strumień przecieku nadłopatkowego opuszczający szczelinę pod wpływem przeciwnego gradientu ciśnienia w kanale odrywa się od ograniczenia i zwija się tworząc wir przecieku nadłopatkowego. Z kolei przepływ poprzeczny zablokowany strumieniem przecieku nadłopatkowego także odrywa się od ograniczenia i zwija się tworząc wir kanałowy. Sytuację tę ilustruje rys. 25. Linia rozdziału pomiędzy strumieniem przecieku a przepływem poprzecznym leży przy powierzchni cisnącej łopatki, Moore i Tilton [110], co także pokazano na rys. 25. Wir przecieku nadłopatkowego i wir kanałowy charakteryzują się przeciwnymi kierunkami rotacji. Jak wynika z prac Yarasa i Sjolandra [111] oraz Tallmana i Lakshminarayana [112] strukturą dominującą jest tu wir przecieku

nadłopatkowego. Wzajemne relacje pomiędzy cyrkulacjami tych dwóch form przepływów wirowych zależą od szerokości szczeliny nadłopatkowej, poziomu odchylenia przepływu i obciążenia palisady, kierunku napływu strumienia głównego i innych czynników. Dla typowych niskoobciążonych palisad wirnikowych o nominalnym kierunku napływu i typowych rozmiarach szczelin cyrkulacja wiru przecieku nadłopatkowego jest kilka razy wyższa niż wiru kanałowego.

Wzajemne oddziaływanie wiru przecieku nadłopatkowego i wiru kanałowego jest procesem złożonym. W silnie odchylających palisadach turbinowych badanych przez Yamamoto [113,114] oraz Yamamoto i in. [115], słabsza struktura wiru kanałowego w wyniku oddziaływania z wirami przecieku nadłopatkowego doznaje przesunięcia w kierunku średnicy podziałowej. Podlega w tym czasie znacznemu wydłużeniu i redukcji cyrkulacji. Cyrkulacja wiru kanałowego maleje przy przesunięciu napływu strumienia głównego na łopatkę w kierunku powierzchni niskiego ciśnienia, czyli przy redukcji odchylenia przepływu w palisadzie, podczas gdy cyrkulacja wiru przecieku nadłopatkowego pozostaje praktycznie na tym samym poziomie. Ze wzrostem rozmiaru szczeliny następuje wzrost intensywności wiru przecieku nadłopatkowego, a intensywność wiru kanałowego raczej spada lub pozostaje niezmienną. W badaniach Chana i in. [116] dotyczących palisady o mniejszym odchyleniu przepływu głównego niż palisady Yamamoto, słaby wir kanałowy ulega szybko dysypacji. Pozostałości wirowości o kierunku rotacji odpowiadającej wirowi kanałowemu obserwuje się tam jedynie przy ograniczeniu zewnętrznym przy powierzchni cisnącej w bliskim sąsiedztwie punktu oderwania przepływu poprzecznego.

Przeciek nadłopatkowy jest obszarem wysokiego poziomu turbulencji przepływu. Produkcja energii kinetycznej turbulencji, a następnie jej dysypacja stanowią znaczne źródło strat przepływu. Rezultaty szczegółowych pomiarów przedstawione w pracy Moore i in. [117] wskazują na poziom turbulencji sięgający 30% (odniesiony do prędkości wlotowej) w rejonie oderwania przecieku nadłopatkowego od ścianki ograniczenia, w obszarze wiru przecieku nadłopatkowego i wiru kanałowego oraz w obszarze silnych naprężeń wynikających z interakcji tych dwóch struktur wirowych. Poziom turbulencji w strudze w obszarze szczeliny pomierzony przez Heyesa i in. [118] przekracza lokalnie 26% (względem prędkości wylotowej z palisady).

Elementy strat przecieku nadłopatkowego

Straty entalpii związane z przeciekiem nad łopatkami wolnonośnymi są stratami tarcia oraz mieszania strumieni. Pomijając oddziaływanie sił lepkości w procesie formowania się wiru przecieku nadłopatkowego (tj. przyjmując, że proces ten zasadniczo wynika z oddziaływania sił pochodzących od ciśnienia i sił bezwładności), wśród podstawowych mechanizmów generacji strat w obszarze przecieku nadłopatkowego można wyróżnić, Denton [18]:

1. Tarcie strumienia przecieku o powierzchnię ograniczenia zewnętrznego i powierzchnię wierzchołka łopatki.

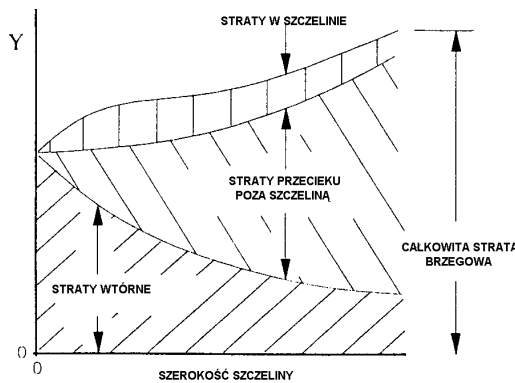
2. Mieszanie w niejednorodnej strudze przecieku w szczelinie nadłopatkowej, także w obszarze oderwania strugi przecieku z wierzchołka łopatki.
3. Efekty przepływu ścinającego w obszarze rozdziału strugi przecieku i przepływu poprzecznego, pomiędzy wirem przecieku nadłopatkowego i wirem kanałowym oraz w obszarze wpływu wiru przecieku nadłopatkowego przy powierzchni ssącej łopatki wirnikowej.
4. Dysypację energii kinetycznej wiru przecieku nadłopatkowego w procesie mieszania z przepływem głównym (podobnie jak w przypadku dysypacji wiru kanałowego przyjmuje się, że cała energia kinetyczna ruchu względnego w obszarze przecieku nadłopatkowego jest tracona w procesie mieszania).
5. Obecność szczeliny nadłopatkowej, fakt względnej ruchomości ograniczenia zewnętrznego i łopatek wirnikowych oraz oddziaływanie wiru przecieku nadłopatkowego powodują też istotną redystrybucję strat brzegowych pochodzących od ograniczenia zewnętrznego. Straty przepływów wtórnych w obecności przecieku nadłopatkowego są zwykle mniejsze niż w analogicznej palisadzie bez szczeliny nadłopatkowej.
6. Zwykle nie zakończone procesy mieszania wiru przecieku nadłopatkowego z przepływem głównym (także z różnymi formami przepływów wirowych) przenoszą się w dół przepływu do kolejnego wieńca. Znaczne rozbieżności w rozkładzie prędkości wylotowej i kąta wylotowego pomiędzy przepływem głównym i obszarem przecieku nadłopatkowego prowadzą do nienominalnego napływu wzdłuż znacznej części łopatki, co jest źródłem dodatkowych strat przepływu w następnym wieńcu, [18,119]. W szczególnych przypadkach, a dotyczy to nisko obciążonych i słabo odchylających palisad stopni raczej reakcyjnych, przy małych rozmiarach szczeliny nadłopatkowej i przy dużych rozmiarach szczeliny międzystopniowej straty w wieńcu położonym w dół przepływu mogą pozostać niezmiennione lub być nawet nieco mniejsze, co zaobserwowali Boletis i Sieverding [120], a także Morphis i Bindon [121]. Sytuacja taka może mieć miejsce, o ile napływ na kierownicę w obszarze dominacji przecieku nie przekroczy jeszcze granicy napływu okołonominalnego, a lokalnie mniejszy poziom odchylenia przepływu w drugiej kierownicy przy ograniczeniu zewnętrznym powoduje obniżenie tam straty profilowej i redukcję straty brzegowej z ograniczeniem intensywności przepływów wtórnych.

Yaras i Sjolander [122] włączają straty przecieku nadłopatkowego do tzw. całkowitej straty brzegowej przy ograniczeniu ze szczeliną $Y_{end(tip)}$ i dokonują jej umownego podziału według następującego wzoru:

$$Y_{end(tip)} = Y_{gap} + k_s Y_{sec,0} + Y_{tip}, \quad (91)$$

gdzie Y_{gap} oznacza straty w obszarze szczeliny nadłopatkowej, $Y_{sec,0}$ – straty przepływów wtórnych przy zerowej szczelinie, Y_{tip} – straty przecieku poza szczeliną, tzn. w układzie międzylópatkowym i dalej w dół przepływu. Dominujący charakter ma przeważnie ten trzeci element strat. Według oszacowań Bindona [103] i Sjolandera [21] udział strat w obszarze szczeliny w całkowitej stra-

cie brzegowej, tj. z uwzględnieniem straty przecieku nadłopatkowego i przepływów wtórnych, sięga 1/5 dla szczeliny o wysokości 2% wysokości kanału i maleje ze wzrostem rozmiaru szczeliny. Ze wzrostem rozmiaru szczeliny nadłopatkowej maleją także straty przepływów wtórnych, co ujmuje współczynnik k_s w równaniu (91) przyjmujący wartości poniżej jedności w przypadku niezerowej wartości szczeliny nadłopatkowej oraz malejący w kierunku zera ze wzrostem rozmiaru szczeliny. Dekompozycję całkowitej straty brzegowej na poszczególne składniki strat przedstawia poglądowy diagram strat przedstawiony na rys. 26, zapożyczony z pracy Yarasa i Sjolandera [122]. O ile ocena straty przepływu w szczelinie jest eksperymentalnie łatwa, to wyodrębnienie pozostałych składników całkowitej straty brzegowej jest zadaniem skomplikowanym. Dlatego diagram ten ma jedynie charakter poglądowy. Rysunek dotyczy w zasadzie przypadku palisady z względnie nieruchomym ograniczeniem zewnętrznym kanału. Dla przypadku względnie ruchomego ograniczenia, z uwagi na wzrost różnicy prędkości pomiędzy strugą przecieku a ograniczeniem, należy oczekiwać wzrostu udziału strat w obszarze szczeliny w bilansie strat przecieku i całkowitej straty brzegowej.



Rys. 26. Diagram udziału poszczególnych składników strat w całkowitej stracie brzegowej (Yaras i Sjolander [122])

Podstawowe znaczenie dla strat przecieku ma względna wysokość szczeliny nadłopatkowej, co uwzględniają wszystkie korelacje eksperymentalne i teoretyczne, np. Ainley'a i Mathiesona [10], Dunhama i Came [93], Kackera i Okapu [123] oraz Yarasa i Sjolandera [124]. Przyjmuje się zależność liniową, co jest poparte wynikami badań eksperymentalnych, np. Bindona [103], Yarasa i Sjolandera [122]. Korelacje ujmują także efekty odchylenia przepływu w palisadzie i gęstości palisady (podziałki względnej). Przykładowe korelacje mają postaci:

$$\xi_{tip} = \frac{\cos^2 \alpha_2}{\cos^3 \alpha_m} \frac{1}{p/C} 0,5 \frac{\delta}{p} \frac{c_L^2}{h/C} \quad - \text{Ainley i Mathieson [10]}, \quad (92)$$

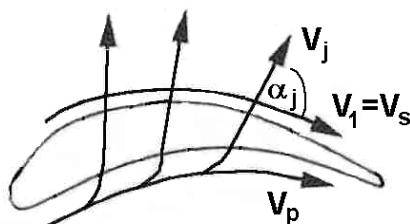
$$\xi_{tip} = \frac{\cos^2 \alpha_2}{\cos^3 \alpha_m} \frac{1}{(p/C)^2} 0,47 \left(\frac{\delta}{C} \right)^{0,78} \frac{c_L^2}{h/C} \quad - \text{Dunham i Came [93]}, \quad (93)$$

$$\xi_{tip} = 2K_E \frac{1}{p/C} \frac{\delta}{h} C_D \frac{\cos^2 \alpha_2}{\cos^3 \alpha_m} c_L^{1,5} \quad - \text{Yaras i Sjolander [124]}, \quad (94)$$

gdzie δ jest szerokością szczeliny, α_2 , α_m oznaczają kąt wylotu z strumienia palisady i kąt średni przepływu w palisadzie, c_L to współczynnik siły nośnej łopatki, natomiast K_E to współczynnik zależny od sposobu obciążenia łopatki (0,566 dla łopatek obciążonych w części przedniej lub tylnej, 0,5 dla łopatek obciążonych w części środkowej), a C_D to współczynnik przepływności strugi przecieku (typowo $0,7 \div 0,8$).

Diagram strat przecieku nadłopatkowego

Straty entalpii z tytułu przecieku nad łopatkami niebandażowanymi można zgrubnie oszacować w oparciu o model mieszania strug nierównoległych lub też model traconej energii kinetycznej przepływu względnego opisane w rozdziale 1.6 – wzór (63). Denton [19] pomija mieszanie w szczelinie nadłopatkowej i przyjmuje, że odbywa się ono przy powierzchni ssącej łopatki w stałej objętości i przy stałym ciśnieniu. Strugą główną w modelu mieszania strug jest strumień przepływu głównego przy powierzchni ssącej o prędkości v_s , rys. 27. Zakładając, że ciśnienie statyczne strugi przecieku jest takie jak strugi głównej przy powierzchni ssącej, tj. $p_j = p_1 = p_s$ i pomijając straty ciśnienia całkowitego strumienia przecieku w szczelinie nadłopatkowej oraz strumienia głównego w układzie międzyłopatkowym otrzymuje się też, że prędkość strumienia przecieku jest równa prędkości przepływu przy powierzchni ssącej, tj. $v_j = v_1 = v_s$. Denton zakłada, że składowa prędkości strumienia przecieku w kierunku przepływu głównego jest równa prędkości strumienia głównego przy powierzchni cisańcej skąd przeciek się wywodzi, a dalsze przyspieszenie strumienia przecieku nadłopatkowego w szczelinie odbywa się pod wpływem gradientu ciśnienia w kierunku prostopadłym do przepływu głównego. Pozwala to na określenie składowych prędkości strumienia głównego i strumienia przecieku w układzie współrzędnych: wzdłuż przepływu, w poprzek i wzdłuż wysokości kanału



Rys. 27. Model mieszania strumieni w obszarze przecieku nad łopatką niebandażowaną

$$\mathbf{v}_1 = [v_s, 0, 0], \quad \mathbf{v}_j = \left[v_p, \sqrt{v_s^2 - v_p^2}, 0 \right]. \quad (95)$$

Aby wyznaczyć współczynnik strat w obszarze mieszania przecieku ze strumieniem głównym, można skorzystać z modelu traconej energii kinetycznej przepływu względnego (przy założeniu $m_j \ll m_1$):

$$\begin{aligned} \xi &= \int_C \frac{dm_j}{m_2} \frac{e_{rel}}{e_2} = \int_C \frac{dm_j}{m_2} \frac{v_{rel}^2}{v_2^2} \approx \int_C \frac{dm_j}{m_1} \frac{v_{rel}^2}{v_1^2} = \int_C \frac{dm_j}{m_1} \frac{(v_s - v_p)^2 + (v_s^2 - v_p^2)}{v_s^2} = \\ &= \int_C \frac{dm_j}{m_1} 2 \left(1 - \frac{v_p}{v_s} \right), \end{aligned} \quad (96)$$

gdzie całkowanie w obszarze szczeliny nadłopatkowej rozciąga się wzdłuż cięciwy profilu.

Masowe natężenie przepływu głównego (przez jeden kanał) wyraża się tu wzorem

$$m_1 = \rho h p v_x. \quad (97)$$

gdzie h jest wysokością łopatki, p – podziałką, v_x – prędkością osiową. Elementarne masowe natężenie strugi przecieku można określić ze wzoru

$$dm_j = \rho v_{jn} C_\delta \delta dC = \rho \sqrt{v_s^2 - v_p^2} C_\delta \delta dC, \quad (98)$$

gdzie dC jest elementarnym odcinkiem cięciwy profilu, δ – szerokością szczeliny nadłopatkowej, a C_δ jest współczynnikiem kontrakcji strugi przecieku wyrażającym efekt zablokowania szczeliny przecieku obszarem oderwania z krawędzi wierzchołka łopatki i warstwą przyścienną przy ograniczeniu zewnętrznym. Stąd współczynnik strat przyjmuje postać

$$\xi = Y = \frac{2C_\delta \delta}{h} \frac{C}{p} \int_0^1 \frac{v_s - v_p}{v_x} \sqrt{1 - \frac{v_p^2}{v_s^2}} dx. \quad (99)$$

Przyjmując podobnie jak w rozdziale 1.4 model cienkiego profilu równo obciążonego wzdłuż cięciwy ($v_s - v_p = 2\Delta v$) i rugując stosunek p/C w oparciu o wzór (38) otrzymuje się wyrażenie

$$\xi = Y = \frac{2C_\delta \delta}{h} (\operatorname{tg} \alpha_1 - \operatorname{tg} \alpha_0) \int_0^1 \sqrt{1 - \frac{v_p^2}{v_s^2}} dx, \quad (100)$$

w którym straty przecieku nadłopatkowego są proporcjonalne do względnej szerokości szczeliny nad łopatką i zależą od odchylenia przepływu w palisadzie. Całkę we wzorze (100) można pominąć przez pominięcie kwadratu wyrażenia

v_p/v_s (dla typowej wartości średniej v_p/v_s w palisadzie turbinowej równej $0,3 \div 0,4$ błąd zaniedbania jest rzędu $0,05 \div 0,09$ wartości współczynnika strat). Wyrażenie (100) można jednak dalej całkować w oparciu o przyjęte założenia cienkiego i równo obciążonego profilu ($v_p = -\Delta v + v_x / \cos \alpha$, $v_s = \Delta v + v_x / \cos \alpha$) oraz przyjmując, że $\operatorname{tg} \alpha$ zmienia się liniowo z cięciwą, co prowadzi do postaci

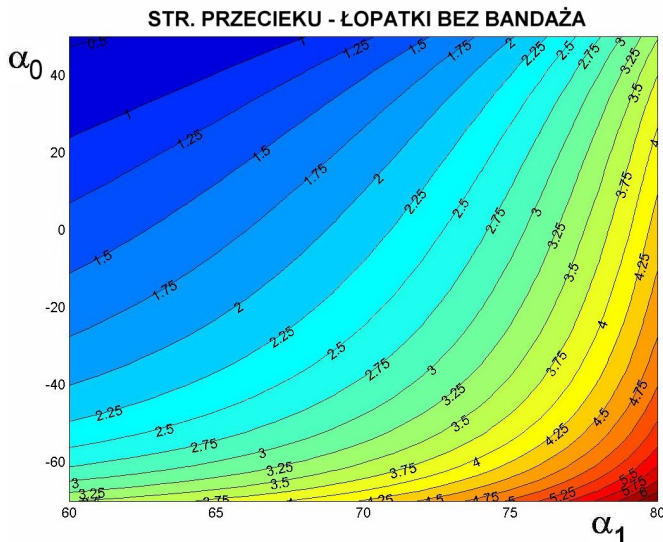
$$\begin{aligned} \xi &= \frac{2C_\delta \delta}{h} (\operatorname{tg} \alpha_1 - \operatorname{tg} \alpha_0) \int_0^1 \sqrt{1 - \frac{(-\Delta v / v_x + 1 / \cos \alpha)^2}{(\Delta v / v_x + 1 / \cos \alpha)^2}} dx = \\ &= \frac{2C_\delta \delta}{h} \int_{\operatorname{tg} \alpha_0}^{\operatorname{tg} \alpha_1} \sqrt{1 - \frac{\left(-\sqrt{c_1 / 3c_2} + \sqrt{1+x^2}\right)^2}{\left(\sqrt{c_1 / 3c_2} + \sqrt{1+x^2}\right)^2}} dx, \quad (101) \end{aligned}$$

gdzie przyjęto uprzednio wyznaczoną wartość $\Delta v / v_x = \sqrt{c_1 / 3c_2}$, odpowiadającą minimalnej wartości współczynnika strat w warstwie przyściennej na profilu. Powyższe wyrażenie można całkować numerycznie dla zadanych par kąta wlotowego i wylotowego.

Ostatnią kwestią wymagającą wyjaśnienia jest zakres zmian wartości współczynnika kontrakcji strugi przecieku w szczelinie nadłopatkowej C_δ . Typowa wartość tego współczynnika dla przypadku względnie nieruchomego ograniczenia zewnętrznego waha się pomiędzy 0,6 a 0,8, Yaras i Sjolander [124], Denton [18], Dishart i Moore [125]. Dla przypadku przecieku w szczelinie w warunkach względnego ruchu łopatki wirnikowej i ograniczenia odpowiadającego nominalnej prędkości obrotowej wirnika, Yaras i Sjolander [124] uzyskują redukcję wartości współczynnika kontrakcji do 0,45. Denton [18] sugeruje dwukrotne obniżenie wartości współczynnika w porównaniu do przypadku względnie nieruchomego ograniczenia. Kim i Chung [126] z kolei przyjmują wartość podstawową współczynnika kontrakcji jako 0,3 z korekcją tej wartości na przypadki nienominalnych warunków pracy wg metody przedstawionej w pracy Heyesa i in. [118].

Na rys. 28 przedstawiono diagram strat przecieku nad łopatkami wolnonośnymi w palisadzie w funkcji kąta wlotowego i wylotowego α_0 oraz α_1 dla szczeliny nadłopatkowej o rozmiarze 1% wysokości kanału wyznaczony w oparciu o wyrażenie (101) przy założeniu stałej wartości współczynnika kontrakcji strugi przecieku na poziomie $C_\delta = 0,4$. Jak widać z rysunku straty przecieku mogą zmieniać się w szerokim zakresie zależnie od wzajemnych kombinacji kąta wlotowego i wylotowego. Dla typowych kombinacji kątów w palisadzie wirnikowej stopnia reakcyjnego, gdzie $\alpha_0 \in (-20^\circ, 20^\circ)$ oraz $\alpha_1 \in (70^\circ, 75^\circ)$, wartość współczynnika strat przecieku nadłopatkowego waha się w granicach $1,9 \div 3,3\%$. Dla przypadku stopnia akcyjnego, gdzie $\alpha_0 \in (-65^\circ, -60^\circ)$ oraz

$\alpha_1 \in (65^\circ, 75^\circ)$, wartość współczynnika strat przecieku nadłopatkowego wynosi $2,9 \div 4,9\%$ na każdy 1% wysokości szczeliny względem wysokości kanału.



Rys. 28. Współczynnik strat przecieku nad łopatkami wolnonośnymi w funkcji kątów wlotu i wylotu α_0 , α_1 ; $\delta = 0,01h$, $C_\delta = 0,4$ [407]

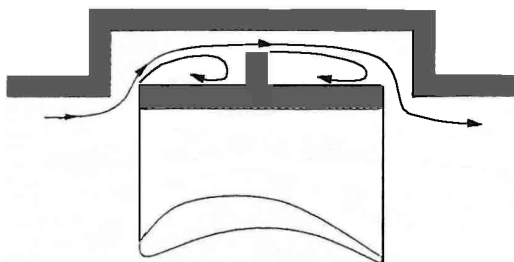
Przedstawione tu wartości strat mają charakter przybliżony i stanowią jedynie zgrubne oszacowanie zjawisk towarzyszących przeciekowi nadłopatkowemu. W oszacowaniu powyższym pominięto m.in. efekty ściśliwości płynu szczególnie ważne w stopniach części niskoprężnej z długimi łopatkami niebandażowanymi. Ewentualna weryfikacja eksperymentalna wartości diagramu może mieć także jedynie charakter szacunkowy z uwagi na trudności w wyodrębnieniu poszczególnych składników straty brzegowej i z uwagi na fakt, że dostępne badania eksperymentalne, w których podaje się ilościowe informacje o poziomie strat nie uwzględniają wzajemnego ruchu ograniczenia i łopatek. Tym niemniej można pokazać, że wartości przedstawione na diagramie są jak najbardziej zbliżone z wynikami pomiarów. Dla przykładu, w palisadzie Disharta i Moore'a [125] o kącie wlotowym -45° i wylotowym 64° , bez względnego ruchu ograniczenia i łopatek, pomierzony współczynnik strat przecieku wynosi $8,7\%$ dla szczeliny o rozmiarze $2,1\%$ wysokości kanału (współczynnik ten został zmierzony jako różnica pomiędzy wartościami straty całkowitej przy szczelinie $2,1\%$ i bez szczeliny). Dla określonego zestawu kątów, z diagramu przedstawionego na rys. 28 można odczytać wartość współczynnika strat przecieku równą $2,3\%$ (dla szczeliny 1%). Mnożąc tę wartość przez wysokość szczeliny i zmieniając wartość współczynnika kontrakcji z $0,4$ na $0,7$ (odpowiadającą sytuacji względnie nieruchomego ograniczenia zewnętrznego) otrzymuje się wartość obliczoną $8,5\%$ ($2,3\% \times 2,1 \times 0,7 / 0,4 = 8,5\%$), która jest bliska wartości pomierzonej. Z kolei w przypadku palisady Heyesa i Hodsona [127] (kąt wlotowy 32° , wylotowy

76°), także bez względnego ruchu ograniczenia i łopatek, różnica pomierzonych wartości współczynnika strat (odniesionego do prędkości wlotowej) dla szczeliny o wysokości 2,8% i 1,7% (odniesionych tym razem do długości cięciwy) wynosi 7,5%. Po przeliczeniu współczynnika strat na wartość odniesioną do prędkości wylotowej ($U_1 = 1,7U_0$) i odnosząc rozmiar szczeliny do wysokości kanału (dla tej palisady $h/C = 2,11$), otrzymuje się, że pomierzone straty przecieku wynoszą 4,9% dla szczeliny o wysokości 1% (względem wysokości kanału). Dla danego zestawu kątów, z diagramu 285 można odczytać wartość współczynnika strat przecieku równą 2,7%. Podobnie zmieniając wartość współczynnika kontrakcji z 0,4 na 0,7 otrzymujemy wartość obliczoną na poziomie 4,7%, która podobnie jak w przypadku palisady Disharta i Moore'a jest bliska wartości pomierzonej. Analogiczne porównanie można zrobić dla palisady Yamamoto [114] (choć tam wartości strat przedstawione są w pewnym przekroju położonym niedaleko za krawędzią wylotową i wymagają dodatkowego przeliczenia dla otrzymania wartości strat odpowiadających pełnemu wymieszaniu niejednorodności przepływu) oraz dla palisady Yarasa i Sjolandera [128]. Nie będziemy jednak dokumentować wyników tego porównania z uwagi na oszczędność miejsca.

1.9. Straty przecieku nadbandażowego

Formowanie się przecieku nad łopatką bandażowaną

Siłą napędzającą przeciek nad łopatkami z bandażem jest różnica ciśnienia w kanale między krawędzią wlotową i wylotową. W przypadku stopni reakcyjnych różnica ta jest porównywalna ze średnią różnicą ciśnienia między powierzchnią cisnącą i ssącą, w przypadku stopni o budowie akcyjnej jest znacznie mniejsza. Geometria obszaru, w którym formuje się przeciek nadbandażowy jest bardziej złożona niż w przypadku przecieku nad łopatką niebandażowaną. Na rys. 29 przedstawiono uproszczony model przecieku nad łopatkami bandażowanymi z pojedynczym uszczelnieniem (ząbkem) wykorzystany do celów obliczeniowych. Modelowy obraz przecieku nadbandażowego jest w niewielkim stopniu podobny do obrazu przecieku nad łopatkami wolnonośnymi. Przeciek tworzy wąską strugę pomiędzy ograniczeniem i uszczelnieniem. Struga przecieku odrywa się z ostrych krawędzi bandaża i elementów uszczelniających, czemu



Rys. 29. Schemat przecieku nad łopatkami bandażowanymi z uszczelnieniem labiryntowym z jednym zębem (Denton [18])

towarzyszy tworzenie się stref recyrkulacji w komorach labiryntu. Różnica ciśnień w przekrojach wlotowym i wylotowym uszczelnienia labiryntowego oraz jego geometria to główne czynniki decydujące o poziomie masowego natężenia przecieku nadbandażowego. Po powrocie do układu łopatkowego strumień przecieku charakteryzuje się innymi parametrami niż przepływ główny, z czego najbardziej istotna wydaje się różnica wartości i kierunku prędkości pomiędzy strumieniem przecieku a przepływem głównym. W rezultacie następuje mieszanie strumienia przecieku z przepływem głównym w układzie łopatkowym. Proces ten ma miejsce za krawędzią wylotową łopatki wirnikowej i zachodzi zwykle w warunkach dodatniego gradientu ciśnienia. W związku z tym, w przeciwieństwie do przypadku przecieku nad łopatką wolnonośną nie obserwuje się zwijania strugi przecieku w strukturę wirową. Przy niewielkiej odległości pomiędzy wirnikiem a kierownicą następnego stopnia proces mieszania przenosi się do następnego stopnia.

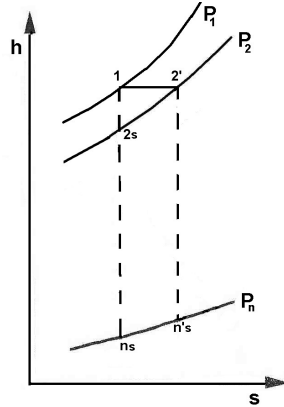
Elementy strat przecieku nadbandażowego

Podstawowe mechanizmy generacji strat w obszarze wpływu przecieku nadbandażowego mają charakter częściowo analogiczny do przypadku przecieku nad łopatką wolnonośną, Denton [18], de la Rosa Blanco i in. [129], Zlatinow i in. [130], Palmer i in. [131]. Są to:

1. Tarcie strumienia przecieku o powierzchnię ograniczenia zewnętrznego, bandaża i elementów uszczelnień labiryntowych.
2. Mieszanie w szczelinie nadbandażowej w niejednorodnej strudze przecieku, także w obszarach recyrkulacji w komorach uszczelnień labiryntowych.
3. Mieszanie strugi przecieku z przepływem głównym za krawędzią wylotową łopatek. Przyjmuje się, że cała energia kinetyczna ruchu względnego przecieku nadbandażowego (względem kierunku przepływu głównego) jest tracona w procesie mieszania. Z uwagi na fakt, że strumień przecieku charakteryzuje się dużą energią i kierunkiem prędkości znacznie odbiegającym od kierunku przepływu głównego, większa część entropii wygenerowanej z tytułu przecieku ma miejsce nie w uszczelnieniach labiryntowych, ale właśnie w układzie łopatkowym po wprowadzeniu przecieku do przepływu głównego.
4. Redukcja intensywności przepływów wtórnych w wieńcu wirnikowym spowodowana odpływem warstwy przysciennej do szczeliny nadbandażowej.
5. Nie zakończone procesy mieszania strugi przecieku z przepływem głównym i różnymi formami przepływów wtórnych przenoszą się w dół przepływu do kolejnego wieńca. Głównym źródłem dodatkowych strat przepływu w następnym wieńcu są nienominalne warunki napływu w przekrojach przy ograniczeniu zewnętrznym wynikające z niejednorodności w rozkładzie prędkości wylotowej i kąta wylotowego pomiędzy przepływem głównym i obszarem przecieku nadbandażowego.

Przy założeniu, że strumień przecieku w uszczelnieniu zachowuje stałą wartość entalpii oraz doznaje spadku ciśnienia analogicznie do strumienia głównego w układzie międzyłopatkowym, tj. od p_1 do p_2 , straty przecieku w obszarze

nadbandażowym można określić przy pomocy uproszczonego diagramu $h-s$, przedstawionego na rys. 30, w kategorii przyrostu entropii na skutek procesów dysypacyjnych zachodzących w uszczelnieniu, tzn. s_2-s_1 , albo w kategorii traconej przez strumień przecieku części spadku entalpii teoretycznej, tzn. $h_{n's}-h_{ns}$. Straty przecieku w obszarze nadbandażowym są często określane mianem strat typu „by-pass”, Gier i in. [132]. Na wylocie z uszczelnienia strumień przecieku jest zdolny do wykonania pracy w kolejnym stopniu; wcześniej jednak podlega zmieszaniu ze strumieniem głównym.



Rys. 30. Schemat ekspansji strumienia przecieku nadbandażowego

Perycz [1] podaje uproszczoną zależność na stratę nieuszczelnności w stopniu turbinowym z łopatkami bandażowanymi kierownicy i wirnika

$$\xi_{leak} = \left[(1 + \mu) \frac{m'}{m_0} + \frac{m''}{m_0} \right] \eta_u, \quad (102)$$

gdzie m_0 jest natężeniem przepływu w układzie łopatkowym, m' oraz m'' oznaczają natężenia przecieku w kierownicy i wirniku, η_u to sprawność obwodowa stopnia (tj. sprawność bez uwzględnienia strat nieuszczelnności), a μ to współczynnik strat zmieszania, którego typowe wartości zawierają się w przedziale $(0,5 \div 1,0)$. Szczegółowe wyrażenia na określenie intensywności przecieku przez uszczelnienia labiryntowe różnych typów można znaleźć w pracy Kosowskiego [17]. W ogólności wartość przecieku określa się ze wzoru Stodoli [133]

$$m = A \rho \sqrt{2 \Delta h_s}, \quad (103)$$

gdzie Δh_s oznacza izentropowy spadek entalpii w uszczelnieniu, natomiast A jest zastępczą powierzchnią strumienia przecieku, którą można zapisać w postaci

$$A = \frac{1}{\sqrt{\sum_{i=1}^z \frac{1}{(\pi D_i \delta_i \alpha_i)^2}}}, \quad (104)$$

przy czym z jest liczbą uszczelnień (ząbków), δ_i oraz D_i oznaczają szerokość i średnicę kolejnych szczelin, α_i jest współczynnikiem przelotności szczeliny o numerze i , którego typowa wartość mieści się w zakresie $0,7 \div 0,8$. Dla uszczelnienia płaskiego (położonego na jednej średnicy) o identycznym rozmiarze szczelin wzór (104) upraszcza się do postaci

$$A = \frac{\pi D \delta \alpha}{\sqrt{z}}. \quad (105)$$

W stopniu o budowie bębnowej z łopatkami bandażowanymi z uszczelnieniem labiryntowym o liczbie uszczelnień (ząbków) równej z współczynnik strat nieszczelności przyjmuje postać [1]

$$\xi_{leak} = \left[(2 + \mu) \frac{\alpha}{\sqrt{z}} \frac{\delta}{h \cos \alpha_1} \right] \eta_u. \quad (106)$$

Jak widać z powyższych zależności parametry geometryczne uszczelnienia labiryntowego są decydujące dla poziomu strat nieszczelności. W związku z tym w literaturze można znaleźć szereg prac poświęconych poszukiwaniu odpowiedniej konstrukcji uszczelnień labiryntowych, także z wykorzystaniem metod optymalizacji, m.in. Pfau i in. [134], Porreca i in. [135], Wróblewski i in. [136].

Diagram strat przecieku nadbandażowego

Straty mieszania przecieku nadbandażowego z przepływem głównym w palisadzie turbinowej można oszacować korzystając z modelu traconej energii kinetycznej ruchu względnego strumienia przecieku. W pracy Dentona [18] przyjmuje się, że mieszanie strumieni przecieku i przepływu głównego odbywa się przy ciśnieniu panującym na wylocie strumienia głównego z układu międzyłopatkowego, tj. $p_j = p_1$, oraz że zarówno przepływ główny w układzie międzyłopatkowym, jak i strumień przecieku w uszczelnieniu nie doznają straty ciśnienia całkowitego, tj. $p_{jT} = p_{0T} = p_{1T}$. Jeżeli przyjmiemy, że prędkość obwodowa strugi przecieku nie zmienia się w uszczelnieniu, tzn. pozostaje taka jak strumienia głównego na wlocie do wirnika, to z równania Bernoulli'ego dla przekroju w uszczelnieniu mamy

$$\frac{1}{2} \rho (v_{jx}^2 + v_x^2 \operatorname{tg}^2 \alpha_0) + p_j = \frac{1}{2} \rho (v_x^2 + v_x^2 \operatorname{tg}^2 \alpha_0) + p_0, \quad (107)$$

gdzie v_{jx} to składowa osiowa prędkości strumienia przecieku w uszczelnieniu, v_x jest składową osiową prędkości strumienia głównego, a $v_x \operatorname{tg} \alpha$ wyraża wartość składowej obwodowej prędkości strumienia głównego w kanale łopatkowym (przyjmujemy, że składowa promieniowa ma wartość równą zero). Z równości $p_{0T} = p_{1T}$ otrzymuje się

$$\frac{1}{2} \rho (v_x^2 + v_x^2 \operatorname{tg}^2 \alpha_0) + p_0 = \frac{1}{2} \rho (v_x^2 + v_x^2 \operatorname{tg}^2 \alpha_1) + p_1, \quad (108)$$

po czym wykorzystując przyjęte założenie, że $p_j = p_1$ otrzymuje się

$$v_{jx}^2 = v_x^2 (1 + \operatorname{tg}^2 \alpha_1 - \operatorname{tg}^2 \alpha_0). \quad (109)$$

Stąd masowe natężenie strumienia przecieku przypadające na jeden kanał przepływowy jest równe

$$m_j = \rho C_\delta \delta p v_x \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \alpha_1 - \operatorname{tg}^2 \alpha_0}, \quad (110)$$

przy czym δ oznacza tu szerokość szczeliny nad bandażem, a C_δ jest współczynnikiem kontrakcji strugi, którego wartość jest m.in. funkcją geometrii uszczelnienia. W niniejszych obliczeniach przyjęto wartość współczynnika kontrakcji strugi przecieku dla modelowego uszczelnienia jednoząbkowego taką samą, jak dla przypadku przecieku nad łopatkami niebandażowanymi, tj. 0,4, a masowe natężenie strumienia głównego określono podobnie jak w poprzednim podrozdziale (wzór (97)). Przyjmując, że na wylocie z uszczelnienia strumień przecieku traci swą prędkość osiową na rzecz prędkości promieniowej, składowe prędkości strumienia przecieku określić można jako

$$\mathbf{v}_j = [0, v_x \operatorname{tg} \alpha_0, -v_{jx}], \quad (111)$$

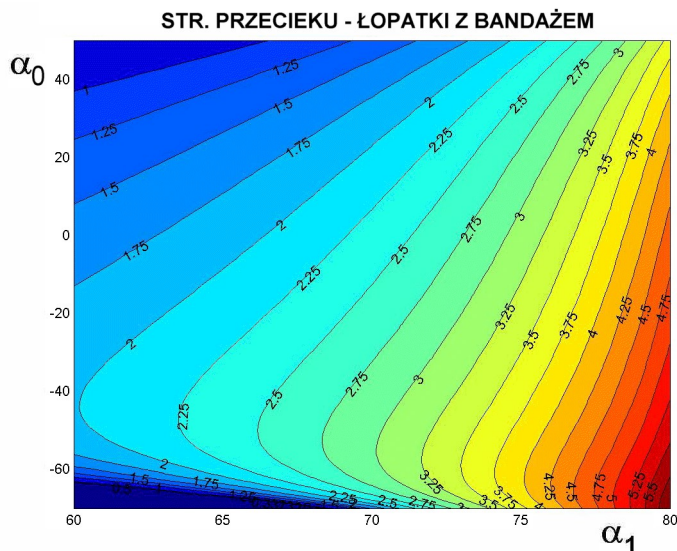
podczas gdy prędkość przepływu głównego ma składowe

$$\mathbf{v}_1 = [v_x, v_x \operatorname{tg} \alpha_1, 0]. \quad (112)$$

Współczynnik strat przecieku nadbandażowego określony na podstawie modelu traconej energii kinetycznej przepływu względnego można, przy założeniu $m_j \ll m_1$, przedstawić w następującej postaci (Denton [18]):

$$\begin{aligned} \xi &= \frac{m_j}{m_2} \frac{e_{rel}}{e_2} = \frac{m_j}{m_2} \frac{v_{rel}^2}{v_2^2} \approx \frac{m_j}{m_1} \frac{v_{rel}^2}{v_1^2} = \frac{m_j}{m_1} \frac{v_x^2 + v_x^2 (\operatorname{tg} \alpha_1 - \operatorname{tg} \alpha_0)^2 + v_{jx}^2}{v_x^2 + v_x^2 \operatorname{tg}^2 \alpha_1} = \\ &= 2 \frac{m_j}{m_1} \left(1 - \frac{\operatorname{tg} \alpha_0}{\operatorname{tg} \alpha_1} \sin^2 \alpha_1 \right). \end{aligned} \quad (113)$$

Zmiany współczynnika strat w funkcji kąta wlotowego i wylotowego α_0, α_1 dla 1% szczeliny nadbandażowej wyznaczone ze wzoru (113) przy $C_\delta = 0,4$ zobrazowano na rys. 31. Jak widać straty przecieku nadbandażowego mogą także zmieniać się w szerokim zakresie zależnie od wzajemnych kombinacji kąta wlotowego i wylotowego. Dla kombinacji kątów typowych dla palisad wirnikowych stopni reakcyjnych wartość współczynnika strat przecieku nad łopatkami bandażowanymi jest podobna do przypadku palisady z łopatkami niebandażowanymi (przy tej samej efektywnej wysokości szczeliny, tj. δC_δ).



Rys. 31. Współczynnik strat przecieku nad łopatkami z bandażem w funkcji kątów wlotu i wylotu α_0 , α_1 ; $\delta = 0,01h$, $C_\delta = 0,4$ [407]

Istotne zmiany obserwuje się dla kombinacji kątów typowych dla stopni akcyjnych. W zakresie zmian kąta wlotowego i wylotowego $\alpha_0 \in (-65^\circ, -60^\circ)$, $\alpha_1 \in (65^\circ, 75^\circ)$ wartość współczynnika strat jest niższa niż dla palisady z łopatkami niebandażowanymi i waha się w granicach $2,0 \div 4,0\%$ na każdy 1% wysokości szczeliny.

Powyższe wyniki traktuje się jako odpowiadające sytuacji uszczelnienia jednoząbkowego. Zwiększenie liczby ząbków w uszczelnieniu prowadzi do redukcji masowego natężenia strumienia przecieku (dotyczy to oczywiście zarówno stopni akcyjnych, jak i reakcyjnych z łopatkami bandażowanymi). Na mocy równania (105), w przypadku uszczelnienia wieloząbkowego można posługiwać się zależnością (110), o ile założyć się zastępczą efektywną wysokość szczeliny nadbandażowej jako $\delta C_\delta / \sqrt{z}$ (z – liczba ząbków w uszczelnieniu). W praktyce oznacza to, że przy czterech ząbkach w uszczelnieniu labiryntowym straty przecieku maleją dwukrotnie w porównaniu do sytuacji z pojedynczym ząbkem. Wyrażenie (113) ma oczywiście jedynie charakter szacunkowy. W stopniach części wysokoprężnej z krótkimi łopatkami bandażowanymi ma miejsce znacząca interakcja przecieku nadbandażowego z przepływami wtórnymi wieńca bieżącego, jak i wieńca położonego w dół przepływu, co pokazano w pracach Petersa i in. [136], oraz w pracach autora [137,138].

1.10. Straty brodzenia

Straty brodzenia to w dużym przybliżeniu straty mocy potrzebnej na pokonanie tarcia strumienia przytarczowego o powierzchnię wirującej tarczy. Strumień przytarczowy doznaje także straty energii kinetycznej w wyniku tarcia z nieru-

chomą tarczą kierowniczą. Istotnym źródłem strat jest także mieszanie strumienia przytarczowego z przepływem głównym po powrocie strumienia do przepływu głównego. Przyjmuje się, że cała energia kinetyczna ruchu względnego strumienia przytarczowego po powrocie do kanału łopatkowego (względem kierunku przepływu głównego) jest tracona w procesie mieszania.

Stratę mocy spowodowaną tarciem czynnika można wyznaczyć jako całkę produkcji entropii w warstwach przyściennych na powierzchniach tarcz, gdzie dominujące znaczenie odgrywa trzecia pochodna prędkości względnej płynu. Korelacje eksperymentalne pozwalające wyznaczyć straty brodzenia tarcz mają postać (Traupel [15], Kosowski [17,139]):

$$\xi_{fr} = \frac{N_{fr}}{N_{th}} = \frac{K_{fr} \rho D^2 u^3}{\dot{m} \Delta H_s}. \quad (114)$$

W powyższym wzorze moc brodzenia N_{fr} odniesiona została do mocy teoretycznej N_{th} w stopniu w przemianie izentropowej. Z kolei K_{fr} jest współczynnikiem wyznaczonym na podstawie badań eksperymentalnych i zawiera się w granicach 0,0002÷0,0015. W korelacji tej występuje trzecia potęga prędkości obrotowej wirnika (prędkość liniowa na średnicy zewnętrznej tarczy D) w bilansie strat. Wartość strat brodzenia jest zwykle pomijalnie mała w bilansie strat stopnia turbiny.

Jeszcze mniejszy jest poziom strat brodzenia w stopniach turbinowych o konstrukcji bębnowej wyrażający się zależnością

$$\xi'_{fr} = \frac{N'_{fr}}{N_{th}} = \frac{K'_{fr} \rho D B u^3}{\dot{m} \Delta H_s}, \quad (115)$$

przy czym B oznacza szerokość tarczy wirnika (w kierunku osiowym), a współczynnik K'_{fr} wyznaczony eksperymentalnie przyjmuje wartość na poziomie 0,001. Należy oczekiwać, że większe są straty mieszania bocznych przepływów przytarczowych z przepływem głównym w układzie łopatkowym. Przeważnie jednak straty mieszania przepływów przytarczowych są ok. 2÷5 razy mniejsze niż straty przecieku nadbandażowego.

1.11. Straty przepływu niestacjonarnego

Przepływy w maszynach wirnikowych mają w rzeczywistości charakter niestacjonarny. Z punktu widzenia stopnia turbiny lub grupy stopni, źródła niestacjonarności przepływu można podzielić na dwie kategorie. W pierwszej kategorii, o charakterze zewnętrznym, mieszczą się niestacjonarności przepływu pojawiające się m.in. w stanach rozruchowych, w związku z pracą turbiny w zmiennych warunkach lub też z powodu pulsacji ciśnienia w strumieniu dolotowym. W drugiej kategorii, o charakterze wewnętrznym, źródłem niestacjonarności przepływu jest oddziaływanie wzajemnie ruchomych wieńców, tzw. oddziaływanie typu kierownica/wirnik. Przemieszczanie się łopatek wieńca wirnikowego

za palisadą kierowniczą jest przyczyną fluktuacji ciśnienia i innych parametrów przepływu w obszarze kierownicy. Ważną rolę w oddziaływaniu wieńców pełni wirowość zaindukowana w przepływie, a więc występująca na krawędzi spływowej łopatek, w strefach oderwania przepływu, w obszarach przepływów wtórnych i innych formach ruchu wirowego, np. w wirze przecieku nadłopatkowego. Formowanie się tych struktur wirowych jest samo w sobie źródłem fluktuacji parametrów przepływu. Procesy ich mieszania z przepływem głównym przeważnie nie zostają zakończone w obszarze wieńca, w którym zostały wygenerowane, zatem obserwuje się transport struktur wirowych przez układ łopatkowy następnego wieńca. Na skutek oddziaływania względnie ruchomych przeszkód w postaci łopatek kolejnego wieńca elementy wirowości podlegają rozpadowi na segmenty i doznają silnej deformacji kształtu pod wpływem efektów o charakterze zarówno potencjalnym (np. gradient ciśnienia w przepływie), jak i lepkiem (np. tarcie o powierzchnie robocze). Deformacja struktur wirowych prowadzi do zmiany energii kinetycznej ruchu względnego w przepływie uśrednionym, w wyniku czego następuje zmiana poziomu strat przepływowych. Deformacja struktur wirowych jest źródłem produkcji dodatkowej porcji energii kinetycznej turbulencji, która ulegając dysypacji prowadzi do wzrostu strat przepływu.

Najczęściej w literaturze rozważany jest przypadek generacji dwuwymiarowych śladów spływowych przy krawędziach wylotowych łopatek kierowniczych i dalszy transport śladów przez wirujące kanały wieńca wirnikowego. Transport śladu przez układ łopatkowy kolejnego wieńca jest źródłem fluktuacji parametrów przepływu w tym wieńcu znacznie przekraczających poziom fluktuacji w śladzie na wlocie do tego wieńca, Hodson i Dawes [140]. Istotnym źródłem niestacjonarności przepływu może być także wirowość pochodząca z obszaru przepływów wtórnych lub przecieku nadłopatkowego poprzedniego wieńca, Binder [141]. Ciekawym zagadnieniem jest także niestacjonarne oddziaływanie układu fal uderzeniowych wokół krawędzi wylotowej łopatki kierowniczej z przepływem w palisadzie wirnikowej, Johnson i in. [142].

Proces generacji śladu spływowego na krawędzi wylotowej łopatki jest przedmiotem prac eksperymentalnych Sieverdinga i Heinemanna [143], Cicatelli'ego i Sieverdinga [144] oraz numerycznych Currie i Carscallena [145], Sondaka i Dorney'a [146]. Jak wynika z cytowanych powyżej prac ślady spływowe z palisad mają strukturę przypominającą ścieżkę wirową von Karmana charakteryzującą się dominującą częstotliwością lub raczej dominującym pasmem częstotliwości fluktuacji. Pasma to, czyli zakres liczb Strouhala skojarzonych z niestacjonarnym opływem krawędzi wylotowej, zależy w pierwszym rzędzie od rozmiarów krawędzi wylotowej i lokalnej liczby Reynoldsa oraz od stanu warstw przyściennych w pobliżu krawędzi wylotowej. W paśmie częstotliwości wyraźny jest także wpływ ruchomego wieńca wirnikowego, co jest efektem oddziaływania w górę przepływu. Dla typowych palisad turbinowych częstotliwość spływu wirowości z krawędzi wylotowej mieści się pomiędzy 10÷50 kHz.

Ślady spływowe z łopatek stanowią defekty ciśnienia i prędkości. Ich transport przez kanały palisady wirnikowej w dwuwymiarowym przepływie na średnicy podziałowej jest przedmiotem prac eksperymentalnych Zaccarii i Lakshminarayany [147], Hodsona [148], Stiegera i Hodsona [149] oraz numerycznych Adamczyka i in. [150], Fana i Lakshminarayany [151], Świryczuka [152]. Jak wynika z [147] znaczna część (typowo do 2/3) deficytu prędkości mającego miejsce w śladzie tuż za krawędzią wylotową ulega dysypacji jeszcze do chwili osiągnięcia przez ślad krawędzi wlotowej łopatki kolejnego wieńca. Duża intensywność procesów dysypacyjnych jest tu związana z dużym poziomem turbulencji w obszarze krawędzi wylotowej rzędu kilkunastu procent, dużą krzywizną osi śladu, a także periodycznymi pulsacjami pól związanymi z oddziaływaniem ruchomego wirnika. Wewnątrz kanału wirnikowego ślad spływowy z poprzedniego wieńca tworzy strukturę określaną jako „ujemny strumień” (ang. *negative jet* – Meyer [153], Kerrebrock i Mikołajczak [154], Wierciński [155]), z którym związany jest transport poprzeczny płynu od powierzchni cisnącej do ssącej. Równolegle, ten transport poprzeczny kompensowany jest obecnością przepływów cyrkulacyjnych w przeciwnych kierunkach po obu stronach śladu. W obszarach tych następuje wyraźny wzrost energii kinetycznej turbulencji [149].

Ślad kierowniczy unoszony w kanale wirnikowym (dominującym mechanizmem transportu jest tu konwekcja linii wirowych) doznaje zniekształcenia wynikającego z niejednorodnego rozkładu prędkości pomiędzy powierzchnią cisnącą i ssącą. Obserwuje się nawet wzrost defektu prędkości w zdeformowanym śladzie w przedniej części kanału wirnikowego, po czym począwszy od połowy cięciwy defekt prędkości maleje [147]. W tylnej części kanału następuje dalsza segmentacja śladu kierowniczego. Segmenty śladu przyklejają się do powierzchni cisnącej i ssącej, a za krawędzią wylotową spływają do śladu z bieżącego wieńca wirnikowego. Resztki śladu kierowniczego płynące środkiem wypełniają przestrzeń pomiędzy śladami wirnikowymi. W miejscach, gdzie ślad wirnikowy wchłania ślad kierowniczy defekt prędkości i poziom turbulencji jest większy niż w innych miejscach śladu (wirnikowego). Części resztkowe śladu kierowniczego płynące pomiędzy śladami wirnikowymi są także miejscami podwyższonego poziomu turbulencji. W efekcie obserwuje się wzrost strat mieszania za krawędzią wylotową łopatki wirnikowej. W palisadzie badanej przez Hodsona i Dawesa [140] same straty mieszania w przepływie niestacjonarnym w chwili przejścia śladu wzrastają nawet dwukrotnie w porównaniu z przepływem jednorodnym na wlocie. Z drugiej strony po uśrednieniu w czasie wzrost ten stanowi jedynie niewielki ułamek ciśnienia dynamicznego w przekroju wylotowym. W pracy Rose i in. [156] pokazano, że praca oddana palisadzie wirnikowej przez płyn z obszaru śladu spływowego (defektu prędkości) maleje o ok. 25% w porównaniu z płynem wolnym od śladu spływowego.

W pracach Junga i in. [157], Lamparta i in. [158] oraz Lipferta i in. [159] obserwuje się także istotne zmiany okresowe i uśrednione w czasie obciążeń aerodynamicznych łopatek wirnikowych, szczególnie składowej osiowej, szczególnie w stanach pracy poza nominalnym obciążeniem.

Przepływający ślad spływowy powoduje także wzrost fluktuacji turbulentnych w warstwie przyściennej na profilu poprzez wcześniejszą inicjację płamek i pasm turbulencji. Proces ma charakter wyjątkowo złożony, a najbardziej typowym efektem jest okresowe przemieszczanie się punktu początkowego strefy przejścia laminarno-turbulentnego w górę przepływu, zależnie, m.in. od częstości napływu śladu, defektu prędkości i poziomu turbulencji w śladzie oraz gradientu ciśnienia wzdłuż profilu. Przy odpowiednich warunkach propagacji pasm turbulencji, obserwuje się także wzrost fluktuacji turbulentnych w warstwie przyściennej w czasie pomiędzy przejściem kolejnych śladów. Szczegółową interpretację tego zjawiska można znaleźć w pracach Addisona i Hodsona [160], Mayle i Dullenkopfa [161], Mayle [162], Wiercińskiego [155], Elsnera i in. [163]. Przepływający ślad spływowy powoduje zatem wzrost udziału warstwy intermitentnej lub turbulentnej w bilansie stanu warstwy przyściennej, co prowadzi do wzrostu strat profilowych. Korelację określającą wzrost strat w warstwie przyściennej spowodowany indukowanym przejściem laminarno-turbulentnym można znaleźć w pracy Hodsona [164].

Z kolei w pracy Schulte i Hodsona [165] zbadano także oddziaływanie śladu spływowego z obszarem oderwania przepływu przy powierzchni ssącej profilu. Okazało się, że przemieszczające się ślady powodują znaczne tłumienie rozmiaru strefy oderwania laminarnego w przepływie o niskiej liczbie Reynoldsa, dzięki wcześniejszemu rozwojowi płamek turbulencji w warstwie przyściennej i turbulizacji przepływu w obszarze oderwania. Wpływ śladów spływowych na zmiany stanu warstwy przyściennej jest znacznie bardziej wyraźny niż wpływ poziomu turbulencji wlotowej, Volino [166].

W redukcji obszaru oderwania przepływu przy powierzchni ssącej profilu w konsekwencji oddziaływania śladu spływowego istotna jest także lokalna zmiana kierunku prędkości związana z przepływającym defektem prędkości, czyli chwilowe przesunięcie napływu na stronę ssącą łopatki wirnikowej. Efekt ten obserwuje się w szeregu prac eksperymentalnych i numerycznych, m.in. [158], Volino [166], Sinkwitz i in. [167]. Redukcja obszarów oderwań jest jedną z metod obniżenia straty profilowej z wykorzystaniem mechanizmów nie-stacjonarnego oddziaływania.

Warto zwrócić uwagę, że przepływający ślad spływowy powoduje także zmiany intensywności przepływów wtórnych wieńca położonego w dół przepływu, co obserwuje się w pracach Gallusa i in. [168], Stephana i Gallusa [169], Lamparta i in. [170], Schneidera i in. [171], Ciorciariego i in. [172], Infantino i in. [173], Sinkwitz i in. [167], Sinkwitz i in. [174], Winharta i in. [175]. Zwykle obserwuje się znaczne okresowe oscylacje intensywności i położenia centrów przepływów wtórnych spowodowane okresowym defektem prędkości i przesunięciem napływu na stronę ssącą łopatki wirnikowej. Obserwuje się także intensyfikację procesów przekazywania energii do wirów kanałowych, która wyraża się wzrostem energii kinetycznej turbulencji w obszarze wirów kanałowych i ich przemieszczenie w kierunku średnicy podziałowej. Towarzyszy temu zwykle raczej nieznaczny uśredniony w czasie spadek poziomu strat przepły-

wów wtórnych związany z przesunięciem napływu na stronę ssącą łopatki wirnikowej. W pracy Lipferta i in. [159] opisano istotne zmiany okresowe i uśrednione w czasie obciążeń aerodynamicznych łopatek wirnikowych, szczególnie składowej osiowej, szczególnie w stanach pracy poza nominalnym obciążeniem.

Rzeczywiste ślady spływowe z łopatek mają charakter trójwymiarowy, co związane jest po pierwsze ze zmianą kształtu śladu krawędziowego wzdłuż wysokości łopatki spowodowaną zmianą krętu wzdłuż wysokości łopatki, oraz po drugie z obecnością wirowości wzdłużnej pochodzącej z obszaru przepływów brzegowych. Transport trójwymiarowych śladów spływowych prowadzi do zmian w rozwoju przepływów wtórnych, co jest przedmiotem prac Stephana i Gallusa [169], Persico i in. [176, 177]. Do tego złożonego zagadnienia powrócimy w rozdziale 3.4.

W układach wielostopniowych, szczególnie turbin reakcyjnych, pewne znaczenie dla sprawności przepływowej układu łopatkowego odgrywa wzajemne położenie sąsiednich kierownic. Metoda podnoszenia sprawności przepływu opiera się na efekcie tzw. „clockingu”, czyli na wyborze optymalnego położenia wzdłuż obwodu kierownic kolejnych stopni, zapewniającego minimalny poziom strat w układach wielostopniowych związanych z transportem śladów spływowych. Jak wynika z prac Arnone i in. [178], Bohna i in. [179], Krysińskiego i in. [180], Koniga i in. [181,182], Evans i Longley [183] wzajemne położenie kierownic kolejnych stopni odpowiada za poziom oddziaływania resztek śladu spływowego z pierwszej kierownicy z warstwą przyścienną po stronie ssącej łopatki drugiej kierownicy oraz za możliwe zmiany stanu warstwy przyściennej w drugiej kierownicy. W drugiej kierownicy obserwuje się nieznaczne zmiany sprawności pomiędzy najlepszym i najgorszym sprawnościowo wariantem wzajemnego położenia kierownic na poziomie nie przekraczającym ułamka punktu procentowego (od 0.1 do 0.6%). W pracy Schennacha i in. [184] obserwuje się zmiany w rozwoju przepływów wtórnych w drugiej kierownicy w wyniku zmian wzajemnego położenia kierownic. W pracy Vazqueza i in. [185] mówi się o kolei o możliwości ograniczenia hałasu aerodynamicznego metodą „clockingu”.

1.12. Straty częściowego zasilania

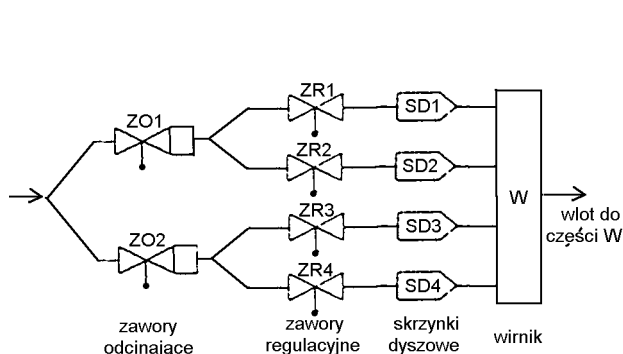
Stopień regulacyjny turbiny

Jednym ze sposobów regulacji turbin parowych wielkiej mocy pracujących w warunkach zmiennego obciążenia jest regulacja napełnieniowa. Para doprowadzana jest do układu łopatkowego poprzez kilka grup dysz – skrzynek dyszowych. Każda skrzynka dyszowa posiada własny zawór regulacyjny. Każdy z zaworów ma własną charakterystykę otwierania przy uruchomieniu turbiny do pełnego obciążenia, a w stanie ustalonym ma swój własny poziom otwarcia (dławienia), stosownie dożądanego obciążenia turbiny. Regulacja napełnieniowa wymaga obecności (zwykle jednego) stopnia regulacyjnego dostosowanego do zasilania na części obwodu. Za stopniem regulacyjnym następują dalsze typowe stopnie turbinowe zasilane na całym obwodzie, Perycz [1], Kohl i in.

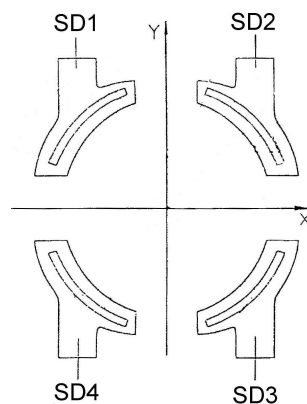
[186]. Na rys. 32 przedstawiono schemat doprowadzenia pary do turbiny w regulacji napełnieniowej. Schemat rozmieszczenia skrzynek dyszowych na obwodzie stopnia regulacyjnego przedstawiono na rys. 33. Z kolei fragment układu łopatkowego stopnia regulacyjnego zamieszczono na rys. 34.

Zasilanie na części obwodu stosowane jest także w małych jedno- i kilku-stopniowych turbinach lub w pomocniczych układach zasilających, wszędzie tam gdzie zapewnienie parametrów projektowych, m.in. wartości wskaźnika prędkości u/c_s (u – prędkość wirnika na średnicy podziałowej, c_s – prędkość określona na bazie izentropowego spadku entalpii w stopniu) prowadzi do pogorszenia parametrów geometrycznych układu łopatkowego, w tym sensie, że wartości parametrów h/D (wysokość łopatki/średnica podziałowa) i h/C (wysokość łopatki/cięciwa profilu) w układzie zasilania na całym obwodzie są na tyle małe, że powodują znaczny wzrost strat przepływów wtórnych i przecieków pod- i nadłopatkowych. Projektuje się wówczas układ, w którym łuk zasilania stanowi część pełnego obwodu wieńca kierowniczego, co pozwala na podniesienie wysokości łopatek i ograniczenie strat przepływowych.

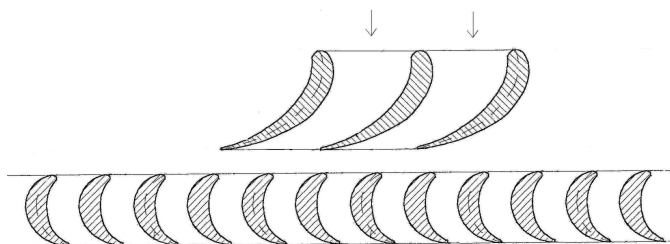
Na rys. 35 przedstawiono przykładowy schemat rozptyłu pary w turbinie dużej mocy ze stopniem regulacyjnym z czterema skrzynkami dyszowymi. Zawory od 1 do 4 otwierane są kolejno jeden po drugim aż do uzyskania odpowiedniego natężenia przepływu oraz mocy turbiny. W trakcie otwierania zaworów następuje wzrost masowego natężenia przepływu w turbinie, któremu towarzyszy wzrost ciśnienia za stopniem regulacyjnym i wzrost ciśnienia za otwieranymi zaworami regulacyjnymi. Przy redukcji mocy, wraz ze zmniejszeniem poziomu zasilania częściowego i obniżeniem masowego natężenia przepływu w turbinie, następuje wzrost spadku ciśnienia w obszarze stopnia regulacyjnego, przez co zmniejsza się spadek ciśnienia dostępny dla pozostałych stopni turbiny zasilanych na całym obwodzie. Innymi słowy, przy spadku obciążenia turbiny wzrasta obciążenie (mniejszej liczby) zasilanych kanałów stopnia regulacyjnego.



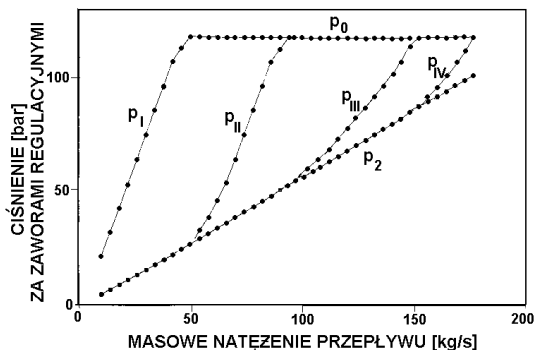
Rys. 32. Schemat doprowadzenia pary do turbiny w regulacji napełnieniowej



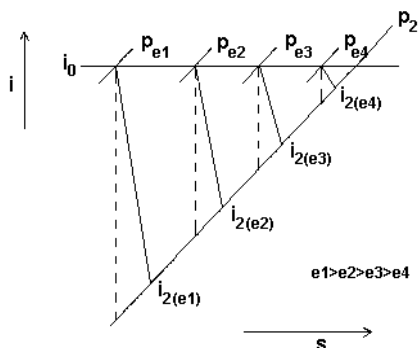
Rys. 33. Schemat rozmieszczenia skrzynek dyszowych na obwodzie stopnia regulacyjnego



Rys. 34. Fragment układu łopatkowego stopnia regulacyjnego



Rys. 35. Schemat rozprywu pary w turbinie dużej mocy ze stopniem regulacyjnym z czterema skrzynkami dyszowymi; p_0 – ciśnienie wejściowe, p_I , p_{II} , p_{III} , p_{IV} – ciśnienie za kolejnymi zaworami regulacyjnymi, p_2 – ciśnienie w komorze stopnia regulacyjnego



Rys. 36. Schemat ekspansji w układzie łopatkowym dla różnych otwarć zaworu regulacyjnego; p_{ei} – ciśnienie za zaworem regulacyjnym o otwarciu e_i , p_2 – ciśnienie w komorze stopnia regulacyjnego

Na rys. 36 przedstawiono przykładowe linie ekspansji pary w układzie łopatkowym dla różnych otwarć zaworu regulacyjnego, z których wynika, jak zmniejsza się dostępny spadek entalpii w układzie łopatkowym ze zmniejszeniem otwarcia zaworu. W porównaniu z regulacją dławieniową, czyli z regulacją mocy przy pomocy jednego zaworu dławiącego dopływ pary do turbiny, regulacja napełnieniowa z zasilaniem na części obwodu podnosi sprawność przepływową turbiny, szczególnie dla niskich obciążeń. Wynika to z faktu, iż dławienie

przepływu w regulacji napełnieniowej zwykle odbywa się tylko na jednym z kilku zaworów regulacyjnych i dlatego dotyczy tylko niewielkiej części strumienia pary, natomiast w kanałach łopatkowych za pełnootwartymi zaworami regulacyjnymi odbywa się pełna ekspansja głównego strumienia pary od ciśnienia w kotle (ewentualnie za zaworem odcinającym) do ciśnienia w komorze stopnia regulacyjnego. Regulacja napełnieniowa jest także korzystniejsza sprawnościowo od regulacji poślizgowej (regulacji ciśnienia pary z kotła bez udziału zaworu dławiącego) dla ciśnienia pary świeżej nie przekraczającej 130÷150 barów [1]. Wynika to z faktu, iż sprawność obiegu termodynamicznego z turbiną maleje przy malejącym ciśnieniu pary świeżej. Regulacja napełnieniowa pozwala na utrzymanie stałych parametrów pracy kotła w regulacji mocy.

Elementy strat częściowego zasilania

Mimo iż regulacja napełnieniowa podnosi sprawność przepływu w turbinie, to jednak w sytuacji niepełnego łuku zasilania pojawiają się dodatkowe źródła strat, których nie spotykamy w stopniach turbinowych zasilanych równomiernie na całym obwodzie:

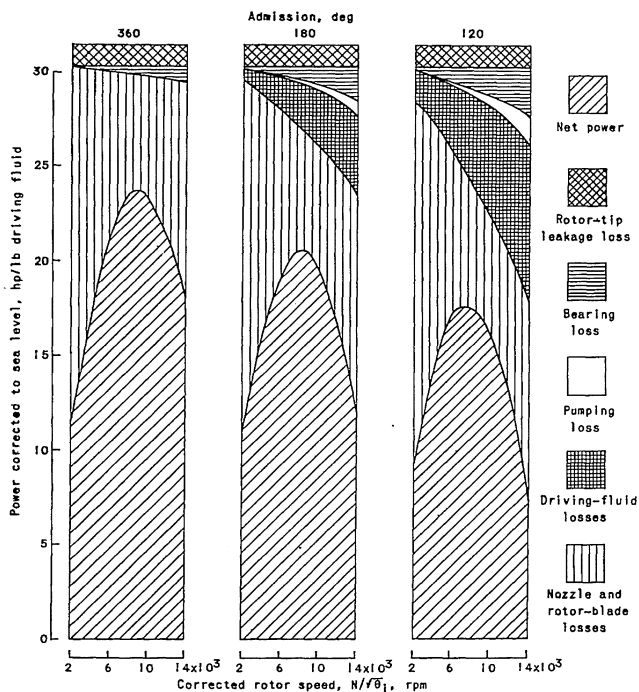
1. Straty pompowania lub brodzenia. Są to straty energii zużytej na obrót łopatek wirnika w płynie nieaktywnym, czyli straty tarcia i cyrkulacji zaindukowanej w płynie nieaktywnym.
2. Straty związane z napełnianiem i opróżnianiem kanałów łopatkowych, które są stratami mieszania strumieni płynu aktywnego i nieaktywnego w kanałach łopatkowych wirnika. Przy wchodzeniu kanału wirnikowego do obszaru zasilania nieaktywny płyn jest usuwany przez płyn aktywny. W trakcie tego procesu uprzednio nieaktywny płyn doznaje przyspieszenia kosztem energii strumienia z kierownicy. W kanale wirnikowym następuje mieszanie strumieni będące źródłem strat przepływu. Przy wychodzeniu z obszaru zasilania strumień z kierownicy jest wyhamowany w wirniku wstecznym gradientem ciśnienia i napływem płynu z obszaru nieaktywnego, czemu towarzyszy mieszanie strumieni i powstawanie wirów w kanale.
3. Straty wypływu ze skrzynki dyszowej. Przepływ w obszarze zasilania w odpowiedniej odległości od granicy obszaru można uznać za podobny do przepływu w warunkach zasilania na całym obwodzie. W kanałach wirnikowych w obszarze zasilania obserwujemy pełny spadek ciśnienia, spadek ten jest praktycznie zerowy w kanałach niezasilanych. Powoduje to powstanie gradientu ciśnienia w kierunku obwodowym za kierownicą stopnia regulacyjnego i rozchodzenie się strumienia pary ze skrajnych kierownic skrzynek dyszowych w kierunku obwodowym wzdłuż ścianek obszaru zablokowanego dla przepływu, co może prowadzić do nienominalnego napływu na łopatkę wirnikową, szczególnie w fazie wejścia do obszaru zasilania. Dla zminimalizowania tego efektu stopnie regulacyjne mają konstrukcję czysto akcyjną lub charakteryzują się niską reakcyjnością.
4. Straty mieszania płynu aktywnego z obszaru zasilania z płynem nieaktywnym poza układem łopatkowym wirnika. Są to straty mieszania strumieni

plynu aktywnego i nieaktywnego odbywające się za krawędzią wylotową wirnika i dalej w komorze stopnia regulacyjnego. Komora ta ma zwykle specyficzny kształt pierścienia dyfuzorowo-konfuzorowego. Z jednej strony kształt taki daje możliwość bardziej skutecznego wyrównywania niejednorodności obwodowych, z drugiej strony jest uwarunkowany transportem przepływu do stopni części wysokoprężnej, zwykle o mniejszej średnicy podziałowej kanałów łopatkowych.

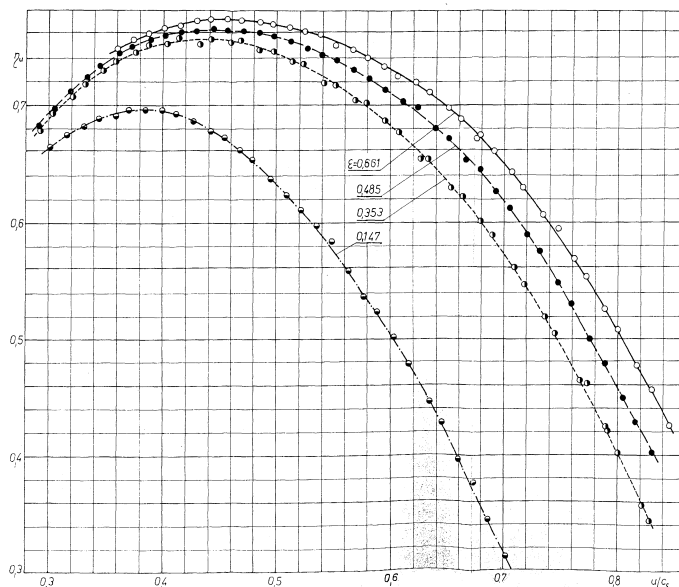
5. Straty transportu przepływu na inną średnicę. Typowo dla zapewnienia nominalnej wartości parametru u/c_s , średnica podziałowa układu łopatkowego stopnia regulacyjnego jest większa niż średnica podziałowa stopni części wysokoprężnej. Straty transportu przepływu na inną średnicę to straty z powodu dodatkowych naprężeń w płynie związanych z zakrzywieniem linii prądu w kanałach esowatych, straty w warstwach przyściennych i w obszarach oderwań lub zastoju w kolanach kanałów esowatych.
6. Straty w części wysokoprężnej turbiny związane z niejednorodnością obwodową. Procesy mieszania w komorze stopnia regulacyjnego zwykle nie prowadzą do pełnego wyrównania niejednorodności obwodowej parametrów przepływu na wlocie do części wysokoprężnej turbiny. Wyrównywanie niejednorodności odbywa się dalej w części wysokoprężnej i nakłada się na regularne procesy entropowe zachodzące w stopniach turbinowych zasilanych na całym obwodzie.

W pracy Kohla i in. [186] zbadano straty mocy w wysoko obciążonym stopniu turbiny gazowej NACA o niskiej reaktywności z zasilaniem na części obwodu. Zaczerpnięty z tej pracy rys. 37 przedstawia, jak kształtuje się udział podstawowych składników strat przepływowych w zależności od poziomu zasilania i obciążenia badanego tam stopnia turbinowego. Przy stałym stosunku ciśnień w stopniu równym $p_2/p_{0T} = 0,5$ obciążenie stopnia zmieniano poprzez zmianę prędkości obrotowej wirnika. Pełna wysokość słupków określa poziom teoretycznej mocy stopnia; „net power” to moc końcowa uzyskana ze stopnia; „rotor-tip leakage loss” to straty przecieku nad niebandażowanymi łopatkami wirnikowymi; „bearing loss” to straty w łożysku uwzględniające też straty przytarczowe; „pumping loss” to straty w płynie nieaktywnym (wymienione w punkcie 1 powyżej); „driving-fluid loss” to dodatkowe straty w płynie aktywnym spowodowane zasilaniem na części obwodu (wypadkowa strat opisanych w punktach 2÷4); „nozzle and rotor-blade losses” to straty palisadowe przy zasilaniu na pełnym obwodzie. Jak widać dodatkowe straty mocy spowodowane zasilaniem na części obwodu rosną wraz z malejącym łukiem zasilania, osiągając przy zasilaniu na 1/3 obwodu w obszarze maksymalnej sprawności ok. 10÷12% wartości mocy teoretycznej (idealnej).

W pracy Jacha i Nemeca [187] pomierzono sprawność nisko obciążonego modelu stopnia regulacyjnego turbiny parowej dużej mocy T13K215. Na rys. 38 przedstawiono przykładowe charakterystyki stopnia otrzymane dla spadku ciśnienia $\pi = p_2/p_{0T} = 0,78$ przy zasilaniu przez cztery, trzy, dwie oraz jedną skrzynekę dyszową (łuk zasilania stanowił wówczas odpowiednio $\varepsilon = 0,661$,



Rys. 37. Moc teoretyczna i uzyskana z wysoko obciążonego stopnia turbiny gazowej NACA oraz udział podstawowych składników strat przepływowych dla trzech poziomów zasilania (zasilanie na całym obwodzie, na 1/2 oraz na 1/3 obwodu) w zadanym zakresie obciążeń stopnia; $p_2/p_{0T} = 0,5$ [186]



Rys. 38. Sprawność przepływowa modelu stopnia regulacyjnego turbiny T13K215 dla czterech łuków zasilania w zadanym zakresie obciążeń stopnia; $p_2/p_{0T} = 0,78$ [187]

0,485, 0,353 i 0,147 części obwodu). Wraz z malejącym łukiem zasilania następuje spadek sprawności przepływowej i przesuwanie się maksimum sprawności w kierunku niższych wartości wskaźnika prędkości u/c_s . Dla podanej wartości spadku ciśnienia, przy zasilaniu przez dwie skrzynki dyszowe maksymalna sprawność stopnia spada do ok. 75%, przy zasilaniu przez jedną skrzynkę dyszową – do ok. 70% (maksymalna sprawność przy pełnym łuku zasilania w zakresie $\pi = 0,85 \div 0,91$ wynosi ok. 80%), a wartość wskaźnika prędkości odpowiadająca maksimum sprawności spada do 0,44 przy zasilaniu przez dwie skrzynki dyszowe oraz do 0,38 przy zasilaniu przez jedną skrzynkę dyszową (przy pełnym zasilaniu wartość ta wynosi $0,51 \div 0,53$). Jak podano w [187], maksymalna sprawność przepływowa utrzymuje się na podobnym poziomie ze spadkiem wartości π poniżej 0,7 przy zasilaniu przez dwie skrzynki dyszowe oraz poniżej 0,65 przy zasilaniu przez jedną skrzynkę dyszową. Spadek wartości wskaźnika prędkości odpowiadającego maksymalnej sprawności wraz z malejącym łukiem zasilania jest korzystny z punktu widzenia regulacji mocy w turbinie wielostopniowej, bowiem przy spadku obciążenia turbiny i wzroście obciążenia stopnia regulacyjnego pozwala na jego pracę w pobliżu maksimum sprawności.

W opracowanych eksperymentalnie korelacjach strat przepływowych związanych z zasilaniem stopnia turbinowego na części obwodu, traconą moc oblicza się jako superpozycję mocy brodzenia nieaktywnej części układu łopatkowego wirnika i mocy traconej na napełnianie i opróżnianie kanałów wirnika oraz na mieszanie strumieni aktywnych i nieaktywnych, także w wyniku wielołukowego zasilania. W pracy Roelke [56] rozróżnia się dwa składniki strat częściowego zasilania – stratę pompowania (brodzenia) nieaktywnych kanałów wirnikowych i stratę sektorową (napełniania i opróżniania kanałów)

$$\xi_{part_adm} = \xi_{pump} + \xi_{sector} \quad (116)$$

Stratę pompowania określa się jako

$$\xi_{pump} = \frac{N_{pump}}{N_{th}} = \frac{K_p (1 - \varepsilon) \rho D h^{1.5} u^3}{\dot{m} \Delta H_s} \quad (117)$$

gdzie moc pompowania N_{pump} odniesiona została do mocy teoretycznej N_{th} w stopniu w przemianie izentropowej. W powyższym wyrażeniu ε oznacza bezwymiarową szerokość łuku zasilania (w skali od 0 do 1), D jest średnicą podziałową, h – wysokością łopatki wirnikowej, u – prędkością wirnika na średnicy podziałowej, natomiast K_p jest współczynnikiem wyznaczonym na podstawie badań eksperymentalnych i wynosi $5,92 \text{ m}^{-0.5}$.

W celu określenia straty sektorowej stosuje się wyrażenie

$$\xi_{sector} = 1 - \eta \frac{1 + K_w K_s}{1 + K_w} \quad (118)$$

gdzie η jest odpowiadającą sprawnością stopnia zasilanego na całym obwodzie, $K_w = w_{ex}/w_{in}$ jest stosunkiem prędkości wylotowej do wlotowej, a K_s stanowi re-

prezentację ubytku pędu płynu w wirniku spowodowaną zasilaniem sektorowym w postaci

$$K_s = 1 - \frac{p}{3f}, \quad (119)$$

gdzie p oznacza podziałkę układu łopatkowego wirnika, a f to długość łuku zasilania $f = \pi D \varepsilon$.

Podobnie, dwa składniki strat częściowego zasilania, tj. stratę pompowania i stratę sektorową wyróżnia się w korelacji Traupla [15], która ma postać

$$\xi_{part_adm} = \xi_{pump} + \xi_{sector} = C_p \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon \phi \psi} + 0,21 \frac{z}{\varepsilon \psi^{0,5}} \frac{C_{ax}}{D}, \quad (120)$$

gdzie C_p jest bezwymiarowym współczynnikiem pompowania, ϕ oznacza współczynnik przepływu określony jako stosunek prędkości osiowej do prędkości wirnika na średnicy podziałowej $\phi = c_{ax}/u$, natomiast ψ jest współczynnikiem obciążenia wyrażony zależnością $\psi = 2\Delta h_s/u^2$. Z kolei z jest liczbą sektorów zasilania, a C_{ax} to cięciwa osiowa wirnika. Zależność (120) uwypukla znaczenie trzeciej potęgi prędkości wirowania dla straty pompowania, podobnie jak we wzorze (117), oraz wpływ liczby sektorów zasilania i szerokość wirnika dla straty sektorowej.

Perycz [1], Szczegłajew [14] i Kosowski [139] straty częściowego zasilania wyznaczają jako sumę dwóch składników – straty pojedynczego łuku zasilania (lub straty wynikające z sumarycznej szerokości łuku zasilania tak jak dla pojedynczego łuku) oraz korekty na liczbę łuków zasilania w postaci:

$$\xi_{part_adm} = \xi_{vI} + \xi_{vz} = \frac{K_v(1 - \varepsilon)\rho D h_2 u^3}{\dot{m} \Delta H_s} + \frac{B h_2 v \eta_u (z - 1)}{\varepsilon \pi D h_1 \sin \alpha_1}, \quad (121)$$

gdzie współczynnik K_v przyjmuje wartości w zakresie $0,07 \div 0,15$, h_1 i h_2 oznaczają wysokości łopatek kierownicy i wirnika, B jest szerokością wirnika, a v jest współczynnikiem prędkości $v = u/(2\Delta h_s)^{0,5}$. Drugi człon uwzględnia zwielokrotniony efekt granic łuków zasilania i mieszania strumieni aktywnych i nieaktywnych.

Przy niskim poziomie zasilania częściowego pogorszenie sprawności przepływowej stopnia regulacyjnego sięga $10 \div 12\%$ w porównaniu do stopnia zasilanego na pełnym obwodzie. Należy jeszcze doliczyć ewentualne straty przepływowe w dół przepływu od stopnia regulacyjnego. Pomimo to, obserwujemy jednak istotny zysk energetyczny w porównaniu z regulacją dławieniową.

Ten zysk energetyczny pojawia się jednakże kosztem niesymetrii w zasilaniu układu, która prowadzi do wystąpienia silnej zmienności ciśnienia i temperatury w kanałach wirnikowych stopnia regulacyjnego, co pokazano w pracach Wakeley'a i Potts'a [188], Skopeka i in [189] oraz w opracowaniach autora [190]. W konsekwencji obserwuje się dodatkowe niestacjonarne obciążenia ae-

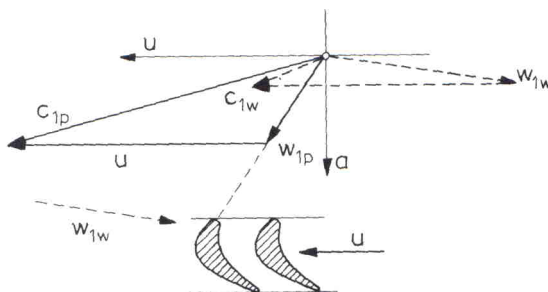
rodynamiczne pojedynczych łopatek wirnikowych i całego wirnika, Boulbin i in. [191], Lampart i in. [192,193,194], Hushmandi i in. [195], Fridh i in. [196]. Obok stopni wylotowych, stopnie regulacyjne stwarzały zawsze najwięcej problemów konstruktorom i użytkownikom turbin. Lista przypadków utraty zdolności ruchowej turbin z powodów związanych z działaniem stopni regulacyjnych, gdyby taką sporządzić, byłaby wyjątkowo długa. Wymieńmy tu choćby doniesienia producentów i ekspertów o fizycznym pękaniu łopatek i zamocowań łopatek stopnia regulacyjnego [197] spowodowanym zmęczeniem materiału narażonego na znaczne dodatkowe obciążenia w momencie wchodzenia do i wychodzenia z obszaru zasilania. Istotne są także efekty rezonansowe związane z wysokoczęstotliwościowym oddziaływaniem śladów spływowych z kierownic w cyklu zasilania częściowego. W materiałach [198] mówi się z kolei o problemach związanych z nie zrównoważoną siłą poprzeczną działającą na wał turbos zespołu oraz z silnymi drganiami wału w obszarze stopnia regulacyjnego, które występują w pewnym zakresie obciążeń turbiny, nie występują poza tym zakresem. Dlatego też sprawność energetyczną stopnia regulacyjnego należy badać równoległe z obciążeniami aerodynamicznymi wirnika i łopatek wirnikowych.

1.13. Straty wilgotności

Straty wilgotności pojawiają się w obszarze przepływu czynnika mokrego, np. części niskoprężnej turbiny parowej. W końcowej fazie procesu ekspansji w turbinie parowej, najczęściej w przedostatnim i ostatnim stopniu turbiny kondensacyjnej, odbywa się kondensacja kropłowa pary wodnej. Kondensujące kropelki wody są cięższe od pary i poruszają się z mniejszą prędkością. W rezultacie łopatki wirnikowe doznają nienominalnego napływu kropelek wody, co pokazano na rys. 39. We wzorze Baumanna [199] sprawność stopnia pracującego w parze mokrej η_x określa się ze wzoru

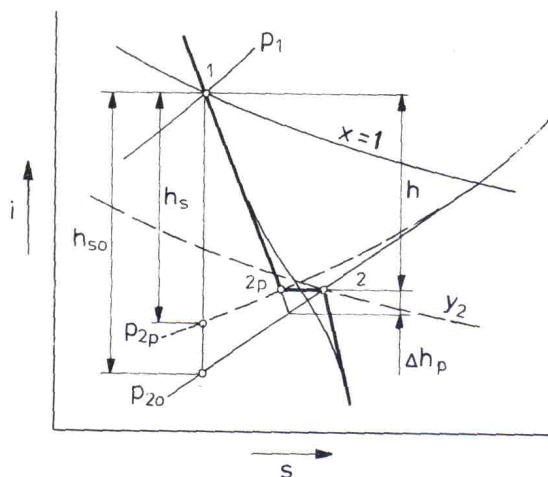
$$\eta_x = x\eta, \quad (122)$$

gdzie x jest stopniem suchości, a η to sprawność tego samego stopnia pracującego w parze suchej bez udziału zawilgocenia. Wzór powyższy sankcjonuje fakt, że faza ciekła nie wykonuje pracy w turbinie. Obniżeniu sprawności przepływowej towarzyszy także niepożądane zjawisko erozji kropłowej.



Rys. 39. Trójkąty prędkości na wlocie wirnika dla pary i kropeł wody [20]

Jak pokazują prace Gyarmatty'ego [40], Moore'a [200], Perycza [1], Gerbera i in. [201], Wróblewskiego i in. [202], Starzmana i in. [203] istnieje jeszcze inny mechanizm generacji strat przepływowych spowodowanych przepływem pary mokrej. Związany on jest z nierównowagową ekspansją w obszarze przejścia linii $x = 1$. Przy odpowiednio szybkiej ekspansji w początkowej fazie nie następuje powstawanie kropeł wody, lecz ma miejsce przechłodzenie pary i dalsza ekspansja w obszarze pary do punktu zaznaczonego na rys. 40 jako $2p$. Wartość entalpii w tym punkcie jest wyższa niż hipotetyczna wartość przy ekspansji równowagowej do linii p_{20} . Stan ten ma charakter metastabilny i bardzo szybko następuje spontaniczna kondensacja. Przejście do stanu równowagowego odbywa się zwykle z udziałem fali uderzeniowej w obszarze kondensacji.



Rys. 40. Ekspansja pary w części niskoprężnej turbiny w obszarze kondensacji kroplowej [20]

Rozważa się kolejne źródła strat przepływu z fazą kroplową, którymi są:

- straty termodynamiczne związane z nieodwracalnymi procesami wymiany ciepła przez powierzchnie międzyfazowe,
- straty tarcia na powierzchni międzyfazowej,
- straty uderzenia kropeł o powierzchnię wirnika,
- straty związane z odśrodkową tendencją w ruchu kropeł.

W pracach Starzmana i in. [204], [206] oraz Petra i Kolovratnika [205], udział poszczególnych składników strat zależy od rozmiaru kropeł, lecz zdecydowanie największe znaczenie mają tu straty termodynamiczne.

Powiększoną stratę wilgotności można zapisać w postaci uogólnionego wzoru Baumann (Gyarmatty [40], Moore [200], Perycz [1])

$$\eta_x = (1 - \alpha y) \eta, \quad (123)$$

gdzie y jest stopniem wilgotności ($y = 1 - x$), natomiast α jest współczynnikiem, który zmienia się w zakresie $1 \div 3$.

1.14. Podsumowanie rozdziału 1

W niniejszym rozdziale opisano podstawowe mechanizmy generacji strat w turbinach. W sposób bardziej szczegółowy potraktowano straty przepływu w warstwach przyściennych, przy krawędzi wylotowej łopatki, straty mieszania, strat fal uderzeniowych, strat przepływów brzegowych i przecieku nadłopatkowego oraz niestacjonarne oddziaływanie typu kierownica – wirnik. Analiza teoretyczna procesów dysypacyjnych daje możliwość zgrubnego ilościowego oszacowania przynajmniej niektórych rodzajów strat i pozwala na określenie parametrów geometrycznych i przepływowych wieńców łopatkowych mających istotny wpływ na poziom strat.

Wykorzystując metodę Dentona całkowania przyrostu entropii w warstwie przyściennej oraz korzystając z uproszczonego modelu cienkiego profilu równo obciążonego wzdłuż cięciwy wyprowadzono analityczne wyrażenia opisujące poziom strat przepływu w warstwach przyściennych na profilu, które zestawiono z korelacjami strat przepływowych w warstwach przyściennych, otrzymanymi z badań eksperymentalnych. Opisano także inne elementy straty profilowej takie jak straty krawędziowe, oderwania, nienominalnego napływu i inne.

Przedstawiono uproszczone modele strat fal uderzeniowych i strat mieszania strumieni w układzie przepływowym turbiny. Zamieszczono obszerny przegląd modeli przepływów wtórnych w turbinach. Przedstawiono uproszczone modele przecieku nadłopatkowego i nadbandażowego oraz wyrażenia opisujące poziom strat przecieku nadłopatkowego i nadbandażowego korzystające z przedstawionych modeli mieszania strumieni. Przytoczono szereg korelacji eksperymentalnych opisujących straty przepływów wtórnych i przecieków.

Dodatkowym źródłem strat przepływu w układach wielowieńcowych jest niestacjonarne oddziaływanie typu kierownica – wirnik i transport śladów spływowych, prowadzące do oscylacji w czasie obciążeń aerodynamicznych łopatek o charakterze wysokoczęstotliwościowym. Ślad spływowy z kierownicy tworzy strukturę „ujemnego strumienia” i ulega deformacji w obszarze wieńca wirnikowego. Powoduje także na oscylacje rozmiarów strefy oderwania oraz intensywności wirów kanałowych.

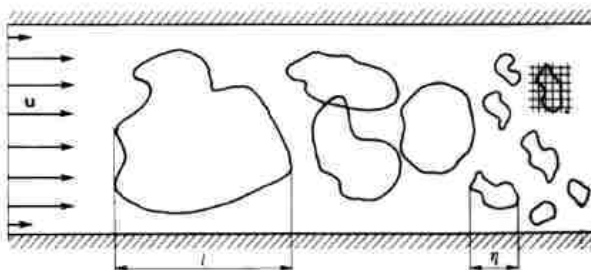
Omówiono mechanizmy generacji strat przepływów przytarczowych (przebębnowych), strat częściowego zasilania, a także straty wynikające z ekspansji w obszarze pary mokrej oraz przytoczono szereg korelacji eksperymentalnych opisujących powyższe elementy strat przepływowych.

2. Model obliczeniowy przepływu przez układy łopatkowe turbin

2.1. RANS / LES / DNS

Przepływy w układach łopatkowych turbin odbywają się w złożonej geometrii oraz cechują się niejednorodnością pól gęstości, ciśnienia, temperatury i prędkości. Charakteryzują się także dużą różnorodnością form przepływu, na którą składają się m.in. przepływy w warstwach przyściennych, śladach spływowych, obszarach oderwań, obszarach fal uderzeniowych, strefach mieszania przepływów wtórnych i przecieków. Z uwagi na wysokie prędkości i wysokie liczby Reynoldsa dominującym rodzajem przepływu jest przepływ turbulentny, który z kolei charakteryzuje się dużą różnorodnością skal przepływu, począwszy od skal dużych porównywalnych z rozmiarami kanałów przepływowych, a skończywszy na najmniejszej skali wirów, które ulegają dysypacji poprzez działanie sił lepkości.

Próby rozwiązywania układu równań Navier-Stokesa w kanałach łopatkowych turbin bez dodatkowych założeń upraszczających, czyli w oparciu o technikę DNS (ang. *Direct Numerical Simulation*), zwykle skazane są na niepowodzenie. DNS polega na wyznaczeniu przepływu w dziedzinie wszystkich skal ruchu turbulentnego bez uśredniania i konieczności dodatkowego modelowania skal utraconych dla rozwiązania w wyniku uśredniania, Moin i Mahesh [207], Sandham [208]. Podstawową przeszkodą w rozwoju metody są jej wymagania związane z dużą liczbą komórek siatki, którą trzeba pokryć obszar obliczeniowy, aby wyznaczyć wszystkie skale wirów. Szacuje się, że liczba komórek siatki w przepływie trójwymiarowym powinna być większa niż $(l/\eta)^3 \sim Re^{9/4}$ (l – skala liniowa największych wirów, η – skala Kolmogorowa najmniejszych wirów – rys. 41), co czyni prace obliczeniowe w zakresie typowych zagadnień aerodynamiki przy liczbach Reynoldsa na poziomie $Re = 10^5 \div 10^6$ trudne do realizacji w oparciu o metody DNS jeszcze przez długie lata, Choi i Moin, [209], Gageik i in. [210].

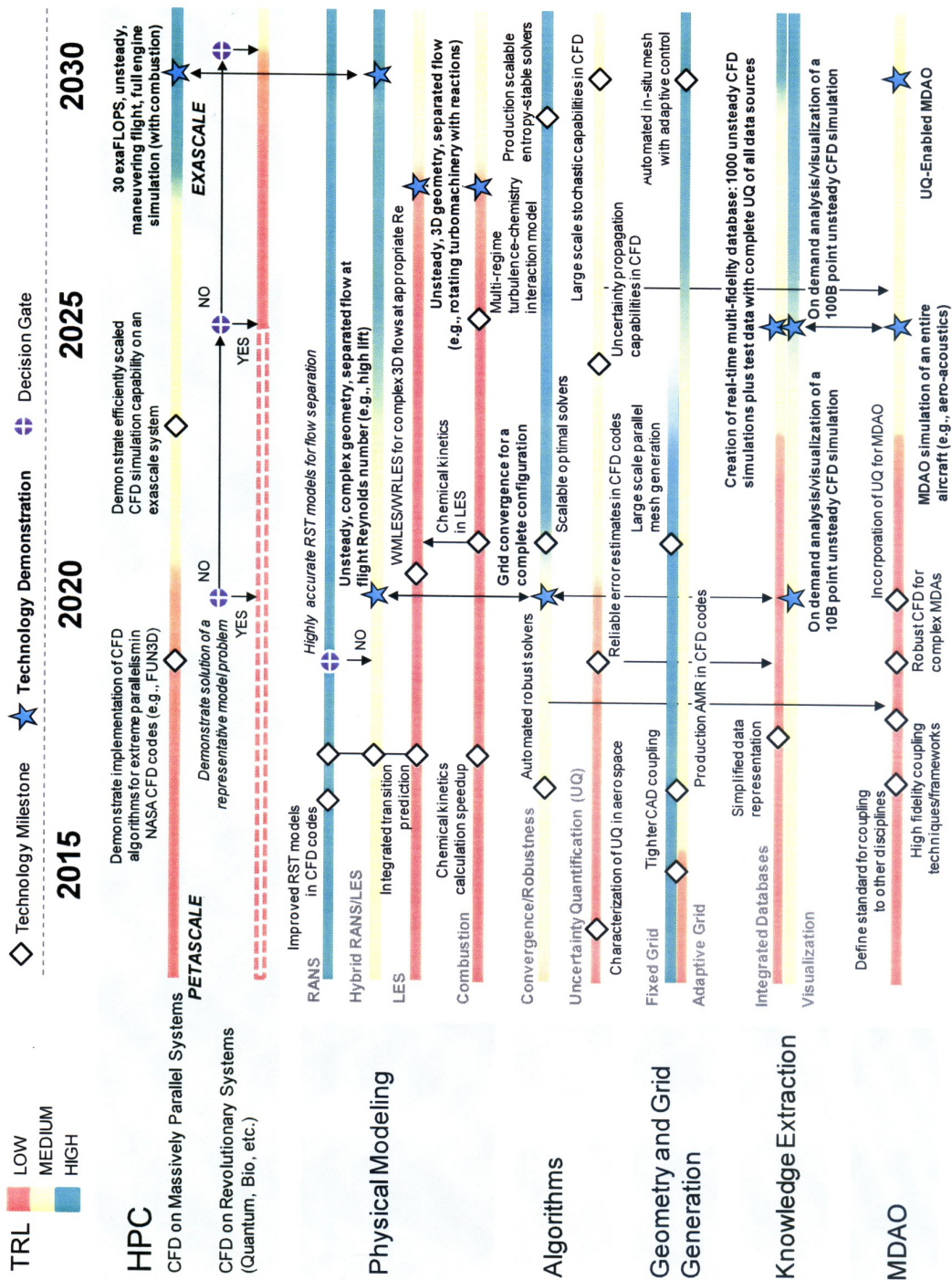


Rys. 41. Kaskada wirów Kolmogorowa

Z drugiej jednak strony obliczenia metodą DNS pewnych prostszych układów przepływowych mogą stanowić materiał weryfikacyjny dla obliczeń metodami LES i RANS, Miller-Schindewolf i in. [211].

Obiecującą metodą wyznaczania przepływu w kanałach łopatkowych maszyn wirnikowych jest metoda dużych wirów, czyli LES (ang. *Large Eddy Simulation*), Ferziger [212], Lesieur i Metais [213], [214], Piomelli [215], Menuveau [216]. W metodzie LES w trakcie przestrzennej filtracji układu równań odbywa się separacja skal przepływu na skale duże podlegające rozwiązaniu bezpośrednio z układu równań podstawowych i skale małe (podsiatkowe – o rozmiarach mniejszych niż wymiary oczek siatki obliczeniowej), które należy zamodelować. Bezpośrednie rozwiązanie dużych skal, w obszarze których zachodzi główny transport masy, pędu i energii oraz produkcja energii kinetycznej turbulencji jest korzystne z uwagi na anizotropowość struktur przepływu, zależność od warunków zewnętrznych i geometrii układu przepływowego. Z kolei obszar małych wirów obejmujący 20÷30% całkowitej energii ruchu turbulentnego, gdzie zachodzi dysypacja energii, jest domeną turbulencji izotropowej – obszar małych wirów jest zatem znacznie łatwiejszy do modelowania.

Mimo iż w porównaniu z DNS, metoda LES prowadzi do redukcji kosztów obliczeniowych, jest ona w dalszym ciągu bardzo kosztowna, a zatem rzadko stosowana w rozwiązywaniu zagadnień przemysłowych. Zastosowaniu LES nie sprzyja tendencja zmierzająca do ogarnięcia obszarem obliczeniowym coraz to bardziej złożonych geometrii i jak najbardziej pełnego układu przepływowego, zamiast składania rozwiązań z poszczególnych obszarów cząstkowych. Znacznie mniej kosztowna jest metoda RANS (ang. *Reynolds Averaged Navier-Stokes*), gdzie układ równań podstawowych podlega uśrednieniu w dziedzinie czasu, Tennekes i Lumley [217], Elsner [218], Wilcox [38]. Rozwiązanie układu równań RANS dostarcza informacji na temat rozkładu wielkości uśrednionych, które przeważnie są najbardziej interesujące w analizie zagadnień inżynierskich. Na początku XXI stulecia powszechna była opinia, że jeszcze przez długie lata model przepływu oparty na układzie równań RANS w połączeniu z odpowiednim modelem turbulencji będą głównymi narzędziami w komputerowych symulacjach inżynierskich, Casey i Wintergerste [219]. Wydaje się, że pierwsza i druga dekada XXI wieku zweryfikowały ten osąd do pewnego stopnia. Na rys. 42 zilustrowano wizję rozwoju CFD (ang. *Computational Fluid Dynamics*) do roku 2030 dla zastosowań z zakresu aerodynamiki zewnętrznej i wewnętrznej, która została przedstawioną przez NASA w roku 2014 [220] w postaci technicznej mapy drogowej. Wynika z niej, że w roku 2020 standardem w inżynierskich obliczeniach cieplno-przepływowych jest metoda RANS z modelem naprężeń Reynoldsa. Na lata 2020÷2030 przypadać będzie rozwój metod hybrydowych RANS/LES oraz metody LES w rozwiązywaniu zadań z zakresu przepływów niestacjonarnych w złożonych geometriach. Metody te jednakże nie staną się standardem obliczeniowym dla zadań inżynierskich przed rokiem 2030.



Rys. 42. Techniczna mapa drogowa rozwoju CFD do roku 2030 [220]

2.2. Układ równań w uśrednieniu Reynoldsa (Favre'a)

Układ równań podstawowych (1)–(3) przepisujemy w notacji wskaźnikowej z zachowaniem umowy sumacyjnej, por. Wilcox [40], Tulapurkara [41]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i) = 0, \quad (124)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_j) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho u_i u_j) = \rho f_j - \frac{\partial p}{\partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_i}, \quad (125)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho H) + \frac{\partial}{\partial x_i} (u_i \rho H) = \frac{\partial p}{\partial t} + u_i \rho f_i + \frac{\partial}{\partial x_i} (u_j \tau_{ji}) - \frac{\partial}{\partial x_i} q_i, \quad (126)$$

przy czym

$$H = h + \frac{u_k u_k}{2}, \quad h = e + p/\rho, \quad (127)$$

$$\tau_{ij} = 2\mu S_{ij} - \frac{2}{3} \mu \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij}, \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad (128)$$

$$q_i = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x_i}, \quad f_i = f_{Ci} + f_{ri} = -2\varepsilon_{ijk} \Omega_j u_k + \Omega^2 r_i. \quad (129)$$

Klasyczna metoda uśredniania wielkości w dziedzinie czasu (uśrednienie Reynoldsa) ma postać, np. Wilcox [38], Tulapurkara [39], Elsner [218]:

$$\bar{f} = \frac{1}{T} \int_T f dt, \quad (130)$$

gdzie okres uśredniania T jest duży w porównaniu z okresem fluktuacji turbulentnych, a mały w porównaniu ze skalą czasową charakteryzującą wolnozmienny przepływ niestacjonarny. W dekompozycji Reynoldsa chwilowa wartość zmiennej f jest sumą jej wartości średniej i fluktuacji $f = \bar{f} + f'$. Drugim rodzajem uśredniania jest uśrednienie masowe (Favre'a), które stanowi rozszerzenie koncepcji uśredniania Reynoldsa na obszar przepływów ściśliwych. Uśrednienie Favre'a jest naturalną formą uśredniania zmiennych zachowawczych i pozwala na usunięcie fluktuacji gęstości z równań dla wielkości średnich

$$\tilde{f} = \frac{\overline{\rho f}}{\bar{\rho}}, \quad (131)$$

przy czym $f = \tilde{f} + f''$. Można też zauważyć, że $\bar{f}' = 0$, $\overline{\rho f''} = 0$, $\bar{f}'' \neq 0$.

Zastosowanie powyższych reguł uśredniania i dekompozycji parametrów przepływu w układzie równań (124)–(126) prowadzi do układu równań dla

przepływu uśrednionego, np. Wilcox [38], Tulapurkara [39], Gatski [221], Barre i in. [222], Adumitroaie i in. [223]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{\rho} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) = 0, \quad (132)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{u}_j) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j) = \bar{\rho} \tilde{f}_j - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\tau}_{ij} - \widetilde{\rho u_i'' u_j''}), \quad (133)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{H}) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{H}) &= \frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \bar{\rho} \tilde{u}_i f_i + \\ &+ \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\tilde{u}_j \bar{\tau}_{ji} + \overline{u_j'' \tau_{ji}} + \overline{\tau_{ji}' u_j'} \right) - \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{q}_i + \widetilde{\rho u_i'' H''}), \end{aligned} \quad (134)$$

gdzie entalpia całkowita przepływu średniego wyraża się wzorem

$$\tilde{H} = \left(\tilde{h} + \frac{\tilde{u}_k \tilde{u}_k}{2} \right) + \frac{\widetilde{u_k'' u_k''}}{2}. \quad (135)$$

Przy założeniu, że

$$|\tilde{\tau}_{ij}| \gg |\overline{\tau_{ij}''}|, \quad \left| \frac{\partial^2 \tilde{T}}{\partial x_i^2} \right| \gg \left| \frac{\partial^2 \overline{T''}}{\partial x_i^2} \right|,$$

tensor naprężeń lepkich $\bar{\tau}_{ji}$ i strumień ciepła $\bar{q}_i$ w przepływie średnim można wyrazić jako

$$\bar{\tau}_{ij} \cong 2\bar{\mu}\tilde{S}_{ij} - \frac{2}{3}\bar{\mu}\frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k}\delta_{ij}, \quad \tilde{S}_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i}\right), \quad (136)$$

$$\bar{q}_i \cong -\bar{\lambda}\frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_i}. \quad (137)$$

W równaniach dla przepływu uśrednionego (przypadek przepływu ściśliwego) pojawiają się dodatkowe człony, które wymagają modelowania. Są to:

- tensor naprężeń Reynoldsa τ^T

$$\rho \tau_{ij}^T = -\overline{\rho u_i'' u_j''} = -\widetilde{\rho u_i'' u_j''}, \quad (138)$$

- energia kinetyczna turbulencji k

$$\bar{\rho} k = \overline{\rho u_k'' u_k''} / 2 = \widetilde{\rho u_k'' u_k''} / 2, \quad (139)$$

- turbulentny strumień ciepła (tu w formie korelacji fluktuacji prędkości i entalpii całkowitej)

$$q_i^T = \overline{\rho u_i'' H''} = \overline{\rho u_i'' h''} = \overline{\rho u_i'' h''} + \overline{\rho u_i'' u_j'' \tilde{u}_j} + \overline{\rho u_i'' u_k'' u_k''} / 2, \quad (140)$$

- człony opisujące dyfuzję molekularną i transport turbulentny energii kinetycznej turbulencji

$$\overline{\tau_{ji}' u_j''}, \quad - \overline{\rho u_i'' u_k'' u_k''} / 2, \quad (141)$$

- turbulentny strumień masy

$$\overline{u_j''} = - \overline{\rho' u_j'} / \bar{\rho}. \quad (142)$$

Uśrednienie sił masowych w równaniach (133)–(134) wykonano mając na uwadze siły związane z ruchem płynu w wirującym układzie współrzędnych. W równaniu energii pominięto znak uśrednienia przy sile masowej, ponieważ pracę wykonuje jedynie siła odśrodkowa, która nie podlega fluktuacjom.

Równanie transportu naprężeń Reynoldsa

Równanie transportu naprężeń Reynoldsa można otrzymać wychodząc z uśrednienia pewnej kombinacji fluktuacji prędkości i operatora równania zachowania pędu dla przepływu chwilowego (tu w postaci niezachowawczej)

$$\overline{u_i'' \mathcal{N}(u_j) + u_j'' \mathcal{N}(u_i)} = 0, \quad (143)$$

gdzie

$$\mathcal{N}(u_j) = \rho \frac{\partial u_j}{\partial t} + \rho u_i \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \rho f_j + \frac{\partial p}{\partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_i}. \quad (144)$$

Rezygnacja z założenia o nieściśliwości komplikuje wyprowadzenie równania. W wyniku przekształceń otrzymuje się następującą postać, np. Wilcox [38], Tulapurkara [39], Gatski [221], Barre i in. [222], także Launder i in. [224], Hanjalic [225,226] dla przypadku przepływu nieściśliwego:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\overline{\rho u_i'' u_j''} \right) + \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\tilde{u}_k \overline{\rho u_i'' u_j''} \right) = & \underbrace{\left(- \overline{\rho u_i'' u_k''} \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_k} - \overline{\rho u_j'' u_k''} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_k} \right)}_{P_{ij}} - \underbrace{\left(\overline{\tau_{kj}' \frac{\partial u_i'}{\partial x_k}} + \overline{\tau_{ki}' \frac{\partial u_j'}{\partial x_k}} \right)}_{\bar{\rho} \varepsilon_{ij}} + \\ & + \underbrace{\left(\overline{p' \frac{\partial u_i'}{\partial x_j}} + \overline{p' \frac{\partial u_j'}{\partial x_i}} \right)}_{\bar{\rho} \Phi_{ij}} + \frac{\partial}{\partial x_k} \underbrace{\left[\left(\overline{\tau_{kj}' u_i'} + \overline{\tau_{ki}' u_j'} \right) - \left(\overline{p' u_i' \delta_{jk}} + \overline{p' u_j' \delta_{ik}} \right) - \overline{u_i'' \rho u_j'' u_k''} \right]}_{D_{ijk}} + \end{aligned}$$

$$-2\Omega_m \underbrace{\left(\varepsilon_{iml} \overline{\rho u_j'' u_l''} + \varepsilon_{jml} \overline{\rho u_i'' u_l''} \right)}_{G_{ij}} + \underbrace{u_i'' \left(\frac{\partial \overline{\tau_{kj}}}{\partial x_k} - \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_j} \right) + u_j'' \left(\frac{\partial \overline{\tau_{ki}}}{\partial x_k} - \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} \right)}_{M_{ij}}. \quad (145)$$

Człony po lewej stronie równania (145) wyrażają lokalną i konwekcyjną zmianę naprężeń turbulentnych, a kolejne człony po prawej stronie opisują produkcję naprężeń turbulentnych związaną z gradientem prędkości przepływu średniego P_{ij} , dysypację wskutek oddziaływania sił lepkości $\bar{\rho} \varepsilon_{ij}$, korelację fluktuacji ciśnienia i gradientu prędkości $\bar{\rho} \Phi_{ij}$, całkowity strumień dyfuzyjny obejmujący dyfuzję molekularną, ciśnieniową i turbulentną $\partial D_{ijk}/\partial x_k$, generację naprężeń w polu siły masowej Coriolisa G_{ij} oraz korelację fluktuacji strumienia masy i wektora sił powierzchniowych przepływu średniego M_{ij} .

Równanie transportu energii kinetycznej turbulencji

Równanie transportu energii kinetycznej turbulencji otrzymuje się korzystając z równania (145) oraz faktu, że k jest śladem tensora naprężeń Reynoldsa pomnożonym przez 1/2

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\bar{\rho} \tilde{u}_i k) = & \underbrace{-\overline{\rho u_i'' u_j''} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j}}_P - \underbrace{\tau_{ij}' \frac{\partial u_i'}{\partial x_j}}_{\bar{\rho} \varepsilon} + \underbrace{p' \frac{\partial u_i'}{\partial x_i}}_{\bar{\rho} \Phi} + \\ & + \frac{\partial}{\partial x_i} \underbrace{\left(\tau_{ji}' u_j' - p' u_i' - \frac{u_i'' \overline{\rho u_k'' u_k''}}{2} \right)}_{D_i} + \underbrace{u_i'' \left(\frac{\partial \overline{\tau_{ji}}}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} \right)}_M. \end{aligned} \quad (146)$$

Po prawej stronie równania znajdują się: człon produkcyjny, dysypacyjny (dysypacja izotropowa), korelacja ciśnienie – dylatacja prędkości, człon dyfuzyjny i związany z fluktuacjami strumienia masy. Człon generacyjny pochodzący od siły Coriolisa występujący w równaniu (145) nie wchodzi do równania transportu energii kinetycznej turbulencji.

Równanie transportu turbulentnego strumienia ciepła

Dla otrzymania równania transportu turbulentnego strumienia ciepła (tu w formie korelacji fluktuacji prędkości i entalpii całkowitej) należy przeprowadzić uśrednienie następującej kombinacji fluktuacji entalpii i składowych prędkości oraz operatorów równania zachowania pędu i energii dla przepływu chwilowego (tu w postaci niezachowawczej)

$$\overline{u_i'' \mathcal{H}(H) + H'' \mathcal{N}(u_i)} = 0, \quad (147)$$

gdzie

$$\mathcal{H}(H) = \rho \frac{\partial H}{\partial t} + \rho u_i \frac{\partial H}{\partial x_i} - \frac{\partial p}{\partial t} - \rho u_i f_i - \frac{\partial(u_i \tau_{ij})}{\partial x_j} + \frac{\partial q_i}{\partial x_i}. \quad (148)$$

Dekompozycja i grupowanie członów przebiega tu podobnie, jak w przypadku równania transportu tensora naprężeń turbulentnych. Przez analogię można także podać interpretację fizyczną poszczególnych członów ostatecznej postaci równania transportu turbulentnego strumienia ciepła. Postać ta jest bardzo złożona w ogólnym przypadku przepływu ściśliwego, w związku z czym wygodniej jest przedstawić jego uproszczoną formę, por. Aupoix [227], oraz Launder [228], Lai i So [229], Hanjalic [230] dla przypadku przepływu nieściśliwego

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\overline{\rho u_i'' H''}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\tilde{u}_j \overline{\rho u_i'' H''}) = & \underbrace{\left(-\overline{\rho u_j'' H''} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} - \overline{\rho u_i'' u_j''} \frac{\partial \tilde{H}}{\partial x_j} \right)}_{P_{i\theta}} + \\ & - \underbrace{\left(\overline{\tau_{ij}'' \frac{\partial H'}{\partial x_j}} - \overline{q_j'' \frac{\partial u_i'}{\partial x_j}} \right)}_{\bar{\rho} \varepsilon_{i\theta}} + \underbrace{\overline{p' \frac{\partial H'}{\partial x_i}}}_{\bar{\rho} \Phi_{i\theta}} + \frac{\partial}{\partial x_j} \underbrace{\left[\overline{\tau_{ji}' H'} - \overline{q_j' u_i'} - \overline{\rho u_i'' u_j'' H''} - \overline{p' H' \delta_{ji}} \right]}_{D_{ij\theta}} + \\ & - \underbrace{2 \varepsilon_{ijk} \Omega_j \overline{\rho u_k'' H''} + \Omega^2 r_j \overline{\rho u_i'' u_j''}}_{G_{i\theta}} + \underbrace{\overline{H''} \left(\frac{\partial \overline{\tau_{ji}}}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} \right)}_{H_{i\theta}} + \underbrace{\overline{u_i''} \left(\frac{\partial \overline{p}}{\partial t} - \frac{\partial \overline{q_j}}{\partial x_j} \right)}_{M_{i\theta}} + \overline{u_i'' \frac{\partial(u_j \tau_{jk})}{\partial x_k}} \end{aligned} \quad (149)$$

Po lewej stronie równania (149) widnieją człony opisujące lokalną i konwekcyjną zmianę turbulentnego strumienia ciepła. Kolejne człony po prawej stronie opisują produkcję strumienia ciepła w polu prędkości średniej oraz produkcję naprężeń turbulentnych związaną z gradientem temperatury średniej $P_{i\theta} = P_{i\theta}^{th} + P_{i\theta}^m$, dysypację molekularną $\bar{\rho} \varepsilon_{i\theta}$, korelację fluktuacji ciśnienia i gradientu entalpii $\bar{\rho} \Phi_{i\theta}$, strumień dyfuzyjny $\partial D_{ij\theta} / \partial x_j$, generację turbulentnego strumienia ciepła w polu siły Coriolisa i naprężeń turbulentnych w związku z pracą siły odśrodkowej $G_{i\theta}$, korelację fluktuacji entalpii i wektora sił powierzchniowych przepływu średniego $H_{i\theta}$ oraz korelację fluktuacji strumienia masy i zmian ciśnienia oraz gradientu strumienia ciepła w przepływie średnim $M_{i\theta}$. Na końcu równania transportu znajduje się człon opisujący mechaniczny strumień energii w formie korelacji fluktuacji strumienia masy oraz pracy sił lepkościowych przepływu chwilowego, pozostawiony dla uproszczenia zapisu bez dekompozycji na część średnią i fluktuacyjną.

Dołączenie równań transportu (145)–(146) oraz (149) do układu równań (132)–(134) nie prowadzi do jego domknięcia, jako że pojawiają się nowe nie-

wiadome człony – momenty drugiego i trzeciego rzędu. Formalnie można zbudować kolejne równania transportu dla niewiadomych momentów drugiego (lub trzeciego) rzędu, w których pojawią się momenty wyższego rzędu. W taki sposób można wyprowadzić np. równanie transportu dla tensora szybkości dysypacji energii mechanicznej występującego w równaniu (145) lub dla jej formy skalarnej, tj. dysypacji izotropowej występującej w równaniu (146), Tulapurkara [39], Speziale i Gatski [231]. Liczba niewiadomych rośnie kaskadowo i w każdym wypadku przekracza ilość dostępnych równań. W którymś miejscu korelacje wyższego rzędu muszą być zamodelowane za pomocą momentów niższego rzędu.

2.3. Modelowanie turbulencji w metodzie RANS

Symulacja efektów turbulentnych w metodzie RANS ma istotne znaczenie dla rezultatów obliczeń przepływu w maszynach wirnikowych. Liczba modeli turbulencji opracowanych dla potrzeb obliczeń numerycznych i opublikowanych w literaturze przedmiotu jest pokaźna, począwszy od najprostszych modeli algebraicznych, poprzez jedno- i dwurównaniowe modele różniczkowe, a skończywszy na złożonych wielorównaniowych modelach różniczkowych opisujących składowe tensora naprężeń turbulentnych. Modele algebraiczne i jednorównaniowe mają już w zasadzie znaczenie historyczne. Najczęściej stosowane są obecnie modele pochodzące z grupy dwurównaniowych i modele naprężeń Reynoldsa. Pomimo znacznego nakładu pracy nie udało się dotychczas opracować uniwersalnego modelu, który można by z powodzeniem zastosować do wszystkich klas przepływów. Nie należy także liczyć, że model taki zostanie opracowany w przyszłości. Jest zatem istotne, aby używać modelu turbulencji właściwego dla rozważanej klasy przepływu, stosownie do planowanych nakładów obliczeniowych oraz mieć świadomość ułomności, jakie posiada zastosowany model turbulencji. Należy także zwrócić uwagę, że wzrost złożoności w modelowaniu efektów turbulentnych odbywa się najczęściej kosztem zwiększenia czasu obliczeniowego i wzrostu wymagań odnośnie schematu numerycznego, tak więc nie zawsze prowadzi do uzyskania jakościowo lepszych rezultatów.

Obszerny przegląd dostępnych w literaturze modeli turbulencji mechanicznej dla układu równań RANS można znaleźć np. w pracach Wilcoxa [38], Tulapurkary [39], Gatskiego i Rumseya [232], a turbulencji termicznej np. w pracy Nagano [233]. W większym stopniu interesować nas będą efekty turbulencji mechanicznej, w mniejszym turbulencji termicznej. Te drugie odgrywają istotne znaczenie w przypadkach intensywnej wymiany ciepła związanej z chłodzeniem łopatek lub innych powierzchni roboczych układu przepływowego, których to przypadków nie będziemy tu rozpatrywać.

Wpływ ściśliwości na turbulencję przepływu

Przepływy w wieńcach łopatkowych turbin mają zróżnicowany charakter. Obserwuje się przepływy całkowicie poddźwiękowe, przepływy transoniczne z liczbą Macha na wylocie z palisady $Ma < 1$ lub $Ma \geq 1$, a także przepływy

naddźwiękowe, gdzie liczba Macha na wlocie i wylocie z palisady przekracza $Ma > 1$. Już nawet w przypadku palisady transonicznej z poddźwiękowym wylotem lokalne wartości liczby Macha w gardłach palisad mogą osiągać 1,5. Natomiast w wysoko obciążonych palisadach z naddźwiękowym wylotem procesy mieszania śladu spływowego, wirów kanałowych, czy przecieku nadłopatkowego ze strumieniem głównym zachodzą przy liczbie Macha sięgającej 1,2÷1,5 lub powyżej. Sytuacje takie ogólnie nie są typowe dla wieńców łopatkowych stacjonarnych turbin parowych. Zdarzają się jednak często w części niskoprężnej przy znacznym gradencie reakcyjności, kiedy to część łopatki kierowniczej (zwykle przy stopie) i część łopatki wirnikowej (zwykle przy wierzchołku) są silnie obciążone i pracują w warunkach naddźwiękowego wylotu, natomiast profile łopatek położone przy przeciwnym ograniczeniu pozostają niedociążone i pracują w przepływie poddźwiękowym.

W dziedzinie maszyn wirnikowych zwykle traktuje się efekty ściśliwości jako mające niewielkie znaczenie dla zagadnienia turbulencji przepływu. W uzasadnieniu takiego postępowania można powołać się na obserwacje Morkovina (np. Bradshaw [234], Aupoix [227], Barre i in. [222]), z których wynika, że wpływ fluktuacji gęstości na turbulencję przepływu jest pomijalny, o ile fluktuacje gęstości pozostają małe w porównaniu z wartością średnią gęstości, tzn. $\rho' / \bar{\rho} \ll 1$. Badania eksperymentalne naddźwiękowej warstwy przyściennej wskazują, że założenie powyższe jest spełnione dla liczb Macha nie przekraczających 5 z dala od miejsc gwałtownych zmian ciśnienia (fal uderzeniowych). W konsekwencji upraszcza to znacznie proces modelowania przepływu niehipersonicznego. Wpływ ściśliwości ujawnia się w zapisie układu równań w zmiennych zachowawczych i w uśrednieniu masowym Favre'a. Najistotniejsze różnice pomiędzy modelowaniem przepływu ściśliwego i nieściśliwego dotyczą sprzężenia równań pędu i energii oraz sposobu rozwiązania układu równań, w tym postaci schematu numerycznego rozwiązującego układ. Równania modelu turbulencji opracowane oryginalnie dla przepływu nieściśliwego przepisuje się zwykle w notacji odpowiadającej zmiennym zachowawczym, przy czym w modelowaniu pomija się człony, które znikają w przepływie nieściśliwym, jak człon związany z fluktuacjami strumienia masy i korelacja ciśnienie – dylatacja, oraz człony mające niewielkie znaczenie w przepływie nieściśliwym, jak turbulentna dyfuzja ciśnienia.

Z drugiej jednak strony znaczne fluktuacje gęstości mogą pojawić się też przy relatywnie niskich wartościach liczby Macha. Ich poziom w bezgradientowej warstwie przyściennej przy liczbie Macha równej 5 jest porównywalny z poziomem fluktuacji gęstości w warstwie przyściennej z przeciwnym gradientem ciśnienia przy liczbie Macha równej 3 i w swobodnej strefie mieszania turbulentnego już przy liczbie Macha równej 1,0÷1,5, Bradshaw [234], Blaisdell i in. [235]. Wzrost fluktuacji gęstości obserwuje się także w przepływie z intensywną wymianą ciepła lub w przepływie ze spalaniem, co wynika ze sprzężenia pomiędzy fluktuacjami gęstości i temperatury. W gazie, który można opisać równaniem stanu gazu doskonałego $p = \rho RT$ przy pominięciu modu akustyczne-

go fluktuacji, tzn. przy $p'/\bar{p} \ll 1$, mamy bowiem $\rho'/\bar{\rho} \approx T''/\tilde{T}$. Wymienione przypadki stanowią ograniczenia stosowalności obserwacji (hipotezy) Morkovina. Istnieje wówczas potrzeba modelowania członów, które są pomijane w przepływie nieściśliwym. Wzrasta udział fluktuacji strumienia masy i korelacji ciśnienie – gradient prędkości w bilansie naprężeń Reynoldsa (korelacji ciśnienie – dylatacja w bilansie energii kinetycznej turbulencji). Wpływ ściśliwości na turbulencję przepływu jest przedmiotem pracy Lele [236].

Hipoteza Boussinesqa

Duża grupa modeli turbulencji mechanicznej opiera się na hipotezie lepkości turbulentnej Boussinesqa, np. Wilcox [38], Elsner [218] (**uwaga!** dla uproszczenia zapisu począwszy od tego miejsca będziemy pomijać oznaczenia uśrednienia w stosunku do wielkości uśrednionych):

$$\rho \tau_{ij}^T = -\overline{\rho u_i'' u_j''} = 2\mu_T S_{ij} - \frac{2}{3}\mu_T \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} - \frac{2}{3}\rho k \delta_{ij}. \quad (150)$$

Hipoteza lepkości turbulentnej wiąże w sposób liniowy składowe tensora naprężeń Reynoldsa ze składowymi tensora prędkości deformacji przepływu średniego. Ogranicza to w pewien sposób stosowalność modeli opartych na tej hipotezie. Założenie takie pozostaje nie uzasadnione m.in. w przypadku silnych zmian tensora prędkości deformacji, przepływów w kanałach silnie zakrzywionych, czy w polu sił masowych.

Typowym domknięciem dla turbulentnego strumienia ciepła towarzyszącym hipotezie lepkości turbulentnej jest hipoteza gradientowa w postaci

$$q_i^T = \overline{\rho u_i'' h''} = -\lambda_T \frac{\partial T}{\partial x_i}. \quad (151)$$

W grupie modeli opartych na hipotezie Boussinesqa, na przestrzeni lat znaczną rolę odgrywały modele algebraiczne, dla których podstawowe znaczenie miała hipoteza Prandtla drogi mieszania z roku 1925 (Cebeci-Smith [237], Baldwin-Lomax [238] oraz Johnson-King [239]). Lepkość turbulentna jest tu określona na podstawie analizy wymiarowej jako iloczyn gęstości oraz liniowej i prędkościowej skali turbulencji. Rolę skali liniowej pełni właśnie droga mieszania, a skali prędkościowej iloczyn drogi mieszania i modułu gradientu prędkości w warstwie przyściennej, co prowadzi do zależności

$$\mu_T \sim \rho l u \sim \rho l^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right|. \quad (152)$$

Stosunkowo najmniej wyeksploatowaną grupą modeli turbulencji jest grupa modeli jednorównaniowych. W najstarszym modelu jednorównaniowym Prandtla z roku 1945 (Wilcox [38], Pope [42]) rolę skali prędkościowej turbulencji w wyrażeniu na lepkość turbulentną pełni pierwiastek energii kinetycznej

fluktuacji turbulentnych oraz rozwiązuje się różniczkowe równanie transportu dla energii kinetycznej turbulencji

$$\mu_T = \rho k^{1/2} l, \quad (153)$$

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho u_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \rho \tau_{ij}^T \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \rho C_D \frac{k^{3/2}}{l} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i}. \quad (154)$$

W porównaniu do ogólnego równania transportu energii kinetycznej turbulencji (146), człon związany z produkcją energii kinetycznej turbulencji nie ulega modyfikacji, natomiast modeluje się szybkość dysypacji oraz całkowity strumień dyfuzyjny. Pomija się przy tym dylatację ciśnienia oraz człon związany z fluktuacjami strumienia masy (człon ten znika w granicy dla przepływu nieściśliwego). Model ten zawiera dwie stałe C_D i σ_k oraz wymaga określenia liniowej skali turbulencji l stosownie do rodzaju przepływu. Choć sam model opublikowany został stosunkowo wcześniej jego praktyczne wykorzystanie okazało się możliwe dopiero wraz z rozwojem techniki komputerowej i metod numerycznych, a więc właściwie w czasie kiedy dysponowano już bardziej rozwiniętymi modelami dwurównaniowymi i wyższych rzędów. W związku z tym jednowymiarowy model Prandtla nie odegrał większego znaczenia w komputerowej mechanice płynów. Inaczej było z jednorównaniowym modelem turbulencji Spalarta-Almarasa, w którym rozwiązuje się równanie transportu bezpośrednio dla lepkości turbulentnej [240]. Był on swego czasu często stosowany w zagadnieniach aerodynamiki, np. Dacles-Mariani i in. [241], Crivelin i d'Alessandro [242]. Obecnie jednak modele algebraiczne i jednorównaniowe mają głównie znaczenie historyczne.

Modele dwurównaniowe

Najbogatszą grupą modeli turbulencji jest grupa modeli dwurównaniowych. W modelach tych rolę skali prędkościowej turbulencji pełni pierwiastek energii kinetycznej fluktuacji turbulentnych $\omega \sim k^{1/2} / l$. Liniowa skala turbulencji jest określona za pośrednictwem równania transportu pewnej innej wielkości, np. szybkości dysypacji ε ($\varepsilon \sim k^{3/2} / l$) lub częstotliwości ω ($\omega \sim k^{1/2} / l \sim \varepsilon/k$).

Modele k – ε Można je zapisać w ogólnej postaci jako (Jones i Launder [243], Launder i Sharma [244]):

$$\mu_T = \rho f_\mu C_\mu k^2 / \varepsilon, \quad (155)$$

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho u_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \rho \tau_{ij}^T \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \rho \varepsilon - D + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i}, \quad (156)$$

$$\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \rho u_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = C_{\varepsilon 1} f_1 \rho \tau_{ij}^T \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\varepsilon}{k} - C_{\varepsilon 2} f_2 \rho \frac{\varepsilon^2}{k} + E + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i}. \quad (157)$$

W równaniu transportu energii kinetycznej turbulencji pomija się dylatację ciśnienia oraz modeluje się całkowity strumień dyfuzyjny korzystając z domknięcia gradientowego (z domknięcia tego korzysta się także dla zamodelowania członu opisującego dyfuzję energii kinetycznej turbulencji w równaniu energii (134), choć często w równaniu energii ten człon jest pomijany przy założeniu, że $k \ll \tilde{h}$). Szybkość dysypacji wyznacza się z równania transportu, które ma strukturę podobną do równania transportu energii kinetycznej turbulencji i zawiera po prawej stronie człony określające produkcję, zanik i dyfuzję wielkości ε . Współczynniki σ_k , σ_ε , C_μ , $C_{\varepsilon 1}$, $C_{\varepsilon 2}$ są stałymi modelu. Ich wartości dobiera się na podstawie korelacji z pewną ilością danych eksperymentalnych. Mamy też dodatkowe człony źródłowe w obu równaniach D , E oraz funkcje tłumiące f_μ , f_1 , f_2 istotne dla całkowania równań w najbliższym sąsiedztwie ścianek. Obecność funkcji tłumiących pozwala uzmiennić współczynniki C_μ , $C_{\varepsilon 1}$, $C_{\varepsilon 2}$ i uniknąć osobliwości przy ściankach. Powyższy zapis modelu określić można jako model niskich liczb Reynoldsa.

Mianem standardowego modelu $k-\varepsilon$ przyjęto określać model, którego stałe przyjmują wartości: $\sigma_k = 1,0$, $\sigma_\varepsilon = 1,3$, $C_\mu = 0,09$, $C_{\varepsilon 1} = 1,44$, $C_{\varepsilon 2} = 1,92$. Rolę wzorca kalibratora dla tego modelu stanowi kilka przypadków przepływu turbulentnego – na płaskiej płytce, w kanale płaskim, w kanale o przekroju kołowym i w strudze swobodnej. W modelu Laundera-Sharmy [244] dodatkowe człony źródłowe i funkcje tłumiące przyjmują postaci:

$$D = 2\mu \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial y} \right)^2, \quad E = 2 \frac{\mu \mu_T}{\rho} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)^2, \quad (158)$$

$$f_1 = 1, f_2 = 1 - 0,3 \exp(-\text{Re}_T^2), \quad f_\mu = \exp[-3,4/(1 + \text{Re}_T/50)^2], \quad (159)$$

gdzie turbulentna liczba Reynoldsa opisana jest wzorem $\text{Re}_T = \rho k^2 / \mu \varepsilon$.

Istnieje cała grupa modeli $k-\varepsilon$ niskich liczb Reynoldsa, które powstały z myślą o różnych zastosowaniach. Różnią się one wartościami stałych modelu, postacią funkcji tłumiących i dodatkowych członów źródłowych dla ustalenia wartości szybkości dysypacji na ściance. Równania (155)–(157) uzupełnia się o korekty opisujące wpływ m.in. ściśliwości płynu, intermitencji przepływu, rotacji i krzywizny linii prądu. Do innych popularnych modeli grupy niskich liczb Reynoldsa należą m.in. model Chien [245] często stosowany w obliczeniach maszyn wirnikowych, modele Lama i Bremhorsta [246], Nagano i Tagawy [247], Yanga i Shiha [248] stosowane do rozwiązywania zagadnień wymiany ciepła oraz model RNG $k-\varepsilon$ Yakhot i Orszaga [249]. Modyfikacje modelu standardowego podnoszą dokładność obliczeń w przypadkach, których modyfikacja dotyczy, zwykle pogarszając własności modelu w szerokiej klasie przepływów. Modele $k-\varepsilon$ należą do najczęściej używanych modeli w zastosowaniach technicznych. Porównanie wyników otrzymanych w oparciu o model $k-\varepsilon$ z eksperymentem wypada zadowalająco w obszarach mieszania strug swobodnych. Do-

kładność rozwiązania pozostawia jednak dużo do życzenia w obszarach dużych stref recyrkulacji, przy dużej krzywiznie linii prądu.

Model $k-\varepsilon$ wymaga stosowania funkcji tłumiących dla uniknięcia osobliwości w pobliżu ścianki. Podejściem alternatywnym jest koncepcja relaksacji eliptycznej Durбина, która leży u podstaw modyfikacji modelu $k-\varepsilon$ znanej pod nazwą $k-\varepsilon-\overline{v^2}$, [250], [251]. W modelu tym lepkość turbulentna zbudowana jest w oparciu o korelację fluktuacji prędkości normalnej do ścianki $\rho\overline{v^2} = -\tau_{22}^T$ oraz zmodyfikowaną skalę czasową T . Produkcję fluktuacji $\overline{v^2}$ i ich tłumienie w pobliżu ścianki opisuje się przy pomocy funkcji eliptycznej relaksacji f_{22} . Rozwiązuje się dwa dodatkowe równania różniczkowe na $\overline{v^2}$ i f_{22} . Pełny model jest modelem czterorównaniowym i przedstawia się jak poniżej:

$$\mu_T = \rho C_\mu \overline{v^2} T, \quad (160)$$

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho u_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \rho \tau_{ij}^T \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \rho \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i}, \quad (161)$$

$$\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \rho u_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = \frac{1}{T} (C_{\varepsilon 1} \rho \tau_{ij}^T \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - C_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i}, \quad (162)$$

$$\rho \frac{\partial \overline{v^2}}{\partial t} + \rho u_i \frac{\partial \overline{v^2}}{\partial x_i} = \rho k f_{22} - \rho \overline{v^2} \frac{\varepsilon}{k} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial \overline{v^2}}{\partial x_i}, \quad (163)$$

$$f_{22} - L^2 \frac{\partial^2 f_{22}}{\partial x_j \partial x_j} = \frac{(C_1 - 1)}{T} \left(\frac{2}{3} - \frac{\overline{v^2}}{k} \right) + \frac{C_2}{k} \rho \tau_{ij}^T \frac{\partial u_i}{\partial x_j}, \quad (164)$$

przy czym

$$T = \max \left(\frac{k}{\varepsilon}, 6 \sqrt{\frac{\mu}{\rho \varepsilon}} \right), \quad L = C_L l, \quad l^2 = \max \left(\frac{k^3}{\varepsilon^2}, C_\eta^2 \frac{\mu}{\rho} \sqrt{\frac{\mu}{\rho \varepsilon}} \right),$$

$$C_{\varepsilon 1} = 1,3 + \frac{0,25}{1 + (y/2l)^8}. \quad (165)$$

Stałe w równaniach transportu k i ε przyjmują wartości jak w modelu standardowym $k-\varepsilon$. Pozostałe stałe przyjmują wartości $C_1 = 1,4$, $C_2 = 0,3$, $C_L = 0,3$, $C_\eta = 70,0$. Z reguły model Durбина przewyższa dokładnością swoje odpowiedniki posługujące się funkcjami tłumiącymi. Koncepcję relaksacji eliptycznej rozszerza się także na model naprężeń Reynoldsa.

Inną wartą wzmianki modyfikacją modelu $k-\varepsilon$ jest model Speziale [252,253] należący do grupy modeli nieliniowych. Modele nieliniowe stanowią odejście od hipotezy lepkości turbulentnej. Wykorzystuje się w nich pojęcie tensora anizotropii b_{ij} określonego równaniem

$$\tau_{ij}^T = -\frac{2}{3}k\delta_{ij} - 2kb_{ij}. \quad (166)$$

Tensor anizotropii b_{ij} jest funkcjonalem zależnym od liniowej i prędkościowej skali ruchu turbulentnego oraz gradientu prędkości średniej. Z uwagi na fakt, że w modelu $k-\varepsilon$ skale turbulencji określa się na podstawie wielkości k i ε , a zależność od przepływu średniego można określić za pomocą bazy tensorowej zbudowanej na tensorach prędkości deformacji S_{ij} i rotacji Ω_{ij} , tensor anizotropii można przedstawić jako $b_{ij} = b_{ij}(k, \varepsilon, S_{kl}, \Omega_{kl})$, Gatski i Rumsey [232]. Ostatecznie tensor naprężeń Reynoldsa w modelu Speziale przyjmuje następującą postać:

$$\begin{aligned} \rho\tau_{ij}^T = & -\frac{2}{3}\rho k\delta_{ij} + 2\mu_T S_{ij} + 4C_D C_\mu^2 \rho \frac{k^3}{\varepsilon^2} \left(S_{ik}S_{kj} - \frac{1}{3}S_{mn}S_{nm}\delta_{ij} \right) + \\ & + 4C_E C_\mu^2 \rho \frac{k^3}{\varepsilon^2} \left(\dot{S}_{ij} - \frac{1}{3}\dot{S}_{mm}\delta_{ij} \right), \end{aligned} \quad (167)$$

gdzie $C_D = C_E = 1,68$, a $\dot{S}_{ij}$ oznacza pochodną Oldroyda funkcji S_{ij}

$$\dot{S}_{ij} = \frac{\partial S_{ij}}{\partial t} + u_k \frac{\partial S_{ij}}{\partial x_k} - \frac{\partial u_i}{\partial x_k} S_{kj} - \frac{\partial u_j}{\partial x_k} S_{ki}. \quad (168)$$

Model Speziale wart jest wzmianki, ponieważ okazał się skuteczny w modelowaniu struktur przepływów wtórnych w prostopadłościennym kanale poprzez fakt uwzględnienia anizotropii tensora naprężeń Reynoldsa w obszarze silnej krzywizny linii prądu.

Funkcja ścianki. W strukturze turbulentnej warstwy przyściennej wyróżnia się następujące obszary (np. Pope [42], Elsner [218], Puzyrewski i Sawicki [36]): (a) obszar lepki ($y^+ < 30$), gdzie istotną rolę w transporcie masy, pędu i energii odgrywa lepkość molekularna, składający się z podwarstwy lepkiej ($y^+ < 5$), w której naprężenia Reynoldsa są pomijalnie małe w porównaniu z naprężeniami lepкими oraz podwarstwy przejściowej ($5 < y^+ < 30$), w której pojawiają się pulsacje turbulentne podlegające tłumieniu pod wpływem sił lepkościowych; (b) obszar warstwy turbulentnej z logarytmicznym rozkładem prędkości, w której decydującą rolę ma ruch turbulentny ($y^+ > 30$), (c) obszar śladu – obszar struktur gruboskalowych z „długą pamięcią” ($y^+ > 500$) oraz (d) obszar intermitentny.

Modele wysokich liczb Reynoldsa często uzupełnia się o funkcję ścianki, która określa profil prędkości w obszarze logarytmicznym warstwy przyściennej (np. Pope [42])

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + B, \quad (169)$$

przy czym bezwymiarowa prędkość i odległość od ścianki wyrażają się wzorami:

$$u^+ = u / u_\tau, \quad y^+ = y \rho u_\tau / \mu, \quad u_\tau = \sqrt{\tau_w / \rho}, \quad (170)$$

gdzie u_τ oznacza prędkość tarcia, $\kappa = 0,41$, $B = 5,2$. Tak sformułowane prawo ścianki odnosi się zarówno do przepływu nieściśliwego, jak i ściśliwego w pobliżu ścianki adiabatycznej (np. Wilcox [38]). Całkowanie układu równań zaczyna się wówczas w punkcie położonym w odległości $y^+ = 30 \div 150$ od ścianki, czyli w warstwie logarytmicznej. Podejście takie daje oszczędność pamięci i czasu komputera, jako że pomija się w obliczeniach obszar przyścienny o silnych gradientach parametrów wymagający odpowiedniego zagęszczenia siatki. Poprawia także tempo zbieżności schematu numerycznego. Należy jednak pamiętać, że prawo ścianki jest słuszne dla warstwy przyściennej bezgradientowej, ewentualnie z dodatnim gradientem ciśnienia w dół przepływu. Nie jest zaś spełnione w większości przypadków złożonego przepływu trójwymiarowego, np. w przepływie labiryntowym, w obszarze formowania się przepływów wtórnych, oderwania i recyrkulacji, w pobliżu przejścia laminarno-turbulentnego, a także w polu sił masowych.

Dla uwzględnienia wpływu chropowatości powierzchni, funkcję ścianki modyfikuje się o dodatkowy składnik ΔB , który wyraża się wzorem

$$\Delta B = -\frac{1}{\kappa} \ln f_r, \quad (171)$$

gdzie f_r jest funkcją chropowatości definiowaną oddzielnie dla obszarów o niskiej, przejściowej i dużej chropowatości.

Modele $k-\omega$. Wśród modeli dwurównaniowych dużą popularnością cieszą się także modele z rodziny $k-\omega$, gdzie częstotliwość ω zdefiniowano na podstawie zależności $\varepsilon = \beta^* k \omega$. Standardowy model $k-\omega$ Wilcoxa [254] można przedstawić w postaci:

$$\mu_T = \rho k / \omega, \quad (172)$$

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho u_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \rho \tau_{ij}^T \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_i} (\mu + \sigma^* \mu_T) \frac{\partial k}{\partial x_i}, \quad (173)$$

$$\rho \frac{\partial \omega}{\partial t} + \rho u_i \frac{\partial \omega}{\partial x_i} = \alpha \frac{\omega}{k} \rho \tau_{ij}^T \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_i} (\mu + \sigma \mu_T) \frac{\partial \omega}{\partial x_i}, \quad (174)$$

a stałe modelu przyjmują wartości $\alpha = 5/9$, $\beta = 3/40$, $\sigma = 1/2$, $\beta^* = 9/100$, $\sigma^* = 1/2$. Model $k-\omega$ posiada dobre własności w pobliżu ścianki i nie wymaga stosowania dodatkowych modyfikacji w postaci funkcji tłumiących. Słabością modelu jest jego wrażliwość na brzegowe wartości ω , Menter [255]. Z drugiej jednak strony fakt ten można wykorzystać, co pokazał Chima [256], dobierając wartość wlotową ω tak, aby doprowadzić do zgodności położenia punktu przejścia laminarno-turbulentnego na powierzchni ssącej łopatki z wynikami badań eksperymentalnych. Późniejsze modyfikacje modelu $k-\omega$ zawierają dodatkowe elementy mające na celu poprawić predykcję w obszarze przejścia laminarno-turbulentnego (Wilcox [257]), co ma znaczenie przy ocenie strat przepływowych i efektów wymiany ciepła. Szereg modeli nieliniowych $k-\omega$ można znaleźć w monografii Wilcoxa [38].

Model $k-\omega$ SST Mentera. Model turbulencji SST Mentera [258,259] stanowi kombinację modeli $k-\omega$ i $k-\varepsilon$ wykorzystującą zalety modelu $k-\omega$ w obszarze przyściennym oraz $k-\varepsilon$ w obszarze przepływu swobodnego. W notacji $k-\omega$ model ten przedstawia się następująco:

$$\mu_T = \frac{\rho k / \omega}{\max[1; \Omega F_2 / (a_1 \omega)]}, \quad (175)$$

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \rho u_i \frac{\partial k}{\partial x_i} = \rho \tau_{ij}^T \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_i} (\mu + \sigma_k \mu_T) \frac{\partial k}{\partial x_i}, \quad (176)$$

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial \omega}{\partial t} + \rho u_i \frac{\partial \omega}{\partial x_i} = & \gamma \frac{\omega}{k} \rho \tau_{ij}^T \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_i} (\mu + \sigma_\omega \mu_T) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} + \\ & + 2(1 - F_1) \frac{\rho \sigma_{\omega 2}}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \end{aligned} \quad (177)$$

Funkcja przejścia F_1 pomiędzy modelem $k-\omega$ i $k-\varepsilon$ przyjmuje wartość 1 w podwarstwie lepkiej i obszarze wykładniczym, przechodząc gładko do wartości 0 w obszarze śladu warstwy przyściennej. Natomiast funkcja F_2 przyjmuje wartość 1 w warstwie przyściennej, przechodząc gładko do wartości 0 w przepływie zewnętrznym. Funkcje te mają kształt:

$$\begin{aligned} F_1 &= \tanh\{[\min(A_1; A_2)]^4\}, \quad F_2 = \tanh\{[\min(2B_1; B_2)]^2\}, \\ A_1 &= \max(B_1; B_2); \quad A_2 = \frac{4\rho\sigma_{\omega 2}k}{CD_{k\omega}y^2}, \quad CD_{k\omega} = \max\left(2\frac{\rho\sigma_{\omega 2}}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i}; 10^{-20}\right), \\ B_1 &= \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \quad B_2 = \frac{500\mu}{\rho y^2 \omega}. \end{aligned} \quad (178)$$

Wektor stałych $\phi = [\sigma_k, \sigma_\omega, \beta, \gamma]$ w modelu SST można przedstawić w postaci $\phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2$, gdzie ϕ_1 jest wektorem stałych w modelu $k-\omega$, a natomiast ϕ_2 jest wektorem stałych w modelu $k-\varepsilon$ zapisanym w notacji $k-\omega$. Stałe te przyjmują wartości: $a_1 = 0,31$ (stała Bradshawa); $\sigma_{k1} = 0,85$, $\sigma_{k2} = 1,0$, $\sigma_{\omega 1} = 0,5$, $\sigma_{\omega 2} = 0,856$, $\beta^* = 0,09$, $\beta_1 = 0,075$, $\beta_2 = 0,0828$, $\gamma_1 = 0,553$, $\gamma_2 = 0,44$.

Istotną wartością tego modelu jest zapewnienie relacji proporcjonalności pomiędzy głównym naprężeniem turbulentnym w warstwie przyściennej i energią kinetyczną turbulencji. Wynika to z faktu, że naprężenie w warstwie przyściennej, które można określić wzorem $\tau = \mu_T \Omega$ (gdzie $\Omega = \partial u / \partial y$), na mocy przyjętej w modelu definicji lepkości turbulentnej osiąga wartość $\tau = \rho a_1 k$. Zauważmy, że dzięki zastosowaniu funkcji F_2 ostatnia równość jest spełniona także w sytuacji, gdy produkcja energii kinetycznej turbulencji przekracza jej dysypację ($\Omega > a_1 \omega$), co ma miejsce np. w warstwie przyściennej z przeciwnym gradientem ciśnienia.

Model SST Mentera ma przewagę nad pozostałymi modelami z grupy dwurównaniowych, jeśli chodzi o przepływy z oderwaniem i recyrkulacją, na co wskazuje bogata weryfikacja na materiale eksperymentalnym przeprowadzona w pracach [258,259]. Model jest zatem przydatny do obliczeń 3D w obszarach o złożonej geometrii. Model ten jest dostępny zarówno w programach Ansys Fluent, CFX oraz FlowER wraz z korektami na przypadek przepływu ściśliwego, jak i ulepszeniami uwzględniającymi własności przepływu w obszarze przejścia laminarno-turbulentnego. Znaczna większość obliczeń opisanych w niniejszej rozprawie wykonana została w oparciu o ten właśnie model.

Inne modele dwurównaniowe. Przykładami innych wielkości, dla których rozwiązuje się drugie równanie transportu mogą być:

- skala czasowa turbulencji τ ($\tau \sim 1/\omega$), jak w modelu $k-\tau$ Speziale i in. [260], gdzie $\mu_T \sim \rho k \tau$, $\varepsilon \sim k/\tau$,
- wyrażenie $k\tau$, jak w modelu $k-k\tau$ Zeiermana-Wolfshteina [261], gdzie $\mu_T \sim \rho k \tau$, $\varepsilon \sim k^2/k\tau$, drugie równanie różniczkowe na $k\tau$ jest praktycznie równaniem transportu dla lepkości turbulentnej;
- skala liniowa turbulencji l , jak w modelu $k-l$ Smitha [262], gdzie $\mu_T \sim \rho k^{1/2} l$, $\varepsilon \sim k^{3/2}/l$; z uwagi na fakt, że l zmienia się liniowo w pobliżu ścianki, model ten ma dobre własności w obszarach przyściennych, lecz zawodzi w obszarze przepływu swobodnego;
- wyrażenie kl jak w modelu $k-kl$ Smitha [263], gdzie $\mu_T \sim \rho kl/k^{1/2}$, $\varepsilon \sim k^{5/2}/kl$.

Podobnie jak w przypadku modelu $k-\varepsilon$ i $k-\omega$ istnieją także odmiany powyższych modeli $k-\tau$, $k-k\tau$, $k-l$ i $k-kl$.

Efekty przepływu ściśliwego. Jak już wspomniano, ściśliwość przepływu może odgrywać istotne znaczenie w swobodnej strefie mieszania turbulentnego w przepływie naddźwiękowym. Korekty modeli dwurównaniowych $k-\varepsilon$ i $k-\omega$ na przypadek przepływu ściśliwego koncentrują się głównie na modelowaniu dysy-

pacji energii kinetycznej turbulencji i korelacji ciśnienie – dylatacja prędkości, a także turbulentnego strumienia masy, Sarkar i in. [264], Sarkar [265], Zeman [266], Wilcox [267,38]. Człon dysypacyjny w równaniu transportu energii kinetycznej turbulencji rozбивa się wówczas na niekorelujące ze sobą człony – dysypację solenoidalną i dysypację dylatacyjną (człon występujący jedynie w przepływie ściśliwym):

$$\overline{\rho \varepsilon} = \overline{\tau'_{ij} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}} = \rho \varepsilon_s + \rho \varepsilon_d = 2\mu \overline{\Omega''_{ij} \Omega''_{ij}} + \frac{4}{3} \mu \overline{S''_{ii} S''_{ii}}, \quad (179)$$

przy czym dysypację solenoidalną znajduje się z równania transportu dysypacji, jak w modelu standardowym $k-\varepsilon$ (lub po odpowiedniej implementacji w modelu $k-\omega$), natomiast dysypację dylatacyjną modeluje się według zależności liniowej względem dysypacji solenoidalnej

$$\varepsilon_d = \alpha_1 F(\text{Ma}_T) \varepsilon_s, \quad \text{Ma}_T = \sqrt{2k} / a, \quad (180)$$

gdzie $F(\text{Ma}_T)$ jest pewną funkcją turbulentnej liczby Macha (a – prędkość dźwięku). Przyjmuje się następujące postaci funkcji F i wartości stałej α_1 :

- $\alpha_1 = 0,5, \quad F(\text{Ma}_T) = \text{Ma}_T^2$ (Sarkar [265]); (181)

- $\alpha_1 = 0,75,$

$$F(\text{Ma}_T) = \left[1 - \exp\left(-0,5 * (\gamma + 1) (\text{Ma}_T - \text{Ma}_{T0})^2\right) / 0,60^2 \right] H(\text{Ma}_T - \text{Ma}_{T0}),$$

$$\text{Ma}_{T0} = 0,10 \sqrt{2/(\gamma + 1)} \quad (\text{Zeman [266]}); \quad (182)$$

- $\alpha_1 = 1,5, \quad F(\text{Ma}_T) = (\text{Ma}_T^2 - \text{Ma}_{T0}^2) H(\text{Ma}_T - \text{Ma}_{T0}),$

$$\text{Ma}_{T0} = 0,25 \quad (\text{Wilcox [267]}). \quad (183)$$

gdzie H jest funkcją Heaviside'a.

Korelację ciśnienie – dylatacja modeluje się jako (Sarkar [265])

$$\overline{p' \frac{\partial u'_i}{\partial x_i}} = \alpha_2 \rho \tau_{ij}^T \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \text{Ma}_T + \alpha_3 \rho \varepsilon \text{Ma}_T^2, \quad (184)$$

gdzie $\alpha_2 = 0,15, \alpha_3 = 0,2$, natomiast turbulentny strumień masy przyjmuje się w postaci:

$$\overline{u''_i} = C_\mu \frac{\text{Ma}_T k}{\rho \varepsilon} \tau_{ij}^T \frac{\partial \rho}{\partial x_j}. \quad (185)$$

Powyższe korekty przynoszą znaczącą poprawę w stosunku do modelu standardowego w predykcji rozprzysygu turbulentnej strefy mieszania w swobodnym

przepływie ściśliwym (dla przypadku którego kalibrowano występujące stałe), począwszy od liczb Macha $Ma > 1$. Panuje jednak opinia, że nie daje się wykalibrować korekt modeli dwurównaniowych przy pomocy zależności od turbulentnej liczby Macha tak, aby uzyskać zgodność zarówno dla przypadku turbulentnej strefy mieszania, jak i dla warstwy przyściennej, Wilcox [38]. Przyczyną upatruje się w rosnącym udziale korelacji ciśnienie – gradient prędkości w bilansie naprężeń Reynoldsa w przepływie ściśliwym.

Przejście laminarno-turbulentne. Przeważnie wokół punktu spiętrzenia na profilu lub przy ograniczeniu zewnętrznym w obszarze formowania się przepływów wtórnych przepływ ma charakter laminarny. W dół przepływu, zanim przepływ stanie się w pełni turbulentny, obserwuje się strefę intermitentną (przejściową), gdzie następuje stopniowe wzmacnianie wysoko-częstotliwościowych fluktuacji parametrów przepływu. Przy typowym, a szczególnie przy niskim obciążeniu palisady, rozpiętość strefy przejściowej może być znaczna w porównaniu z wymiarem charakterystycznym palisady. Jej długość może sięgać nawet 60÷80% cięciwy łopatk. Jednak jak pokazują wyniki obliczeń w oparciu o dwurównaniowe modele niskich liczb Reynoldsa (Schmidt i Pantakar [268], Cleak i Gregory-Smith [269], Wilcox [254], [38], Savill [270]), modele te przewidują zbyt gwałtowny wzrost energii kinetycznej turbulencji w obszarze przejściowym, przez co zaniżają znacznie rozpiętość strefy intermitentnej oraz przesuwają początek obszaru turbulentnego w górę przepływu. Z drugiej zaś strony wskazuje się na dobre własności modeli dwurównaniowych w obszarze relaminaryzacji przepływu. Spośród modeli $k-\varepsilon$ niskiej liczby Reynoldsa lepsze predyspozycje do modelowania przejścia laminarno-turbulentnego mają te modele, których funkcje tłumiące nie są zależne od odległości od ścianki, lecz od pewnych uniwersalnych właściwości przepływu, takich jak turbulentna liczba Reynoldsa (np. model Laundera i Sharmy [244]). Dobre własności w obszarze przejścia laminarno-turbulentnego posiadają także modele nieliniowe lepkości turbulentnej, Savill [270].

Rozwój modeli turbulencji odnośnie przejścia laminarno-turbulentnego ma charakter dwutorowy, tj. poprzez korektę członów produkcyjnych i dysypacyjnych w modelach dwurównaniowych lub w oparciu o koncepcję współczynnika intermitencji, dla którego rozwiązuje się dodatkowe różniczkowe równanie transportu. Pierwsze podejście zrealizowano w pracy Schmidta i Pantakara [268] w odniesieniu do modelu $k-\varepsilon$ oraz w pracy Wilcoxa [257] w odniesieniu do modelu $k-\omega$. Schmidt i Pantakar postulują ograniczenie produkcji energii kinetycznej turbulencji, jeśli liczba Reynoldsa zdefiniowana względem grubości straty pędu spada poniżej pewnej wartości krytycznej, tzn. przyjmują $P_k = 0$, jeżeli $Re_\theta < Re_{\theta,crit}$. Ponadto określają maksymalne chwilowe tempo wzrostu produkcji energii kinetycznej turbulencji z równania różniczkowego $dP_{k,max}/dt = AP_k + B$. Wartości stałych A i B są tu optymalizowane na zakres poziomu turbulencji wlotowej od 0,5% do 20%. Z kolei Wilcox uzmiennia stałe α i β^* w modelu standardowym $k-\omega$, w układzie równań (173)–(174), w funkcji turbulentnej liczby

Reynoldsa $Re_T = \rho k / \omega \mu$, co pozwala na określenie położenia i rozległości strefy przejściowej w zgodzie z danymi Dhawana i Narasimhy [271] (dla przypadku bezgradientowej warstwy przyściennej na płaskiej płycie).

Dużą rolę w dziedzinie modelowania przejścia laminarno-turbulentnego odgrywają obecnie modele z równaniem transportu dla współczynnika intermitencji $\gamma(\mathbf{x}, t)$, Savill [272]. Współczynnik ten określa się jako wartość uśrednioną w czasie pewnej funkcji intermitencji $I(\mathbf{x}, t)$ przyjmującej wartość 1 w obszarze przepływu turbulentnego i wartość 0 poza tym obszarem

$$\gamma(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{T} \int_T I(\mathbf{x}, t) dt. \quad (186)$$

Przyjmuje się, że okres uśrednienia jest duży w porównaniu ze skalą czasową fluktuacji turbulentnych, mały zaś w porównaniu ze skalą czasową charakteryzującą wolnozmienny przepływ niestacjonarny. Na podstawie korelacji z danymi eksperymentalnymi, Dhawan i Narasimha [271] podali równanie opisujące zmianę współczynnika intermitencji wzdłuż obszaru przejściowego dla bezgradientowej warstwy przyściennej

$$\gamma = \begin{cases} 1 - \exp\left(-(x - x_t)^2 n \sigma / u\right), & x \geq x_t \\ 0, & x < x_t \end{cases}, \quad (187)$$

gdzie u jest prędkością przepływu niezaburzonego, x_t – początkiem strefy przejściowej, n , σ – szybkością wzrostu i parametrem propagacji plamek turbulencji. Steelant i Dick [273] zaproponowali następujące równanie transportu intermitencji:

$$\rho \frac{\partial \gamma}{\partial t} + \rho u_i \frac{\partial \gamma}{\partial x_i} = (1 - \gamma) \rho \sqrt{u_i u_i} \beta(s), \quad \beta(s) = 2f(s)f'(s), \quad (188)$$

gdzie $f(s)$ jest funkcją określającą rozprzestrzenianie się plamek turbulencji, której złożoną postać można znaleźć w pracy [272]. Zastosowana postać członu źródłowego pozwala na odtworzenie rozkładu współczynnika intermitencji Dhawana i Narasimhy wzdłuż obszaru przejściowego.

Z kolei Cho i Chung [274] podali równanie transportu intermitencji kompatybilne z układem równań modelu $k-\varepsilon$

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial \gamma}{\partial t} + \rho u_i \frac{\partial \gamma}{\partial x_i} = S_\gamma + D_\gamma = & \underbrace{-C_{\gamma 1} \rho \gamma (1 - \gamma) \frac{\tau_{ij}^T}{k} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}}_{P_{\gamma 1}} - \underbrace{C' \rho \gamma (1 - \gamma) \frac{\varepsilon}{k}}_{\rho \varepsilon_\gamma} + \\ & + \underbrace{C_{\gamma 2} \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \frac{\partial \gamma}{\partial x_i} \frac{\partial \gamma}{\partial x_i}}_{P_{\gamma 2}} - \underbrace{C_{\gamma 3} \rho \gamma (1 - \gamma) \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \frac{u_i}{\sqrt{u_k u_k}} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial \gamma}{\partial x_j}}_{P_{\gamma 3}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left((1 - \gamma) \frac{\mu_T}{\sigma_\gamma} \right) \frac{\partial \gamma}{\partial x_i} \right]}_{D_{i\gamma}}. \end{aligned} \quad (189)$$

Kolejne człony źródłowe po prawej stronie równania (189) oznaczają: $P_{\gamma 1}$ – produkcję intermitencji związaną z produkcją energii kinetycznej turbulencji, $\varepsilon_{\gamma 1}$ – destrukcję γ (człon ten w modelu Cho i Chunga jest uwzględniony pośrednio, tzn. przyjmuje się, że $C' = 0$, natomiast obniża się wartość stałej $C_{\gamma 1}$), $P_{\gamma 2}$ – produkcję γ wynikającą z niejednorodności przestrzennej rozkładu γ , $P_{\gamma 3}$ – produkcję γ związaną z oddziaływaniem pomiędzy polem prędkości średniej i intermitencji. Występuje także człon dyfuzyjny $\partial D_{i\gamma}/\partial x_i$. Stałe przyjmują następujące wartości: $C_{\gamma 1} = 1,60$, $C_{\gamma 2} = 0,15$, $C_{\gamma 3} = 0,16$, $\sigma_{\gamma} = 1,0$. Wartość lepkości turbulentnej w równaniach przepływu średniego koryguje się na wielkość określoną jako $\gamma\mu_t$. Całość jako model $k-\varepsilon-\gamma$ pozytywnie zweryfikowano dla różnych przypadków strefy mieszania w przepływie swobodnym.

Suzen i Huang [275] są autorami ciekawej propozycji połączenia zalet modeli Steelanta i Dicka oraz Cho i Chunga

$$\rho \frac{\partial \gamma}{\partial t} + \rho u_i \frac{\partial \gamma}{\partial x_i} = (1 - F)S_{\gamma, S-D} + FS_{\gamma, C-C} + D_{\gamma}, \quad (190)$$

gdzie

$$F = \tanh^4 \left\{ \frac{\rho k}{\sqrt{S_{ii}S_{ii}}\mu} \frac{1}{200(1 - \gamma^{0,1})^{0,3}} \right\}. \quad (191)$$

F jest funkcją płynnego przejścia pomiędzy członami źródłowymi modeli Steelanta i Dicka ($S_{\gamma, S-D}$) oraz Cho i Chunga ($S_{\gamma, C-C}$). Opiera się na własności bezwymiarowego parametru $\rho k/(S\mu)$, rosnącego szybko z odległością od ścianki, który wzdłuż obszaru przejściowego można aproksymować wyrażeniem $200(1 - \gamma^{0,1})^{0,3}$. W związku z tym, gdy $\rho k/(S\mu) \ll 200(1 - \gamma^{0,1})^{0,3}$ wówczas $F = 0$ (działa model Steelanta i Dicka), natomiast gdy $\rho k/(S\mu) \gg 200(1 - \gamma^{0,1})^{0,3}$ wówczas $F = 1$ (model Cho i Chunga; model ten jest aktywny także poza obszarem intermitentnym). Równanie transportu współczynnika intermitencji w modelu Suzena i Huanga rozwiązuje się w pracy [275] razem z równaniami modelu $k-\omega$ SST Mentera (176)–(177). Pozwala to na odtworzenie rozkładu Dhawana i Narasimhy wzdłuż linii prądu i zapewnienie realistycznego profilu współczynnika intermitencji w kierunku poprzecznym i w strefie mieszania turbulentnego w przepływie swobodnym. Otrzymuje się dobrą zgodność z danymi eksperymentalnymi ERCOFTAC odnośnie położenia obszaru przejściowego i zmiany współczynnika tarcia w szerokim zakresie poziomu turbulencji wlotowej.

Ważne miejsce w grupie modeli adresowanych problemowi przejścia laminarno-turbulentnego zajmuje model czterorównaniowy Langtry-Mentera [276], [277]. Na model ten składa się zmodyfikowany model Mentera SST uzupełniony tzw. modelem $\gamma - \bar{\text{Re}}_{\theta_t}$ z dwoma równaniami transportu dla intermitencji oraz zmiennej lokalnej, którą jest tutaj liczba Reynoldsa określona w oparciu o gru-

bość straty pędu w obszarze przejścia laminarno-turbulentnego, gdzie wzrasta wartość intermitencji. Równanie transportu dla intermitencji przyjmuje postać

$$\rho \frac{\partial \gamma}{\partial t} + \rho u_i \frac{\partial \gamma}{\partial x_i} = P_{\gamma 1} - E_{\gamma 1} + P_{\gamma 2} - E_{\gamma 2} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_T}{\sigma_\gamma} \right) \frac{\partial \gamma}{\partial x_i} \right], \quad (192)$$

gdzie $P_{\gamma 1}$, $E_{\gamma 1}$ oznaczają człon produkcyjny i dysypacyjny w obszarze przejścia laminarno-turbulentnego, a $P_{\gamma 2}$, $E_{\gamma 2}$ – w obszarze relaminaryzacji i wyrażają się wzorami:

$$P_{\gamma 1} = F_{length} c_{a1} \rho S [\gamma F_{onset}]^{c_a}, \quad E_{\gamma 1} = c_{e1} P_{\gamma 1} \gamma, \\ P_{\gamma 2} = c_{a2} \rho \Omega \gamma F_{turb}, \quad E_{\gamma 2} = c_{e2} P_{\gamma 2} \gamma, \quad (193)$$

przy czym funkcje F_{length} , F_{onset} , F_{turb} są empirycznymi korelacjami, które kontrolują położenie obszaru przejścia laminarno-turbulentnego:

$$F_{onset1} = \frac{Re_v}{2,193 Re_{\theta c}}, \quad F_{onset2} = \min \left\{ \max(F_{onset1}, F_{onset1}^4), 2 \right\}, \\ F_{onset3} = \max \left[1 - \left(\frac{Re_T}{2.5} \right)^3, 0 \right], \quad F_{onset} = \max(F_{onset2} - F_{onset3}, 0), \\ F_{length} = f(\overline{Re}_{\theta}), \quad Re_{\theta c} = f(\overline{Re}_{\theta}), \quad F_{turb} = \exp \left[- \left(\frac{Re_T}{4} \right)^4 \right], \\ Re_v = \frac{\rho y^2 S}{\mu}, \quad Re_T = \frac{\rho k}{\mu \omega}. \quad (194)$$

Stałe w równaniu transportu intermitencji przyjmują wartości: $c_{e1} = 1,0$, $c_{a1} = 2,0$, $c_{e2} = 50$, $c_{a2} = 0,06$, $c_a = 0,5$, $\sigma_\gamma = 1,0$.

Z kolei równanie transportu dla liczby Reynoldsa zdefiniowanej w oparciu o grubość straty pędu w obszarze przejścia laminarno-turbulentnego ma kształt

$$\rho \frac{\partial \overline{Re}_{\theta}}{\partial t} + \rho u_i \frac{\partial \overline{Re}_{\theta}}{\partial x_i} = P_{\theta} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\sigma_\gamma (\mu + \mu_T) \frac{\partial \overline{Re}_{\theta}}{\partial x_i} \right], \quad (195)$$

gdzie człon produkcyjny przyjmuje postać

$$P_{\theta} = c_{\theta} \frac{\rho}{T} (Re_{\theta} - \overline{Re}_{\theta}) (1,0 - F_{\theta}), \quad (196)$$

przy czym

$$F_{\theta} = \min \left\{ \max \left\{ F_{wake} \exp \left[- \left(\frac{y}{\delta} \right)^4 \right], 1 - \left(\frac{c_{a2} y - 1}{c_{a2} - 1} \right)^2 \right\}, 1 \right\},$$

$$\begin{aligned} \text{Re}_{\theta} &= f(\text{Tu}, \lambda_{\theta}), \quad T = \frac{500\mu}{\rho U^2}, \quad F_{wake} = \exp\left[-\left(\frac{\text{Re}_{\omega}}{1e+5}\right)^2\right], \quad \text{Re}_{\omega} = \frac{\rho \omega y^2}{\mu}, \\ \delta &= \frac{50\Omega y}{U} \delta_{BL}, \quad \theta_{BL} = \frac{\bar{\text{Re}}_{\theta} \mu}{\rho U}, \quad \delta_{BL} = \frac{15}{2} \theta_{BL}. \end{aligned} \quad (197)$$

Stałe w równaniu transportu liczby Reynoldsa $\bar{\text{Re}}_{\theta}$ przyjmują wartości: $c_{\theta} = 0,03$, $\sigma_{\theta} = 2,0$. Korelacja $\text{Re}_{\theta} = f(\text{Tu}, \lambda_{\theta})$, gdzie λ_{θ} jest współczynnikiem gradientu ciśnienia Thwaitesa $\lambda_{\theta} = (\theta^2/\nu)dU/ds$, jak również wcześniejsze korelacje $F_{length} = f(\bar{\text{Re}}_{\theta})$ i $\text{Re}_{\omega} = f(\bar{\text{Re}}_{\theta})$, wyrażają się bardzo złożonymi zależnościami; można je odnaleźć w źródłowej pracy [276].

Wspomniane modyfikacje samego modelu Mentera SST dotyczą członów produkcyjnego i dysypacyjnego w równaniu transportu energii kinetycznej turbulencji oraz funkcji zszycia F_I w równaniu transportu częstotliwości:

$$\bar{P}_k = \gamma_{eff} P_k, \quad \bar{D}_k = \min\{\max(\gamma_{eff}, 0,1), 1\} D_k, \quad (198)$$

przy czym

$$\begin{aligned} \gamma_{eff} &= \max(\gamma, \gamma_{sep}), \quad \gamma_{sep} = \min\left[2 \max\left(0, \frac{\text{Re}_v}{3,235 \text{Re}_{\theta}} - 1\right) F_{reattach}, 2\right], \quad \text{Re}_y = \frac{\rho y \sqrt{k}}{\mu}, \\ F_{reattach} &= \exp\left[-\left(\frac{\text{Re}_T}{20}\right)^4\right], \quad \bar{F}_1 = \max(F_{1SST}, F_3), \quad F_3 = \exp\left[-\left(\frac{\text{Re}_y}{120}\right)^8\right], \end{aligned} \quad (199)$$

przy czym P_k i D_k są oryginalnymi członami w równaniu transportu energii kinetycznej, a F_{1SST} jest oryginalną funkcją zszycia. Wielkość γ_{sep} określa funkcję intermitencji w przypadku przejścia laminarno-turbulentnego indukowanego oderwaniem warstwy przyściennej.

Założenia przedstawionego powyżej modelu Langtry-Mentera zostały z pozytywnym skutkiem poddane przez autorów szerokiej weryfikacji na profilach stosowanych w lotnictwie i w turbinach wiatrowych [276]. Model Langtry-Mentera stosowany był w wielu pracach numerycznych. Piotrowski i in. [278] badali efekty przejścia laminarno-turbulentnego typu by-pass oraz indukowanego śladami spływowymi, otrzymując dobrą zgodność z eksperymentem, szczególnie dla przypadku przejścia laminarno-turbulentnego indukowanego śladami spływowymi. Praca Elsnera i in. [279] koncentruje się na określeniu wpływu śladu spływowego i chropowatości powierzchni na położenie punktu przejścia laminarno-turbulentnego i charakter przepływu dla różnych profili obciążenia łopatki, także z dobrą zgodnością z eksperymentem. W pracy Marconcini i in. [280] model Langtry-Mentera został pozytywnie zweryfikowany dla przypadku łopatki kierowniczej turbiny gazowej w szerokim zakresie liczb Reynold-

sa i Macha. Warto także nadmienić, że model intermitencji zastosowany przez Wei i in. [281] pozwolił z dużą wiarygodnością określić położenie punktu przejścia laminarno-turbulentnego w szerokim zakresie poziomu turbulencji wlotowej oraz chropowatości powierzchni.

Położenie punktu przejścia laminarno-turbulentnego posiada decydujące znaczenie zarówno dla charakterystyki aerodynamicznej łopatki turbinowej, jak i dla dokładnego określenia współczynnika przejmowania ciepła. Wśród prac przeglądowych dotyczących problematyki modelowania przejścia laminarno-turbulentnego w turbinach cieplnych warto wymienić prace Praisnera i in. [282,283] oraz Cacao Fereiry i in. [284]. Jak pokazują powyższe prace, zastosowanie modelowania przejścia laminarno-turbulentnego poprawia wiarygodność i dokładność obliczeń RANS w warstwie przyściennej na profilu, a także w obszarze brzegowych warstw przyściennych.

Efekty krzywizny linii prądu i rotacji. Efekty te są ważne z punktu widzenia zastosowań w dziedzinie maszyn wirnikowych. Dobór członów korekcyjnych dla modeli dwurównaniowych w przypadku przepływu z dużą krzywizną linii prądu opiera się na obserwacji, że naprężenia turbulentne maleją wzdłuż linii prądu przy powierzchni wypukłej, a rosną przy powierzchni wklęsłej. W związku z tym dokonuje się modyfikacji w członie produkcyjnym lub destrukcyjnym równania transportu szybkości dysypacji ε . W modelu Laundera i in. [285] modyfikuje się wartość stałej $C_{\varepsilon 2}$ w członie destrukcyjnym w oparciu o tzw. turbulentną liczbę Richardsona Ri_T

$$C_{\varepsilon 2} \rightarrow C_{\varepsilon 2}(1 - 0,2 Ri_T), \quad Ri_T = \frac{2u_s}{R\partial u_s / \partial n}, \quad (200)$$

gdzie R oznacza promień krzywizny linii prądu ($R > 0$ dla linii wypukłych, $R < 0$ dla linii wklęsłych), u_s jest prędkością styczną, a n – współrzędną w kierunku normalnym. Efekty krzywizny linii prądu modeluje się również w połączeniu z modelami algebraicznymi, przy czym w wyrażeniu na lepkość turbulentną stosuje się mnożnik $(1 - \alpha Ri_T)$, gdzie współczynnik α przyjmuje inną wartość dla linii wypukłych, inną dla wklęsłych. Przegląd modeli ujmujących zagadnienie krzywizny linii prądu można znaleźć w pracy Patela i Sotiropoulosa [286].

Podobnie jak efekty krzywizny linii prądu można uwzględnić wpływ wirowania kanałów modyfikując wartość turbulentnej liczby Richardsona, Kazimierski [287]

$$Ri_T = \frac{2\Omega(\partial u_s / \partial n + 2\Omega)}{(\partial u_s / \partial n)^2}, \quad (201)$$

gdzie Ω jest prędkością kątową rotacji kanału. Nie ma jednak konsensusu, że powyższym korektom można nadać charakter ogólności z możliwością zastosowania w dowolnej klasie przepływów.

Modele naprężeń Reynoldsa

Modele naprężeń Reynoldsa (ang. *Reynolds Stress Models* – RSM) stanowią całkowite odejście od hipotezy lepkości turbulentnej (150) i powrót do wyznaczania składowych tensora naprężeń Reynoldsa bezpośrednio w oparciu o równanie (145), które przepiszemy tu w uproszczonej postaci:

$$\frac{\partial}{\partial t}(-\rho\tau_{ij}^T) + \frac{\partial}{\partial x_k}(-\rho u_k\tau_{ij}^T) = P_{ij} - \rho\varepsilon_{ij} + \rho\Phi_{ij} + \frac{\partial}{\partial x_k}D_{ijk} + G_{ij} + M_{ij}. \quad (202)$$

Atrybutem takiego podejścia jest uwzględnienie faktu anizotropowości i historii przepływu turbulentnego. Modele naprężeń Reynoldsa zatem w sposób naturalny uwzględniają efekty krzywizny linii prądu, rotacji układu współrzędnych, szybkich zmian naprężeń, przepływów wtórnych i inne. Produkcja naprężeń turbulentnych w polu prędkości średniej (człon P_{ij}) oraz w obecności siły Coriolisa (człon G_{ij}), jak również człony opisujące lokalną i konwekcyjną zmianę naprężeń w równaniu (145) nie wymagają specjalnego modelowania. Złożonego modelowania wymagają jednakże pozostałe człony występujące w równaniu (145), tzn. tensor dysypacji $\rho\varepsilon_{ij}$, redystrybucji $\rho\Phi_{ij}$ (korelacji ciśnienie – gradient prędkości), dyfuzji $\partial D_{ijk}/\partial x_k$ oraz czynnik związany z fluktuacjami strumienia masy M_{ij} (przepływ ściśliwy).

Ogólne zasady formułowania domknięć dla członów występujących w równaniu transportu tensora naprężeń turbulentnych sformułowano w pracy Hanjalica i Laundera [288], a pierwszy pełny model naprężeń Reynoldsa (dla przepływu nieściśliwego) przedstawiono w pracy Laundera i in. [224] (model LRR – Launder, Reece, Rodi). W modelu tym tensor dysypacji modelowany jest przy pomocy hipotezy lokalnej izotropii struktur drobnoskalowych podlegających procesowi dysypacji

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3}\varepsilon\delta_{ij}. \quad (203)$$

W późniejszych pracach (Hanjalic i Launder [289]), domknięcie tensora dysypacji w modelu niskich liczb Reynoldsa koryguje się do postaci

$$\varepsilon_{ij} = \frac{2}{3}\varepsilon\delta_{ij} + 2f_sb_{ij}, \quad f_s = (1 + 0,1\text{Re}_T)^{-1}, \quad (204)$$

gdzie b_{ij} jest tensorem anizotropii, a f_s jest funkcją tłumiącą. Dysypację izotropową określa się z następującego równania transportu

$$\frac{\partial(\rho\varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i\varepsilon)}{\partial x_i} = C_{\varepsilon 1}\rho\tau_{ij}^T \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\varepsilon}{k} - C_{\varepsilon 2}\rho \frac{\varepsilon^2}{k} - C_{\varepsilon} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\rho k}{\varepsilon} \tau_{ij}^T \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right). \quad (205)$$

Stałe występujące w powyższym równaniu przyjmują wartości $C_{\varepsilon} = 0,18$, $C_{\varepsilon 1} = 1,44$, $C_{\varepsilon 2} = 1,92$.

Człon dyfuzyjny $\partial D_{ijk}/\partial x_k$ modelowany jest w oparciu o ogólną lub uproszczoną hipotezę gradientową (modeluje się tu jedynie dyfuzję turbulentną energii kinetycznej turbulencji z pominięciem dyfuzji molekularnej i ciśnieniowej)

$$\frac{\partial D_{ijk}}{\partial x_k} = c_s \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\frac{\rho k}{\varepsilon} \left(\tau_{il}^T \frac{\partial \tau_{jk}^T}{\partial x_l} + \tau_{jl}^T \frac{\partial \tau_{ki}^T}{\partial x_l} + \tau_{kl}^T \frac{\partial \tau_{ij}^T}{\partial x_l} \right) \right] \quad (206)$$

lub

$$\frac{\partial D_{ijk}}{\partial x_k} = c_s' \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\rho k}{\varepsilon} \tau_{kl}^T \frac{\partial \tau_{ij}^T}{\partial x_l} \right), \quad (207)$$

gdzie stałe c_s, c_s' wynoszą odpowiednio 0,11 i 0,25.

Najwięcej uwagi w modelu naprężeń Reynoldsa poświęca się modelowaniu korelacji ciśnienie – gradient prędkości $\rho\Phi_{ij}$. Fluktuacje ciśnienia powodują redystrybucję naprężeń turbulentnych i prowadzą do izotropizacji struktur turbulentnych. Fluktuacje ciśnienia można wyznaczyć z równania Poissona, które otrzymuje się z równania pędu dla fluktuacji składowej prędkości u_i' po zróżniczkowaniu względem x_i (Hanjalic i Launder [289], Launder i in. [224], Weinstock [290])

$$\frac{\partial^2 p'}{\partial x_i \partial x_i} = - \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \left(\rho u_i'' u_j'' - \overline{\rho u_i'' u_j''} \right) - 2\rho \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_j''}{\partial x_i} + \rho \frac{\partial f_i''}{\partial x_i}. \quad (208)$$

Po scałkowaniu powyższego równania metodą funkcji Greena w obszarze V o brzegu A i podstawieniu wyniku do wyrażenia na $\rho\Phi_{ij}$ otrzymuje się (por. Hanjalic [226])

$$\begin{aligned} \rho\Phi_{ij} = \rho\Phi_{ij,1} + \rho\Phi_{ij,2} + \rho\Phi_{ij,3} = & \underbrace{\frac{\rho}{4\pi} \int_{V(\mathbf{y})} \left[\frac{\partial^2 (\rho u_k'' u_l'')}{\partial y_k \partial y_l} \left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_i} \right) \right] \frac{dV(\mathbf{y})}{|\mathbf{y} - \mathbf{x}|}}_{\rho\Phi_{ij,1}} + \\ & + \underbrace{\frac{\rho}{4\pi} \int_{V(\mathbf{y})} \left[\left(2\rho \frac{\partial u_i}{\partial y_j} \frac{\partial u_j''}{\partial y_i} - \rho \frac{\partial f_i''}{\partial y_i} \right) \left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_i} \right) \right] \frac{dV(\mathbf{y})}{|\mathbf{y} - \mathbf{x}|}}_{\rho\Phi_{ij,2}} + \\ & + \underbrace{\frac{\rho}{4\pi} \int_{A(\mathbf{y})} \left[\frac{1}{|\mathbf{y} - \mathbf{x}|} \frac{\partial}{\partial n(\mathbf{y})} p' \left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_i} \right) - p' \left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j'}{\partial x_i} \right) \frac{\partial}{\partial n(\mathbf{y})} \frac{1}{|\mathbf{y} - \mathbf{x}|} \right] dA(\mathbf{y})}_{\rho\Phi_{ij,3}} \end{aligned} \quad (209)$$

Pierwszy człon $\rho\Phi_{ij,1}$ określa się mianem powrotu do izotropii. W modelu LRR modeluje się go poprzez liniowy związek z tensorem anizotropii

$$\rho\Phi_{ij,1} = -2C_1\rho\epsilon b_{ij} = C_1\rho\frac{\epsilon}{k}\left(\tau_{ij}^T + \frac{2}{3}k\delta_{ij}\right). \quad (210)$$

Istnieją także bardziej złożone modele nieliniowe powrotu do izotropii zbudowane na bazie tensora anizotropii oraz jego inwariantów (Hanjalic [225], [226], Speziale i in. [291])

$$\rho\Phi_{ij,1} = -2\epsilon\rho\left[C_1b_{ij} + 2C_1'\left(b_{ij}b_{jk} - \frac{1}{3}\delta_{ij}b_{kl}b_{lk}\right)\right], \quad (211)$$

przy czym stałe C_1, C_1' są w ogólności funkcjami inwariantów tensora anizotropii oraz turbulentnej liczby Reynoldsa $(C_1, C_1') = f(B_2, B_3, Re_T)$, $B_2 = b_{ij}b_{ji}$, $B_3 = b_{ij}b_{jk}b_{ki}$ (model LRR – $C_1 = 1,8$).

Drugi człon $\rho\Phi_{ij,2}$ określa się mianem izotropizacji produkcji naprężeń turbulentnych $\rho\Phi_{ij,2}$. W modelu LLR wyraża się on wzorem

$$\begin{aligned} \rho\Phi_{ij,2} = & -\frac{C_2 + 8}{11}\left(P_{ij} - \frac{1}{3}P_{kk}\delta_{ij}\right) - \frac{30C_2 - 2}{55}2\rho k\left(S_{ij} - \frac{1}{3}S_{kk}\delta_{ij}\right) + \\ & -\frac{8C_2 - 2}{11}\left(R_{ij} - \frac{1}{3}P_{kk}\delta_{ij}\right), \end{aligned} \quad (212)$$

gdzie

$$P_{ij} = -\rho\left(\tau_{ik}^T \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + \tau_{jk}^T \frac{\partial u_i}{\partial x_k}\right), \quad R_{ij} = -\rho\left(\tau_{ik}^T \frac{\partial u_k}{\partial x_j} + \tau_{jk}^T \frac{\partial u_k}{\partial x_i}\right), \quad (213)$$

a stała C_2 wynosi 0,6.

Bardziej złożone domknięcia wykorzystują następującą zależność (Speziale [253], Speziale i in. [291], Hanjalic [225], [226]):

$$\begin{aligned} \rho\Phi_{ij,1} + \rho\Phi_{ij,2} = & \epsilon A_{ij} + kM_{ijkl} \frac{\partial u_k}{\partial x_l} = f(k, b_{ij}, S_{ij}, \Omega_{ij}) = \\ = & C_1\epsilon b_{ij} + C_2kS_{ij} + 2C_3k(b_{ik}S_{jk} + b_{jk}S_{ik} - 2/3b_{kl}S_{kl}\delta_{ij}) + 2C_4k(b_{ik}\Omega_{jk} + b_{jk}\Omega_{ik}) + \\ + & 4C_5k(b_{ik}b_{kl}S_{jl} + b_{jk}b_{kl}S_{il} - 2b_{kj}b_{li}S_{kl} - 3b_{ij}b_{kl}S_{kl}) + 4C_6k(b_{ik}b_{kl}\Omega_{jl} + b_{jk}b_{kl}\Omega_{il}) + \\ + & 8C_7k(b_{il}^2(b_{ik}\Omega_{jk} + b_{jk}\Omega_{ik}) + 3/2b_{li}b_{mj}(b_{lk}\Omega_{mk} + b_{mk}\Omega_{lk})) + \dots \end{aligned} \quad (214)$$

Korelację ciśnienie – gradient prędkości opisuje się tu w funkcji tensora anizotropii oraz tensorów prędkości deformacji i rotacji przepływu średniego. Przyjmuje się założenie turbulencji homogenicznej. Rozwinięcie (214) obejmuje także model LRR, który jest liniowy względem tensora anizotropii (pierwsze cztery człony rozwinięcia). Szczególnym zainteresowaniem cieszy się model SSG

(Speziale, Sarkar, Gatski) opublikowany w pracy [291], który podobnie jak model LRR jest liniowy względem tensora anizotropii. Z rozwinięcia (214) korzystają także inne modele redystrybucji ciśnienia, np. model Lumley'a [292], Laundera i in. [293], Crafta i Laundera [294], por. Wilcox [38], Hanjalic [230].

Rozwinięcie (214) uwzględnia wpływ fluktuacji ciśnienia na produkcję naprężeń w polu prędkości średniej. W podobny sposób można także zamodelować wpływ fluktuacji ciśnienia na generację naprężeń w polu sił masowych, Hanjalic [225]. W polu siły Coriolisa, Speziale i in. [291] korzystają z rozwinięcia (214), przy czym tensor rotacji pola przepływu średniego obejmuje też efekt wirowania układu współrzędnych $\Omega_{ij}^{tot} = \Omega_{ij} + \varepsilon_{kij}\Omega_k$. Zwróćmy jeszcze uwagę, że najprostsze domknięcie członu izotropizacji produkcji naprężeń turbulentnych uwzględniające wpływ fluktuacji ciśnienia na produkcję naprężeń w polu prędkości średniej i w polu sił masowych ma postać

$$\rho\Phi_{ij,2} = -C_2 \left[(P_{ij} + G_{ij}) - \frac{1}{3}(P_{kk} + G_{kk})\delta_{ij} \right]. \quad (215)$$

Przypomnijmy w tym miejscu, że człon generacyjny w polu siły Coriolisa jest określony zależnością $G_{ij} = 2\rho\Omega_m(\varepsilon_{iml}\tau_{jl}^T + \varepsilon_{jml}\tau_{il}^T)$ – równanie (145).

Trzeci człon $\rho\Phi_{ij,3}$, określane też mianem echa fluktuacji ciśnienia, opisuje oddziaływanie ścianki, na które składa się odbicie fluktuacji ciśnienia i związane z tym tłumienie procesu izotropizacji turbulencji. W modelu LRR proponuje się następujące wyrażenie

$$\rho\Phi_{ij,3} = \rho\Phi_{ij,1}^w + \rho\Phi_{ij,2}^w = - \left[0,125\rho \frac{\varepsilon}{k} \left(\tau_{ij}^T + \frac{2}{3}k\delta_{ij} \right) - 0,015(P_{ij} - R_{ij}) \right] \frac{k^{3/2}}{\varepsilon|n|}, \quad (216)$$

gdzie $|n|$ jest odległością od ścianki. Jak podaje Hanjalic [226] najbardziej popularne domknięcia dla składników członu $\rho\Phi_{ij,3}$ mają postaci:

$$\rho\Phi_{ij,1}^w = -C_1^w \rho \frac{\varepsilon}{k} \left(\tau_{kl}^T n_k n_l \delta_{ij} - \frac{3}{2} \tau_{ik}^T n_j n_k - \frac{3}{2} \tau_{jk}^T n_i n_k \right) f_w, \quad f_w = \frac{0,4k^{3/2}}{\varepsilon|n|}, \quad (217)$$

$$\rho\Phi_{ij,2}^w = C_2^w \rho \left(\Phi_{kl,2} n_k n_l - \frac{3}{2} \Phi_{ik,2} n_j n_k - \frac{3}{2} \Phi_{jk,2} n_i n_k \right) f_w. \quad (218)$$

Stałe przyjmują wartości $C_1^w = 0,5$, $C_2^w = 0,3$, a n jest wektorem normalnym do ścianki.

Korekty modelu naprężeń Reynoldsa opisujące wpływ ściśliwości płynu mają charakter podobny jak w przypadku modeli dwurównaniowych i polegają głównie na modelowaniu dysypacji dylatacyjnej, korelacji ciśnienie – dylatacja i turbulentnego strumienia masy, Sarkar i Lakshmanan [295], Adumitroaie i in. [223].

Modele naprężeń Reynoldsa charakteryzują się dość złożoną strukturą, jeśli porównać z poprzednio omawianymi modelami opartymi na hipotezie lepkości turbulentnej. Modele naprężeń Reynoldsa wymagają dołączenia 7 równań różniczkowych do układu równań i mogą nastręczać dodatkowych trudności przy dyskretyzacji numerycznej niektórych członów. W konsekwencji pojawiają się problemy ze zbieżnością algorytmu numerycznego, czasy obliczeń ulegają znacznemu wydłużeniu. W takiej sytuacji, szczególnie w przypadku złożonej geometrii przepływu, trudno jest często docenić zalety stosowanego modelu. Jednakże w obszarach, które określa się jako obszary o średnio złożonej geometrii, jak np. kolanka, kanały esowate czy obszary międzyłopatkowe, poziom zgodności z eksperymentem w obliczeniach przy pomocy modelu naprężeń Reynoldsa jest lepszy niż w przypadku modeli opartych na hipotezie lepkości turbulentnej, Hanjalic [230].

W niniejszej pracy wykorzystano pełny siedmiorównaniowy model naprężeń Reynoldsa zaimplementowany w programie Fluent. Obliczenia prowadzono w niezbyt złożonej geometrii układu łopatkowego ze znaczną intensywnością zjawisk wtórnych, co pokazano w dalszej części tego rozdziału.

Algebraiczne modele naprężeń Reynoldsa

Algebraiczne modele naprężeń Reynoldsa korzystają z aproksymacji różniczkowego równania transportu tensora naprężeń turbulentnych przy pomocy nieliniowego równania algebraicznego

$$-\frac{\rho\tau_{ij}^T}{k}\left(\tau_{kl}^T\frac{\partial u_k}{\partial x_l}-\varepsilon\right)=\rho\tau_{ik}^T\frac{\partial u_j}{\partial x_k}+\rho\tau_{jk}^T\frac{\partial u_i}{\partial x_k}-\frac{2}{3}\varepsilon\delta_{ij}+\rho\Phi_{ij}+G_{ij}. \quad (219)$$

W pierwszym algebraicznym modelu naprężeń Reynoldsa Rodiego [296] korzysta się z równań (211) i (215) dla domknięcia członu opisującego redystrybucję $\rho\Phi_{ij}$, natomiast k i ε wyznacza się z różniczkowych równań transportu:

$$\rho\frac{\partial k}{\partial t}+\rho u_i\frac{\partial k}{\partial x_i}=\rho\tau_{ij}^T\frac{\partial u_i}{\partial x_j}-\rho\varepsilon-C_k\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\frac{\rho k}{\varepsilon}\tau_{ij}^T\frac{\partial k}{\partial x_j}\right), \quad (220)$$

$$\frac{\partial(\rho\varepsilon)}{\partial t}+\frac{\partial(\rho u_i\varepsilon)}{\partial x_i}=C_{\varepsilon1}\rho\tau_{ij}^T\frac{\partial u_i}{\partial x_j}\frac{\varepsilon}{k}-C_{\varepsilon2}\rho\frac{\varepsilon^2}{k}-C_{\varepsilon}\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\frac{\rho k}{\varepsilon}\tau_{ij}^T\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}\right). \quad (221)$$

Stałe występujące w powyższych równaniach są równe $C_k=0,11$, $C_{\varepsilon}=0,15$, $C_{\varepsilon1}=1,44$, $C_{\varepsilon2}=1,92$.

Wadą modelu Rodiego jest nieliniowość i mocno uwikłana postać układu równań algebraicznych dla składowych tensora naprężeń. Znacznie lepsze walory numeryczne posiada opisany wcześniej model nieliniowy lepkości turbulentnej Speziale [252]. Spostrzeżenie to doprowadziło do stworzenia modelu algebraicznego naprężeń Reynoldsa, w którym tensor naprężeń sformułowano jako

jawną funkcję pól średnich, w tym tensora prędkości deformacji i rotacji przepływu średniego, Gatski i Speziale [297]. Model algebraiczny Gatskiego i Speziale spełnia wymogi modelu naprężeń Reynoldsa, jako że opiera się na domknięciu członów występujących w równaniu transportu. W odniesieniu do członu redystrybucji $\rho\Phi_{ij}$ stosuje się ogólne rozwinięcie (214) z uwzględnieniem jedynie elementów liniowych względem tensora anizotropii. Przy założeniu turbulencji homogenicznej otrzymuje się następujące wyrażenie

$$\tau_{ij}^T = -\frac{2}{3}k\delta_{ij} + \frac{6(1+\eta^2)\alpha_1 k}{3+\eta^2+6\zeta^2\eta^2+6\zeta^2} \cdot \left[S_{ij}^* + (S_{ik}^*\Omega_{kj}^* + S_{jk}^*\Omega_{ki}^*) - 2(S_{ik}^*S_{kj}^* - S_{kl}^*S_{kl}^*\delta_{ij}/3) \right], \quad (222)$$

gdzie

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= \frac{C_2 - 4/3}{C_3 - 2}, \quad S_{ij}^* = g \frac{k}{2\varepsilon} (2 - C_3) S_{ij}, \\ \Omega_{ij}^* &= g \frac{k}{2\varepsilon} (2 - C_4) \left(\Omega_{ij} + \frac{C_4 - 4}{C_4 - 2} \varepsilon_{kji} \Omega_k \right), \quad \eta = \sqrt{S_{ij}^* S_{ij}^*}, \quad \zeta = \sqrt{\Omega_{ij}^* \Omega_{ij}^*}, \\ g &= \left(C_1 / 2 + \frac{\tau_{ij}^T}{\varepsilon} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - 1 \right)^{-1}, \quad \frac{\tau_{ij}^T}{\varepsilon} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \rightarrow \frac{C_{\varepsilon 2} - 1}{C_{\varepsilon 1} - 1}. \end{aligned} \quad (223)$$

Wielkości k i ε wyznacza się z różniczkowych równań transportu (220)÷(221), natomiast stałe modelu przyjmują wartości: $C_1 = 6,80$, $C_2 = 0,36$, $C_3 = 1,25$, $C_4 = 0,40$, $g = 0,233$.

Algebraiczne modele naprężeń Reynoldsa mają przewagę nad modelami opartymi na hipotezie lepkości turbulentnej w przypadku przepływów z silną anizotropią naprężeń, np. z silną krzywizną linii prądu i w obszarze formowania przepływów wtórnych, przy czym mają mniejsze wymagania odnośnie pamięci i czasu procesora niż różniczkowe modele naprężeń. Piątą Achillesową modeli algebraicznych naprężeń Reynoldsa są przepływy z oderwaniem, gdzie znacznie lepsze wyniki dają modele $k-\omega$, Wilcox [38].

Turbulentny strumień ciepła

Jak już wspomniano wraz z hipotezą lepkości turbulentnej zwykle przyjmuje się też hipotezę gradientową (151) dla turbulentnego strumienia ciepła. Najprostszym modelem dla współczynnika turbulentnego przewodnictwa cieplnego wiążącego turbulentny strumień ciepła z gradientem temperatury średniej jest algebraiczny model liniowy, w którym współczynnik ten zależy w sposób liniowy od lepkości turbulentnej

$$\lambda_T = \frac{\mu_T C_p}{Pr_T}, \quad (224)$$

gdzie Pr_T jest turbulentną liczbą Prandtla. Do obliczeń przepływu adiabatycznego przyjmuje się liczbę Prandtla na poziomie $Pr_T = 0,9$. Powyższy sposób modelowania wywodzi się z silnej analogii Reynoldsa pomiędzy procesami turbulentnej wymiany pędu i energii (np. Barre i in. [222], Aupoix [227]).

Najprostszym domknięciem dla turbulentnego strumienia ciepła pracującym z modelem naprężeń Reynoldsa jest uogólniona hipoteza gradientowa

$$\overline{\rho u_i'' h''} = C_\theta c_p \rho \frac{k}{\varepsilon} \tau_{ij}^T \frac{\partial T}{\partial x_j}, \quad (225)$$

gdzie C_θ jest stałą modelu.

W przepływie nieadiabatycznym w warunkach intensywnej wymiany ciepła i w przepływach ze spalaniem, czyli w sytuacji braku podobieństwa pól prędkości i temperatury w warstwie przyściennej oraz braku analogii pomiędzy procesami turbulentnej wymiany pędu i ciepła, traci sens zarówno założenie o stałej wartości turbulentnej liczby Prandtla, jak również liniowy związek pomiędzy turbulentnym przewodnictwem cieplnym i lepkością turbulentną. Jednym ze stosowanych wówczas podejść jest modelowanie turbulentnej wymiany ciepła w oparciu o dwurównaniowe różniczkowe modele turbulencji termicznej. W podejściu tym współczynnik turbulentnego przewodnictwa cieplnego, lub właściwie współczynnik turbulentnej dyfuzyjności cieplnej $\alpha_T = \lambda_T / (c_p \rho)$, zbudowany jest na bazie mechanicznej skali prędkościowej turbulencji opartej na k i mechaniczno-termicznej skali czasowej turbulencji opartej z jednej strony na k/ε , z drugiej zaś strony na wielkości $k_\theta/\varepsilon_\theta$, gdzie k_θ to wariancja fluktuacji temperatury, a ε_θ to szybkość jej destrukcji. Obie wielkości k_θ i ε_θ rozwiązuje się z dodatkowych różniczkowych równań transportu sprzężonych z równaniami transportu wielkości charakteryzujących turbulencję mechaniczną, Nagano i Kim [298], Youseff i in. [299], Nagano [233]. Dla ciekawości zapiszemy tu równania modelu podstawowego turbulencji termicznej Nagano i Kima [298] (model zawiera szereg stałych i funkcji tłumiących, których nie będziemy tu wyszczególniać):

$$\alpha_T = f_\lambda C_\lambda k \sqrt{k/\varepsilon} \sqrt{k_\theta/\varepsilon_\theta}, \quad (226)$$

$$\frac{\partial k_\theta}{\partial t} + u_i \frac{\partial k_\theta}{\partial x_i} = -2 \overline{u_i' T'} \frac{\partial T}{\partial x_i} - 2 \varepsilon_\theta + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\alpha + \frac{\alpha_T}{\sigma_{k_\theta}} \right) \frac{\partial k_\theta}{\partial x_i} - 2 \alpha \frac{\partial k_\theta}{\partial x_i} \frac{\partial k_\theta}{\partial x_i}, \quad (227)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon_\theta}{\partial t} + u_i \frac{\partial \varepsilon_\theta}{\partial x_i} = & -C_{P1} f_{P1} \frac{\varepsilon_\theta}{k_\theta} \overline{u_i' T'} \frac{\partial T}{\partial x_i} - C_{P2} f_{P2} \frac{\varepsilon_\theta}{k} \overline{u_i' u_j'} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - C_{D1} f_{D1} \frac{\varepsilon_\theta^2}{k_\theta} + \\ & - C_{D2} f_{D2} \frac{\varepsilon \varepsilon_\theta}{k} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\alpha + \frac{\alpha_T}{\sigma_{\varepsilon_\theta}} \right) \frac{\partial \varepsilon_\theta}{\partial x_i} + \alpha \alpha_T (1 - f_\lambda) \frac{\partial^2 T}{\partial x_i \partial x_j} \frac{\partial^2 T}{\partial x_i \partial x_j}. \end{aligned} \quad (228)$$

Innym podejściem w modelowaniu turbulencji termicznej nie korzystającym z hipotezy gradientowej (151) i pojęcia współczynnika turbulentnego przewodnictwa cieplnego jest bezpośrednie domykanie członów w równaniu (149). Tworzy się wówczas modele różniczkowe transportu składowych strumienia ciepła (Gibson i Launder [300], Hanjalic [225]), które są odpowiednikami modeli naprężeń Reynoldsa.

Symulacje RANS / URANS

Układ równań w uśrednieniu Reynoldsa wraz z przedstawionymi domknięciami służy zarówno do opisu przepływu stacjonarnego, jak i niestacjonarnego. Okres uśrednienia jest duży w porównaniu ze skalą czasową fluktuacji turbulentnych, mały w porównaniu ze skalą czasową charakteryzującą wolnozmienny przepływ niestacjonarny. Układ równań w uśrednieniu Reynoldsa opisuje więc także przepływ niestacjonarny o skali czasowej odległej od skal ruchu turbulentnego.

W odniesieniu do zagadnień maszyn wirnikowych, najczęściej rozpatrywanym rodzajem niestacjonarności przepływu jest oddziaływanie typu kierownica/wirnik, które prowadzi do przepływu periodycznego, przy czym periodyczność w danym wieńcu łopatkowym jest związana z bliskością kolejno przechodzących łopatek sąsiedniego względnie ruchomego wieńca. Przyjmuje się, że ewolucja struktur turbulentnych, np. przy transporcie śladów jest modelowana przy udziale odpowiedniego modelu turbulencji. W praktyce obliczeń numerycznych, różnica pomiędzy metodami RANS i URANS (ang. *unsteady RANS*) sprowadza się do zachowania w tym drugim przypadku członów z pochodną po czasie (choć pozostają one także w metodzie RANS w procedurach opartych na metodzie kroku czasowego), polega na innym sformułowaniu warunków brzegowych (względnie ruchome obszary obliczeniowe, interpolacja parametrów w płaszczyźnie międzywieńcowej bez uśrednienia w URANS), a także w miarę możliwości na adaptacji siatki do poruszających się śladów spływowych w metodzie URANS.

Zwraca się także uwagę, że układ równań RANS ma zastosowanie w sytuacji kiedy nie ma spektralnej przerwy pomiędzy niestacjonarnością (periodycznością) przepływu, a zakresem skal ruchu turbulentnego. RANS (URANS) pozwala na wyznaczenie części modów gruboskalowych (zwykle jednego głównego), pozostała część spektrum ruchu turbulentnego jest zaś modelowana, Durbin [301]. Kwestią otwartą pozostaje, czy metoda URANS może pozwolić na rozwiązanie struktur turbulentnych do poziomu rozmiarów siatki, bez jawnego sformułowania zależności rozwiązań od rozdzielczości siatki, Menter i in. [302].

Doniesienia literaturowe sugerują, że wyniki obliczeń przepływu niestacjonarnego z wykorzystaniem metod RANS (URANS) przeważnie bardziej odbiegają od rzeczywistości, niż ma to miejsce w przypadku obliczeń przepływów stacjonarnych. Przykładami są opływ oscylującego profilu, profil ustawiony pod dużym kątem natarcia z dużymi strefami recyrkulacji, opływ cylindra kołowego, obszary przejścia laminarno-turbulentnego indukowane śladami i oderwaniem. Także należy wspomnieć tu o przepływach ze spalaniem, zagadnieniach akusty-

ki i przepływów kawitujących, co jest związane z wpływem gruboskalowych niestacjonarnych struktur wirowych na proces tworzenia frontu spalania, czy rozwój pulsacji ciśnienia, Ekaterinaris i Menter [303], Bogusławski [304].

Modele z grupy SAS (ang. *scale adaptive simulation*) stanowią rozwinięcie modeli turbulencji na obszar przepływu niestacjonarnego, umożliwiające modelowanie szerokiego spektrum ruchu turbulentnego. Modele SAS wracają do koncepcji turbulentnej skali długości von Karmana, zależnej od lokalnej struktury przepływu. Dla tej skali można rozwiązać dodatkowe równanie transportu, tak jak w pracy Mentera i Egorova [305], bądź włączyć ją do równania transportu innej wielkości, tak jak w pracy tych samych autorów [306]. W tej ostatniej pracy równanie transportu dla częstotliwości ω zapisuje się w postaci

$$\rho \frac{\partial \omega}{\partial t} + \rho u_i \frac{\partial \omega}{\partial x_i} = \gamma \frac{\omega}{k} \rho P_k - \beta \rho \omega^2 + Q_{SAS} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\mu + \sigma_\omega \mu_T) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} + 2(1 - F_1) \frac{\rho \sigma_{\omega 2}}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i}. \quad (229)$$

gdzie dodatkowy człon Q_{SAS} przybiera postać

$$Q_{SAS} = \max \left(\rho \zeta_2 \kappa S^2 \left(\frac{L}{L_{vK}} \right)^2 - C \frac{2\rho k}{\sigma_\phi} \max \left(\frac{1}{\omega^2} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, \frac{1}{k^2} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right), 0 \right), \quad (230)$$

przy czym

$$L = \sqrt{k} / (c_\mu^{1/4} \omega), \quad L_{vK} = \max \left(\frac{kS}{|U^*|}, C_s \sqrt{\frac{\kappa \zeta_2}{\beta / c_\mu - \alpha}} \Delta \right), \quad \Delta = \Omega_{CV}^{1/3}. \quad (231)$$

Stałe przyjmują wartości: $\zeta_2 = 3,51$, $\sigma_\phi = 2/3$, $C = 2$, $C_s = 0,11$, $\kappa = 1,41$ (stała von Karmana), natomiast parametr liniowy Δ odpowiada pierwiastkowi sześciennemu z objętości kontrolnej. Zakładając równowagę pomiędzy produkcją i dysypacją energii kinetycznej turbulencji można otrzymać następującą zależność dla równowagowej lepkości turbulentnej

$$\mu_T^{eq} = \rho \frac{\beta / c_\mu - \alpha}{\kappa \zeta_2} L_{vK}^2 S. \quad (232)$$

Wzór ten posiada strukturę identyczną jak wyrażenie na lepkość podsiatkową w modelu LES Smagorinskiego [307]

$$\mu_T^{LES} = \rho (C_s \Delta)^2 S. \quad (233)$$

Tak więc dzięki zastosowaniu turbulentnej skali długości von Karmana zależnej od lokalnej struktury przepływu, w przepływie niestacjonarnym model SAS zachowuje własności takie jak model LES, natomiast w obszarze przepływu sta-

cjonarnego zachowuje własności typowe dla modeli RANS. Podsumowaniu osiągnięć modelu SAS poświęcone są prace Mentera, Egorova i współautorów [308,309].

2.4. Metoda LES

W metodzie LES odbywa się separacja skal przepływu na skale duże podlegające rozwiązaniu bezpośrednio z układu równań podstawowych i skale małe (podsiatkowe – o rozmiarach mniejszych niż wymiary oczek siatki obliczeniowej), które należy zamodelować. Bezpośrednie rozwiązanie dużych skal, w obszarze których zachodzi główny transport masy, pędu i energii oraz produkcja energii kinetycznej turbulencji jest korzystne z uwagi na anizotropowość struktur przepływu, zależność od warunków zewnętrznych i geometrii układu przepływowego. Z kolei obszar małych wirów obejmujący 20÷30% całkowitej energii ruchu turbulentnego, gdzie zachodzi dysypacja energii, jest domeną turbulencji izotropowej – obszar małych wirów jest zatem znacznie łatwiejszy do modelowania. Rozdział skal w metodzie LES i eliminacja struktur drobnoskalowych odbywa się tu w trakcie przestrzennej filtracji układu równań, co prowadzi do układu dla wielkości gruboskalowych (odfiltrowanych). Pierwsze prace w dziedzinie LES dotyczyły przepływu nieściśliwego. Metodę tę można przenieść także na obszar przepływu ściśliwego.

Operację filtracji zmiennej chwilowej f charakteryzującej przepływ turbulentny definiuje się jako splot funkcji filtrującej G z tą zmienną

$$\bar{f}(\mathbf{x}, t) = \iiint G(\mathbf{x} - \boldsymbol{\xi}, \boldsymbol{\Delta}) f(\boldsymbol{\xi}, t) d\boldsymbol{\xi}, \quad (234)$$

przy czym

$$\iiint G(\mathbf{x} - \boldsymbol{\xi}, \boldsymbol{\Delta}) d\boldsymbol{\xi} = 1, \quad (235)$$

gdzie $\boldsymbol{\Delta}$ oznacza wektor szerokości filtru, stanowiący jednocześnie wektor rozmiarów komórki siatki obliczeniowej. W wyniku powyższej operacji odfiltrowane zostają wielkości małoskalowe o rozmiarach mniejszych niż rozmiary komórki siatki. Przykładami stosowanych filtrów mogą być:

- filtr prostokątny

$$G(\mathbf{x} - \boldsymbol{\xi}, \boldsymbol{\Delta}) = \begin{cases} 1/\Delta^3, & |x_i - \xi_i| < \Delta_i/2 \\ 0, & \text{w pozostałych przypadkach} \end{cases}, \text{ gdzie } \Delta^3 = \prod_{i=1,3} \Delta_i; \quad (236)$$

- filtr gaussowski

$$G(\mathbf{x} - \boldsymbol{\xi}, \boldsymbol{\Delta}) = \sqrt{\frac{6}{\pi \Delta^2}} \exp\left(-6 \frac{|\mathbf{x} - \boldsymbol{\xi}|^2}{\Delta^2}\right), \quad \text{gdzie } \Delta^2 = \sum_{i=1,3} \Delta_i^2; \quad (237)$$

- filtr fourierowski

$$G(\mathbf{x} - \boldsymbol{\xi}, \boldsymbol{\Delta}) = \frac{1}{\Delta^3} \prod_{i=1,3} \frac{\sin 2\pi(x_i - \xi_i)/\Delta_i}{2\pi(x_i - \xi_i)/\Delta_i}, \quad \text{gdzie } \Delta^3 = \prod_{i=1,3} \Delta_i. \quad (238)$$

W odniesieniu do przepływów ściśliwych operację odfiltrowania przeprowadza się w sposób analogiczny do uśrednienia Favre'a, tzn. w oparciu o zależność (131). Prowadzi to do następującego układu równań dla wielkości odfiltrowanych (z pominięciem sił masowych), por. Comte [310], Lesieur i Metais [213], Piomelli [215]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{\rho} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) = 0, \quad (239)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{u}_j) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\tau}_{ij} + \bar{\rho} \tau_{ij}^{SGS}), \quad (240)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{H}) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{H}) = \frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\tilde{u}_j \bar{\tau}_{ji} + \Sigma_i^{SGS}) - \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{q}_i + q_i^{SGS}), \quad (241)$$

gdzie odfiltrowana entalpia całkowita wyraża się wzorem

$$\tilde{H} = \tilde{h} + \frac{\widetilde{u_k u_k}}{2}, \quad (242)$$

przy czym

$$\bar{\tau}_{ij} \cong 2\bar{\mu} \tilde{S}_{ij} - \frac{2}{3} \bar{\mu} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij}, \quad \bar{q}_i \cong -\bar{\lambda} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_i}. \quad (243)$$

W równaniach przepływu dla wielkości odfiltrowanych pojawiają się dodatkowe człony, które wymagają modelowania. W ogólnym przypadku przepływu ściśliwego są to:

- tensor naprężeń podsiatkowych

$$\bar{\rho} \tau_{ij}^{SGS} = -(\bar{\rho} \widetilde{u_i u_j} - \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j), \quad (244)$$

- podsiatkowy strumień ciepła (tu określony jako korelacja prędkość – entalpia całkowita)

$$q_i^{SGS} = \bar{\rho} \widetilde{u_i H} - \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{H} = \bar{\rho} \widetilde{u_i h} - \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{h} - D_i^{SGS}, \quad (245)$$

- podsiatkowe strumienie dyfuzyjne Σ_i^{SGS} , D_i^{SGS} (opisujące dyfuzję molekularną i turbulentną podsiatkowej energii kinetycznej):

$$\Sigma_i^{SGS} = \overline{u_j \tau_{ji}} - \tilde{u}_j \bar{\tau}_{ji}, \quad (246)$$

$$D_i^{SGS} = -\frac{1}{2}(\overline{\rho u_i u_k u_k} - \overline{\rho \tilde{u}_i u_k u_k}) = -\frac{1}{2}(\overline{\rho u_i u_k u_k} - \overline{\rho \tilde{u}_i \tilde{u}_k \tilde{u}_k}) - \frac{1}{2} \overline{\rho \tilde{u}_i} \tau_{kk}^{SGS}. \quad (247)$$

Równania transportu tensora naprężeń podsiatkowych oraz podsiatkowego strumienia ciepła można wyprowadzić w podobny sposób jak równania transportu naprężeń Reynoldsa i turbulentnego strumienia ciepła – wzory (145) i (149), Piomelli [215]. Tensor naprężeń podsiatkowych modeluje się w oparciu o trzy kategorie modeli: modele lepkości turbulentnej (podsiatkowej), podobieństwa struktur wirowych w sąsiadujących obszarach oraz modele mieszane łączące w sobie cechy dwóch poprzednich kategorii. W modelach lepkości turbulentnej przyjmuje się, że

$$\overline{\rho \tau}_{ij}^{SGS} = 2\mu_T \tilde{S}_{ij} + \frac{1}{3} \overline{\rho \tau}_{kk}^{SGS} \delta_{ij}. \quad (248)$$

Do najbardziej popularnych modeli lepkości turbulentnej dla metody LES należy klasyczny model Smagorinskiego [137], w którym

$$\mu_T = \rho (C_s \Delta)^2 \sqrt{2\tilde{S}_{ij}\tilde{S}_{ij}}. \quad (249)$$

W powyższym równaniu C_s jest stałą, którą dobiera się do konkretnego przypadku obliczeń. Dla przepływu w kanale przyjmuje się wartość równą 0,1, a w modelowaniu turbulencji izotropowej 0,2, Deardorff [311]. Często stosowane są także: model dynamiczny Germano i in. [312] oraz modele podobieństwa Bardiny i in. [313] oraz Domaradzkiego i Saiki [314].

W odniesieniu do podsiatkowego strumienia ciepła (określonego jako korelacja prędkość – entalpia) stosuje się hipotezę gradientową

$$q_i^{SGS} = \overline{\rho u_i h} - \overline{\rho \tilde{u}_i \tilde{h}} = -\frac{\mu_T}{Pr_T} \frac{\partial \tilde{h}}{\partial x_i}. \quad (250)$$

Dyfuzję turbulentną modeluje się w postaci $D_i^{SGS} = \overline{\rho \tilde{u}_k} \tau_{ik}^{SGS}$, Piomelli [215], natomiast dyfuzję molekularną Σ_i^{SGS} można pominąć w przypadku przepływu charakteryzującego się wysoką liczbą Reynoldsa. Można także wykorzystać model podobieństwa dla określenia tych wielkości, który zaproponowali Vreman i in. [315].

Wśród prac o charakterze przeglądowym można wskazać obliczenia przepływu wokół ciał nieopływowych Rodiego [316]. Do pierwszych prac posługujących się techniką LES w dziedzinie maszyn wirnikowych należy zaliczyć pracę Fujiwary i in. [317], gdzie autorzy badają rozwój stanu warstwy przyściennej na powierzchni ssącej łopatki w przepływie ściślimym w palisadzie części niskoprężnej turbiny używając modelu Smagorinskiego. Wpływ struktury śladu spływowego na rozwój warstwy przyściennej na łopatkach turbiny części niskoprężnej, modelowany przy pomocy metody LES, jest przedmiotem pracy Sarka-

ra [318]. Porównanie z wynikami pomiarów w zakresie położenia strefy ode-
rwania i położenia punktu przejścia laminarno-turbulentnego wypada dość ko-
rzystnie w badanym zakresie liczb Reynoldsa, choć nie jest to zgodność całko-
wita. Jak pokazuje praca Leonarda i in. [319], metoda LES pozwala na badanie
lokalnego charakteru przepływu, np. w śladzie spływowym, podczas gdy meto-
dy URANS dostarczają jedynie prawidłowych wartości uśrednionych. Badania
efektów przepływów wtórnych i przecieku nadłopatkowego w turbinach z wyko-
rzystaniem metody LES można znaleźć w pracach Pichlera i in. [320,321]
i Marconcini i in. [322]. Z kolei perspektywom rozwoju metody LES
w dziedzinie maszyn wirnikowych poświęcone są prace Taycke i in. [323,324].

2.5. Metody hybrydowe RANS / LES

Ponieważ metoda LES jest bardzo kosztowna i wymaga znacznych zasobów ob-
liczeniowych, stosowane są także metody hybrydowe stanowiące połączenie me-
tody RANS i LES. Przykładem takim jest metoda DES (ang. *Detached Eddy Si-
mulation*), stanowiąca modyfikację metody RANS poprzez włączenie metody
LES w obszarach, w których poziom zgęszczenia siatki jest odpowiedni dla me-
tody LES. Tak więc w obszarach przyściennych, gdzie skala liniowa przepływu
turbulentnego jest mała w porównaniu z rozmiarem oczka siatki obliczeniowej,
schemat pozostaje przy metodzie RANS, natomiast z dala od ścianki, gdzie skala
liniowa przepływu turbulentnego jest większa niż rozmiar oczka siatki, włącza-
ny jest schemat odpowiadający metodzie LES. Początkowo metoda DES została
określona dla jednorównaniowego modelu turbulencji (Spalart i in. [325]), na-
stępnie dla modelu dwurównaniowego $k-\omega$ SST (Strelets [326]) poprzez mody-
fikację skali długości w członie destrukcyjnym w równaniu transportu energii
kinetycznej turbulencji

$$l = \min[l_{RANS}, \Delta_{DES}], \quad (251)$$

gdzie

$$l_{RANS} = k^{1/2}/\beta\omega, \quad \Delta_{DES} = C_{DES}\Delta, \quad (252)$$

a Δ jest wielkością filtru LES, C_{DES} – stałą. Metoda ta został później udoskona-
lony do postaci DDES (ang. *Delayed Detached Eddy Simulation*) w pracy Spa-
larta i in. [327] w następujący sposób:

$$l = l_{RANS} - f_d \max[0, l_{RANS} - \Delta_{DES}], \quad (253)$$

gdzie f_d jest funkcją ekranującą

$$f_d = 1 - \tanh\left[\left(C_{fd} r_d\right)^3\right], \quad r_d = \frac{\mu + \mu_t}{\rho(kd)^2 \max\left(\sqrt{\frac{\partial u_i \partial u_i}{\partial x_j \partial x_j}}, 10^{-10}\right)}. \quad (254)$$

przy czym C_{fd} jest równe 8, a r_d przyjmuje wartość bliską jedności w podwarstwie lepkiej i logarytmicznej warstwy przyściennej i zmierza asymptotycznie do zera na jej granicy.

W pracy Shura i in. [328] przedstawiono kolejną modyfikację metody hybrydowej o nazwie WMLES (ang. *Wall Modelled Large Eddy Simulation*), która zapewnia rozwiązanie LES w 80÷90% warstwy przyściennej, natomiast rozwiązanie RANS dotyczy jedynie pozostałej wewnętrznej części warstwy przyściennej. W tej metodzie skala długości występująca w członie destrukcyjnym w równaniu transportu energii kinetycznej turbulencji przyjmuje postać

$$l = f_\beta (1 + f_e) l_{RANS} + (1 - f_\beta) \Delta_{DES}, \quad (255)$$

przy czym funkcja sklejaąca f_β ma postać

$$f_\beta = \min[2\exp(-9\alpha^2), 1], \quad \alpha = 0.25 - d/\Delta \quad (256)$$

i zmienia się od 0 dla metody LES do 1 dla metody RANS w odległości od ścianki od 0.5Δ do Δ . Druga empiryczna funkcja f_e zapewnia utrzymanie odpowiedniej wartości naprężeń Reynoldsa w obszarze interfejsu RANS / LES i przyjmuje postać

$$f_e = \max[(f_{e1} - 1), 0] \Psi f_{e2}, \quad f_{e1} = \begin{cases} 2 \exp(-11.09a^2), & a \geq 0 \\ 2 \exp(-9a^2), & a < 0 \end{cases}, \quad (257)$$

$$f_{e2} = 1 - \max\left\{\tanh\left[\left(c_l^2 r_{dt}\right)^3\right], \tanh\left[\left(c_l^2 r_{dl}\right)^{10}\right]\right\}, \quad (258)$$

przy czym Ψ jest współczynnikiem korekcyjnym, r_{dl} i r_{dt} są częścią laminarną i turbulentną we wzorze (254), c_l i c_t są stałymi.

2.6. Własności termodynamiczne czynnika

W maszynach cieplnych przyjmuje się często założenie, że czynnikiem roboczym jest gaz doskonały termicznie i kalorycznie, który można opisać następującymi zależnościami, np. Wiśniewski [329], Perycz [1], Puzyrewski [2]:

$$p = R\rho T, \quad h = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p}{\rho} + \text{const}, \quad s = c_v \ln T - R \ln \rho + \text{const},$$

$$R = c_p - c_v, \quad \kappa = c_p / c_v, \quad c_p, c_v, R, \kappa = \text{const}. \quad (259)$$

Powyższy model wymaga określenia stałych wiążących parametry termodynamiczne, czyli indywidualnej stałej gazowej R oraz stosunku ciepła właściwych κ , które to wielkości pozostają niezmiennie w całym obszarze obliczeniowym. O ile obszar zmienności parametrów termodynamicznych nie jest zbyt szeroki (tzn. o ile wartość stosunku ciśnienia na wylocie z obszaru obliczeniowego do ciśnienia na wlocie nie jest zbyt mała, co często zdarza się w konfigu-

racji wielostopniowej), należy się spodziewać w miarę wiarygodnego rozkładu parametrów w rozwiązaniu.

Stosowanie modelu (259) wydaje się być uzasadnione w przypadku jedno-składnikowego jednofazowego przepływu pary przegrzanej, który ma miejsce w części wysokoprężnej turbin parowych. Model ten w ogólności słabo nadaje się do obliczeń przepływu w części niskoprężnej turbin parowych, szczególnie przy ekspansji pary przekraczającej linię nasycenia, gdzie para zmienia w sposób gwałtowny swoje własności. Pozostając na gruncie równania stanu gazu doskonałego, przez dłuższy czas w obliczeniach zadowalano się składaniem rozwiązań z obliczeń jednostopniowych, przy czym wartości indywidualnej stałej gazowej i stosunku ciepła właściwych zmieniano ze stopnia na stopień. Jednakże nawet takie jednostopniowe podejście nie gwarantuje dobrej jakości rozwiązań w obszarze pary mokrej, gdzie w rzeczywistości następuje kondensacja fazy parowej. Ponadto traci się w ten sposób możliwości, jakie dają obliczenia wielostopniowe, czyli naturalne przekazywanie parametrów przepływu pomiędzy wieńcami pozwalające na kontynuację procesów entropowych zapoczątkowanych w danym wieńcu, w obszarze wieńców położonych w dół przepływu.

Alternatywnie do gazu doskonałego termicznie i kalorycznie rozważa się także przypadek gazu doskonałego termicznie, niedoskonałego kalorycznie zaimplementowany w programie FLOWER [30]. Modyfikacja taka polega na uzmiennieniu wartości ciepła właściwych c_v , c_p jako liniowych funkcji temperatury dobranych tak, że indywidualna stała gazowa R nie zmienia się w obszarze przepływu, Hodge i Konig [330], Rusanov i in. [331]:

$$p = R\rho T, \quad h = c_{v0}T + \frac{1}{2}c_v^t T^2 + \frac{p}{\rho} + \text{const}, \quad s = c_{v0} \ln T - R \ln \rho + c_v^t T + \text{const},$$

$$c_v(T) = c_{v0} + c_v^t T, \quad c_p(T) = R + c_v(T),$$

$$R = \text{const}, \quad c_{v0}, c_v^t = \text{const}, \quad c_v^t \neq 0. \quad (260)$$

Współczynniki c_{v0}, c_v^t należy wyznaczać indywidualnie dla każdego obliczenia na podstawie wartości wlotowych i wylotowych ciśnienia, temperatury i entalpii. Jak pokazano w pracy Rusanova i in. [331] model taki okazuje się przydatny do obliczeń wielostopniowych, także w części niskoprężnej dla uzyskania globalnych charakterystyk grupy stopni. Szczegółowa weryfikacja eksperymentalna obliczeń części niskoprężnej turbiny o mocy 370 MW w oparciu o model gazu doskonałego termicznie, niedoskonałego kalorycznie znajduje się w pracy [332].

Obok równania gazu doskonałego wykorzystuje się także równanie Tammanna stosowane w programie FLOWER [30]

$$p + p_0 = R\rho T, \quad (261)$$

gdzie p_0 jest ciśnieniem początkowym oraz równanie Van der Waalsa

$$(p + a/v^2)(v - b) = RT, \quad (262)$$

gdzie a jest stałą uwzględniającą oddziaływanie wzajemne między cząsteczkami gazu (cząsteczki gazu przyciągają się, w wyniku czego rzeczywiste ciśnienie gazu na ścianki naczynia jest mniejsze niż w przypadku, gdyby tego oddziaływania nie było), natomiast b jest stałą uwzględniającą skończone rozmiary cząsteczek, Wiśniewski [329],.

W pracach Chmielniaka i in. [333] oraz Wróblewskiego [334] wykorzystano równania stanu z trzema współczynnikami wirialnymi dla pary przegrzanej i przechłodzonej

$$pv/RT = 1 + B(T)p + C(T)p^2 + D(T)p^3, \quad (263)$$

podczas gdy w pracach Dykasa [335], Dykasa i in. [336] postulują wykorzystanie równania stanu w postaci

$$pv/RT = A(T) + B(T)/v. \quad (264)$$

Współczynniki wirialne są jedynie funkcjami temperatury i mogą być wyznaczone na podstawie aproksymacji własności wody i pary IAPWS'97. Jednak koszty obliczeniowe solwera opartego na równaniu wirialnym wzrastają kilkakrotnie w porównaniu do solwera opartego na równaniu stanu gazu doskonałego. W pracach [333–336] wraz z podstawowym układem równań rozwiązuje się dodatkowe równania różniczkowe dla określenia dynamiki formowania się fazy ciekłej – są to równania opisujące zmiany koncentracji kropeł i stopnia zawilgożenia pary wyprowadzone na gruncie klasycznej teorii kondensacji.

Dość obszerny przegląd równań stanu i przykłady ich zastosowań, m.in. w dziedzinie maszyn wirnikowych, przepływów ze spalaniem, przepływów kriogenicznych i innego rodzaju przepływów przemysłowych można znaleźć w pracach Sullivana [337], Aungiera [338] oraz Cravero i Satty [339]. Poza równaniami stanu w postaci analitycznej, stosowane są także różnorodne techniki aproksymacji krzywych opisujących stabilizowane parametry termodynamiczne rzeczywistych czynników roboczych. Ograniczając się w pierwszej kolejności do pary wodnej jako czynnika rzeczywistego należy wspomnieć o pracy Sturmayera i Hirscha [340], którzy korzystają z aproksymacji własności pary na podstawie tablic IAPWS-95 [341] i proponują model „opóźnienia kondensacji”. W modelu tym w uzupełnieniu do układu równań Eulera, rozwiązuje się dodatkowe skalarnie równanie konwekcji/dyfuzji dla pewnego parametru przesunięcia punktu kondensacji, który jest miarą opóźnienia w przejściu ze stanu metastabilnego pary suchej przechłodzonej do pary mokrej w stanie równowagi termodynamicznej, z chwilą osiągnięcia odpowiedniego poziomu przechłodzenia. W pracy Bohna i in. [342] rozważa się zagadnienie homogenicznej i heterogenicznej kondensacji pary wodnej w układzie łopatkowym z wykorzystaniem tablic IAPWS-97 [343].

Dla uwzględnienia własności gazu rzeczywistego w odniesieniu do różnych czynników roboczych stosowanych w turbinach parowych, gazowych i ORC w programie Ansys Fluent [28], Ansys CFX [29] oraz IPMFlow [31] przeprowadza się aproksymację parametrów termodynamicznych czynników określo-

nych w tablicach IAPWS oraz NIST REFPROP [344]. W programie IPMFlow tablice parametrów termodynamicznych aproksymuje się wykorzystując równanie stanu Helmholtza oraz zmodyfikowane równanie stanu Benedicta-Webba-Rubina (mBWR), np. o 32 członach, Rusanov i in. [345]

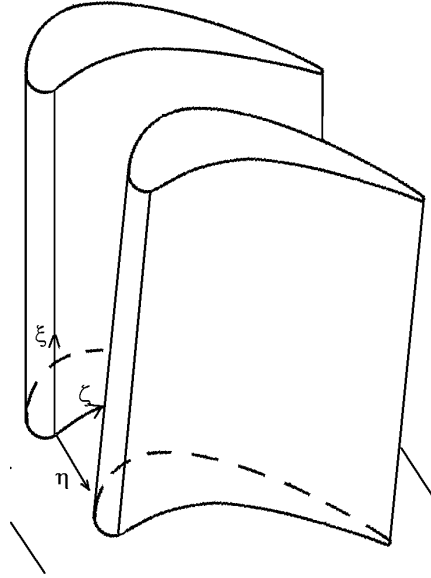
$$\begin{aligned}
 P = & \rho RT + \rho^2 \left[G(1)T + G(2)T^{1/2} + G(3) + \frac{G(4)}{T} + \frac{G(5)}{T^2} \right] + \\
 & + \rho^3 \left[G(6)T + G(7) + \frac{G(8)}{T} + \frac{G(9)}{T^2} \right] + \rho^4 \left[G(10)T + G(11) + \frac{G(12)}{T} \right] + \rho^5 [G(13)] + \\
 & + \rho^6 \left[\frac{G(14)}{T} + \frac{G(15)}{T^2} \right] + \rho^7 \left[\frac{G(16)}{T} \right] + \rho^8 \left[\frac{G(17)}{T} + \frac{G(18)}{T^2} \right] + \rho^9 \left[\frac{G(19)}{T^2} \right] + \\
 & + \rho^3 \left[\frac{G(20)}{T^2} + \frac{G(21)}{T^3} \right] \exp(\gamma \rho^2) + \rho^5 \left[\frac{G(22)}{T^2} + \frac{G(23)}{T^4} \right] \exp(\gamma \rho^2) + \quad (265) \\
 & + \rho^7 \left[\frac{G(24)}{T^2} + \frac{G(25)}{T^3} \right] \exp(\gamma \rho^2) + \rho^9 \left[\frac{G(26)}{T^2} + \frac{G(27)}{T^4} \right] \exp(\gamma \rho^2) + \\
 & + \rho^{11} \left[\frac{G(28)}{T^2} + \frac{G(29)}{T^3} \right] \exp(\gamma \rho^2) + \rho^{13} \left[\frac{G(30)}{T^2} + \frac{G(31)}{T^3} + \frac{G(32)}{T^4} \right] \exp(\gamma \rho^2),
 \end{aligned}$$

gdzie $G(\cdot)$ są stałymi wymiarowymi modelu mBWR. Takie sformułowanie równania stanu pozwala na rozwiązanie pełnego układu przepływowego wielostopniowego w całym kadłubie turbiny (lub w całej turbinie, np. ORC) w szerokim zakresie zmienności parametrów – ciśnień i temperatur, w szerokim zakresie spadku entalpii. Weryfikacji eksperymentalnej modelu mBWR32 w odniesieniu do przepływu w części niskoprężnej turbiny parowej oraz w turbinach ORC pracujących na różnych czynnikach roboczych poświęcona jest praca Rusanova i in. [346].

2.7. Rozwiązanie numeryczne

Transformacja układu współrzędnych

Kanały międzyłopatkowe turbin charakteryzują się znaczną krzywizną ograniczeń zewnętrznych i linii prądu przepływu głównego. Dla ułatwienia budowy strukturalnej siatki obliczeniowej i poprawienia własności schematu numerycznego przeprowadza się transformację kartezjańskiego układu współrzędnych (x, y, z) do układu współrzędnych krzywoliniowego (ξ, η, ζ) – $\xi = \xi(x, y, z)$, $\eta = \eta(x, y, z)$, $\zeta = \zeta(x, y, z)$, związanego z geometrią układu łopatkowego i obracającego się wraz z nim z prędkością kątową Ω , gdzie ξ jest współrzędną wzdłuż wysokości łopatki, η – w poprzek kanału łopatkowego, ζ – wzdłuż przepływu, rys. 43.



Rys. 43. Krzywoliniowy układ współrzędnych związany z geometrią układu łopatkowego

Układ równań Naviera-Stokesa w uśrednieniu Reynoldsa opisujący turbulentny przepływ gazu lepkiego i ściśliwego w krzywoliniowym układzie współrzędnych zapisać można w następującej formie macierzowej (postać ta stosowana jest w programie FlowER – Yershov [347], Rusanov [348]):

$$\frac{\partial QJ}{\partial t} + \frac{\partial(\hat{E} - \hat{E}_v)}{\partial \xi} + \frac{\partial(\hat{F} - \hat{F}_v)}{\partial \eta} + \frac{\partial(\hat{G} - \hat{G}_v)}{\partial \zeta} = HJ, \quad (266)$$

gdzie J jest wyznacznikiem odwrotnej macierzy Jacobiego przekształcenia układu współrzędnych

$$J^{-1} = \det \begin{bmatrix} \xi_x & \eta_x & \zeta_x \\ \xi_y & \eta_y & \zeta_y \\ \xi_z & \eta_z & \zeta_z \end{bmatrix} = \det \begin{bmatrix} \partial \xi / \partial x & \partial \eta / \partial x & \partial \zeta / \partial x \\ \partial \xi / \partial y & \partial \eta / \partial y & \partial \zeta / \partial y \\ \partial \xi / \partial z & \partial \eta / \partial z & \partial \zeta / \partial z \end{bmatrix}, \quad (267)$$

Q jest wektorem zmiennych zachowawczych, H jest wektorem źródłowym, $\hat{E}, \hat{F}, \hat{G}$ są wektorami strumieni konwekcyjnych, a $\hat{E}_v, \hat{F}_v, \hat{G}_v$ wektorami strumieni dyfuzyjnych w układzie krzywoliniowym, związanymi z wektorami strumieni E, F, G, E_v, F_v, G_v w układzie kartezjańskim poprzez:

$$\begin{aligned} \hat{E} &= J(E\xi_x + F\xi_y + G\xi_z), & \hat{E}_v &= J(E_v\xi_x + F_v\xi_y + G_v\xi_z), \\ \hat{F} &= J(E\eta_x + F\eta_y + G\eta_z), & \hat{F}_v &= J(E_v\eta_x + F_v\eta_y + G_v\eta_z), \\ \hat{G} &= J(E\zeta_x + F\zeta_y + G\zeta_z), & \hat{G}_v &= J(E_v\zeta_x + F_v\zeta_y + G_v\zeta_z). \end{aligned} \quad (268)$$

Wektory $Q, E, F, G, E_v, F_v, G_v, H$ wyrażają się wzorami

$$\begin{aligned}
 Q &= \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ h^* \rho \end{bmatrix}; \quad E = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho uw \\ (h^* \rho + p)u \end{bmatrix}; \quad F = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ \rho vw \\ (h^* \rho + p)v \end{bmatrix}; \quad G = \begin{bmatrix} \rho w \\ \rho uw \\ \rho vw \\ \rho w^2 + p \\ (h^* \rho + p)w \end{bmatrix}; \\
 E_v &= \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xz} \\ u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + w\tau_{xz} - q_x \end{bmatrix}; \quad F_v = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} \\ \tau_{yz} \\ u\tau_{xy} + v\tau_{yy} + w\tau_{yz} - q_y \end{bmatrix}; \quad (269) \\
 G_v &= \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xz} \\ \tau_{yz} \\ \tau_{zz} \\ u\tau_{xz} + v\tau_{yz} + w\tau_{zz} - q_z \end{bmatrix}; \quad H = \begin{bmatrix} 0 \\ 2\rho v\Omega + \rho\Omega^2 r_x \\ -2\rho u\Omega + \rho\Omega^2 r_y \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix};
 \end{aligned}$$

przy czym

$$h^* = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} + \frac{u^2 + v^2 + w^2 - \Omega^2 r^2}{2} + const, \quad q_i = -(\lambda + \lambda_T) \frac{\partial T}{\partial x_i}, \quad (270)$$

$$\tau_{ij} = 2\mu(S_{ij} - S_{nn}\delta_{ij}/3) + 2\mu_T(S_{ij} - S_{nn}\delta_{ij}/3) - 2\rho k\delta_{ij}/3. \quad (271)$$

Symbole p, ρ, u, v, w oznaczają ciśnienie, gęstość oraz składowe prędkości, ponadto r – promień (odległość od osi obrotu), h^* – rotalpia, q_i – strumień ciepła, τ_{ij} – tensor naprężeń całkowitych, S_{ij} – tensor prędkości deformacji, k – energia kinetyczna turbulencji.

Warunki brzegowe

Układ równań Naviera-Stokesa (266) jest układem typu hiperboliczno-parabolicznego względem czasu i zmiennych przestrzennych. Rozwiązanie takiego układu jest w ogólności zagadnieniem z warunkami początkowymi i brzegowymi. Jeśli istnieją przesłanki, aby przypuszczać, że rozwiązanie osiągnie stan stacjonarny lub będzie miało charakter periodyczny, rozwiązanie takie będzie niezależne od przyjętych warunków początkowych. Warunki początkowe mają w tym wypadku jedynie charakter początkowego przybliżenia rozwiązania,

lecz sposób zadawania przybliżenia początkowego może mieć istotny wpływ na szybkość zbieżności algorytmu do rozwiązania końcowego.

Znacznie bardziej złożony charakter ma zagadnienie stawiania warunków brzegowych. Dotyczy to zarówno warunków na powierzchniach stałych (ściankach), jak i na powierzchniach kontrolnych (wlot, wylot). O ile zadawanie warunków brzegowych dla układu równań typu hiperbolicznego (równania Eulera) jest stosunkowo dobrze rozpoznane i opanowane (Hirsch [37], Godunov i in. [349], Chmielniak [35], Dykas i Wróblewski [350]), o tyle w przypadku układu równań hiperboliczno-parabolicznych określenie warunków brzegowych opiera się z jednej strony na przesłankach natury fizycznej, z drugiej zaś na analogii do układu równań hiperbolicznych.

W przypadku przepływu trójwymiarowego rozwiązanie układu równań (266) wymaga postawienia czterech fizycznych warunków brzegowych na omywanych ściankach (Chmielniak [35], Yershov [347]). Są to: warunek braku poślizgu i nieprzenikliwości ścianki (zerowej prędkości względnej przepływu wobec ścianki), co daje trzy fizyczne warunki brzegowe

$$u = v = w = 0, \quad (272)$$

i zerowy strumień ciepła na ścianie adiabatycznej jako czwarty fizyczny warunek brzegowy

$$\partial T / \partial n = 0. \quad (273)$$

Jako dodatkowy numeryczny warunek brzegowy, ciśnienie na ścianie wyznacza się na podstawie ekstrapolacji wartości z wnętrza obszaru, albo na podstawie warunku $\partial p / \partial n = 0$, który pozostaje spełniony dla cienkich warstw przyscienionych w przepływie o dużej liczbie Reynoldsa.

Przy określeniu warunków brzegowych na powierzchniach kontrolnych typu wlot i wylot dla rozwiązania układu równań (266) wykorzystuje się analogię do układu równań Eulera dla przepływu nielepkiego (Chmielniak [35], Yershov [347]). W przypadku układu równań hiperbolicznych określenie fizycznych warunków brzegowych wynika bezpośrednio z teorii charakterystyk zastosowanej do tzw. postaci charakterystycznej równania Eulera, a liczba fizycznych warunków brzegowych wymaganych na przenikliwym brzegu obszaru obliczeniowego zależy od ilości charakterystyk skierowanych do wnętrza obszaru, czyli niosących informację do wnętrza (Dykas i Wróblewski [350]). Pozostałe informacje niesione wzdłuż charakterystyk z wnętrza obszaru w kierunku brzegu stanowią część rozwiązania. Określa się je zatem jako dodatkowe numeryczne warunki brzegowe, zwykle w formie ekstrapolacji wartości z wnętrza na brzeg. Liczba fizycznych warunków brzegowych w przekroju wlotowym lub wylotowym jest uzależniona od relacji wartości prędkości normalnej do brzegu względem lokalnej prędkości dźwięku. W trójwymiarowym przepływie poddźwiękowym ($u_n < a$) cztery charakterystyki skierowane są do wnętrza obszaru, jedna zaś na zewnątrz. W tym przypadku na wlocie obowiązują cztery fizyczne warunki brzegowe, na wylocie zaś jeden warunek fizyczny. W trójwymiarowym prze-

plywie naddźwiękowym ($u_n > a$) wszystkie charakterystyki skierowane są do wnętrza obszaru. W tym przypadku na wlocie obowiązuje pięć fizycznych warunków brzegowych, nie ma fizycznego warunku brzegowego na wylocie – wartości wszystkich parametrów na wylocie są wynikowe i ekstrapoluje się je z wnętrza obszaru.

Wybór wielkości dla fizycznych warunków brzegowych zadawanych na powierzchniach wlotowych i wylotowych charakteryzuje się, nazwijmy to, „dość ograniczoną dowolnością”. Z punktu widzenia zbieżności schematu numerycznego wydaje się, że najlepiej wykorzystać w tym celu wielkości przenoszone wzdłuż charakterystyk, tzn. zmienne charakterystyczne. Wielkości te jednak przeważnie nie są znane. Powszechnie uważa się, że dobrze postawione fizyczne warunki brzegowe dla przepływu ściśliwego opisywanego układem równań (266) zawierają następujące wielkości:

- w przypadku przepływu poddźwiękowego: ciśnienie całkowite, temperaturę całkowitą i dwa kąty określające kierunek przepływu na wlocie oraz ciśnienie statyczne na wylocie, tj.

$$\text{wlot} - p_{0T}, T_{0T}, \alpha, \gamma, \quad \text{wylot} - p_2; \quad (274)$$

- w przypadku przepływu naddźwiękowego: ciśnienie całkowite, ciśnienie statyczne, temperaturę całkowitą i dwa kąty przepływu na wlocie, tj.

$$\text{wlot} - p_{0T}, p_0, T_{0T}, \alpha, \gamma. \quad (275)$$

W kanale międzyłopatkowym stopnia turbinowego zadaje się zwykle rozkład wzdłuż wysokości kanału powyższych wielkości, a kierunki strumienia określa się w płaszczyźnie merydionalnej i obwodowej. W odniesieniu do warunku brzegowego na wylocie ze stopnia, często zadaje się wartość ciśnienia statycznego na średnicy podziałowej, przy czym rozkład promieniowy wyznacza się z uproszczonego bilansu pędu ($1/\rho \cdot dp/dr = Cu^2/r$ (zwanego potocznie równaniem równowagi promieniowej)). Założone warunki brzegowe na wlocie i wylocie określają spadek ciśnienia w stopniu. Masowe natężenie przepływu przez stopień jest wówczas wielkością wynikową. Warunki brzegowe typu wlot/wylot dla obliczeń CFD stopnia turbinowego (grupy stopni) pozyskuje się zwykle z obliczeń programami przepływowymi „niższego szczebla”. Jednym z takich programów jest bilans cieplno-przepływowy 0D grupy stopni turbinowych TUR-96 (Błażko i Lidke [351], Gardzilewicz [16]).

Powierzchnie periodyczności przepływu używane w obliczeniach jednokanałowych nie wymagają fizycznych warunków brzegowych. Realizacja warunków numerycznych prostej periodyczności przestrzennej polega na zapewnieniu równości parametrów przepływu na granicach. W przepływie niestacjonarnym stosuje się także warunki uogólnionej periodyczności czasowo-przestrzennej, o których będzie mowa w dalszej części tego rozdziału. Z kolei na powierzchniach symetrii przepływu, które można zastosować np. w modelowych palisadach prostoliniowych, warunkiem fizycznym jest $u_n = 0$ (analogicznie jak dla ścianki nieprzenikliwej w przepływie nielepkim, tzn. ścianki z poślizgiem). Jako

numeryczne warunki brzegowe przyjmuje się zerowe strumienie pozostałych zmiennych przez powierzchnię symetrii przepływu.

Określenia warunków brzegowych wymagają także równania różniczkowe opisujące stosowane modele turbulencji. Zagadnienie ma charakter indywidualny, o ile nie w odniesieniu do każdego modelu turbulencji z osobna, to przynajmniej w odniesieniu do poszczególnych grup modeli, i jest dość złożone nawet dla modeli jednorównaniowych lub dwurównaniowych. Od przyjętych wartości charakteryzujących turbulencję przepływu na wlocie i na ściankach może istotnie zależeć ostateczna postać rozwiązania. Na wylocie stosuje się ekstrapolację wartości z poprzedzających komórek. Najbardziej popularne metody określenia wartości parametrów turbulencji na wlocie polegają na zadaniu stosunku lepkości turbulentnej do molekularnej μ_T/μ , ewentualnie liniowej skali turbulencji l (rozmiaru dużych wirów) oraz poziomu turbulencji wlotowej Tu . Wartości wlotowe k, ε, ω w odpowiednich modelach dwurównaniowych można określić jako:

$$k = 3/2 (U Tu)^2, \quad (276)$$

$$\varepsilon = C_\mu^{3/4} \frac{k^{3/2}}{l} \quad \text{lub} \quad \varepsilon = \rho C_\mu \frac{k^2}{\mu_l} \left(\frac{\mu_T}{\mu} \right)^{-1}, \quad (277)$$

$$\omega = \frac{k^{1/2}}{\beta^* l} \quad \text{lub} \quad \omega = \rho \frac{k}{\mu_l} \left(\frac{\mu_T}{\mu} \right)^{-1}. \quad (278)$$

Stosunek μ_T/μ pozostaje proporcjonalny do turbulentnej liczby Reynoldsa (np. $\mu_T/\mu = C_\mu f_\mu Re_T$ w modelu $k-\varepsilon$), która w obszarze warstwy przyściennej lub wirowej warstwy swobodnej może sięgać wartości 10^3 , w przepływie swobodnym jest o kilka rzędów niższa. Sugeruje się, aby zmieniać wartość wlotową μ_T/μ w granicach od 1 do 10. Z kolei wielkość l w rozwiniętym przepływie rurowym określa się jako $l = 0,07D$ (D – średnica rury). Wielkość tę w przepływie w kanale łopatkowym można związać w podobny sposób z wysokością kanału, z szerokością warstwy przyściennej lub z szerokością śladu spływowego z poprzedniego wieńca.

W modelu RSM dla oszacowania wlotowych wartości składowych tensora naprężeń (przy założeniu turbulencji izotropowej na wlocie) stosuje się wyrażenie

$$\overline{\rho u_i'' u_j''} = \begin{cases} 2/3 \rho k, & i = j \\ 0, & i \neq j \end{cases}. \quad (279)$$

Zachowanie parametrów charakteryzujących turbulencję w pobliżu ścianek stanowi przeważnie jeden z elementów konkretnego modelu turbulencji. Przyjmuje się, że na ściance lepkość turbulentna μ_T i energia kinetyczna turbulencji k dążą do zera. Wartości szybkości dysypacji ε i składowych tensora naprężeń

Reynoldsa na ścianie wyznaczone są z konkretnych postaci funkcji tłumiących występujących w modelu. W modelu $k-\omega$ wykorzystuje się asymptotyczną relację na ω (Yershov [347])

$$\omega = 60\mu_w/\rho_w\beta y^2. \quad (280)$$

Metoda objętości skończonych

Jedną z ważniejszych metod dyskretyzacji układu równań podstawowych w dziedzinie numerycznej mechaniki płynów jest metoda objętości skończonych, np. Ferziger i Peric [352], Chmielniak [35]. Metoda objętości skończonych odwołuje się do całkowitej postaci układu równań (266), którą zapiszemy tu dla pojedynczej komórki $\phi_{i,j,k}$

$$\iiint_{\phi_{i,j,k}} \frac{\partial QJ}{\partial t} d\phi + \iiint_{\phi_{i,j,k}} \left[\frac{\partial(\hat{E} - \hat{E}_v)}{\partial \xi} + \frac{\partial(\hat{F} - \hat{F}_v)}{\partial \eta} + \frac{\partial(\hat{G} - \hat{G}_v)}{\partial \zeta} \right] d\phi = \iiint_{\phi_{i,j,k}} JH d\phi. \quad (281)$$

Po zastosowaniu twierdzenia Gaussa-Ostrogradskiego do drugiej całki oraz twierdzenia o wartości średniej można uzyskać następującą postać różnicową układu równań podstawowych, będącą równocześnie zapisem jawnej względem czasu metody numerycznej całkowania układu

$$\begin{aligned} \delta Q_{i,j,k}^n &= Q_{i,j,k}^{n+1} - Q_{i,j,k}^n = \Delta t H_{i,j,k}^{n+1/2} - \frac{\Delta t}{(\Delta \xi \Delta \eta \Delta \zeta J)_{i,j,k}} \times \\ &\times \left\{ \left[(\hat{E} - \hat{E}_v)^n \Delta \eta \Delta \zeta \right]_{i+1/2,j,k} - \left[(\hat{E} - \hat{E}_v)^n \Delta \eta \Delta \zeta \right]_{i-1/2,j,k} + \right. \\ &+ \left[(\hat{F} - \hat{F}_v)^n \Delta \xi \Delta \zeta \right]_{i,j+1/2,k} - \left[(\hat{F} - \hat{F}_v)^n \Delta \xi \Delta \zeta \right]_{i,j-1/2,k} + \\ &+ \left. \left[(\hat{G} - \hat{G}_v)^n \Delta \xi \Delta \eta \right]_{i,j,k+1/2} - \left[(\hat{G} - \hat{G}_v)^n \Delta \xi \Delta \eta \right]_{i,j,k-1/2} \right\} \end{aligned} \quad (282)$$

gdzie symbole i,j,k indeksują środki komórek siatki strukturalnej, symbole $i\pm 1/2$, $j\pm 1/2$, $k\pm 1/2$ dotyczą środków ścian; indeks górny n oznacza kolejne chwile czasu, Δt – krok czasowy.

Dyskretyzacja strumieni konwekcyjnych

Najistotniejszy wpływ na dokładność metody numerycznej ma sposób aproksymacji pochodnych konwekcyjnych. Z analizy literatury i z dyskusji autora z badaczami zajmującymi się implementacją różnorodnych schematów numerycznych należy wnioskować, że można zbudować dokładny i niezawodny schemat numeryczny zarówno przy użyciu różnic centralnych jak i pod prąd (ang. *upwind*). Spośród schematów drugiego rzędu dokładności opartych na różnicach centralnych duże znaczenie odegrały schematy z rodziny Laxa-Wendroffa, np. oryginalny jawny schemat Laxa i Wendroffa [353] lub jawny schemat typu predictor – corrector McCormacka [354]. W powyższych schematach dyskretyzacja przestrzenna jest sprzężona z dyskretyzacją w czasie. Schematy te jednakże są

niemonotoniczne, tj. generują нефизyczne oscylacje parametrów przepływu w obszarach silnych gradientów (nieciągłości) i wymagają indywidualnego doboru korekcyjnych członów dysypacyjnych, co uwzględniają schematy opracowane m.in. przez Jamesona i in. [355] oraz Pulliama [356]. Istotny jest taki dobór członów dysypacyjnych, aby ich wpływ w obszarze rozwiązania ciągłego był minimalny. Metody powyższego typu stosowane są w wielu (szczególnie pionierskich, choć także współczesnych) kodach numerycznych z dziedziny maszyn wirnikowych, np. Dentona [357] oraz Dawesa [358].

Istotą schematów typu upwind jest konstrukcja ilorazów różnicowych w kierunku rozprzestrzeniania się zaburzeń. Dzięki temu schematy typu upwind mają w sposób naturalny wbudowaną lekkość numeryczną i pozostają stabilne bez dodatkowych członów tłumiących. Podstawowymi metodami dyskretyzacji typu upwind są metody rozdziału strumieni na kierunki charakterystyczne – ang. *flux vector splitting* (Steger i Warming [359], van Leer [360]) oraz metoda rozdziału różnic strumieni – ang. *flux difference splitting*, z której korzystają schematy należące do rodziny Godunowa. Ogólna postać tych ostatnich schematów jest następująca:

$$\hat{E}_{i+1/2} = (\hat{E}_i + \hat{E}_{i+1})/2 - |A_{i+1/2}|(Q_{i+1} - Q_i). \quad (283)$$

Poszczególne schematy różnią się sposobem określania macierzy A na ścianie komórki. Różne jej formy można znaleźć w schematach pierwszego rzędu dokładności Godunowa (Godunov i in. [349]), Roe [361] i Oshera [362]. Wykorzystuje się przy tym zwykle przybliżone analityczne rozwiązanie zagadnienia Riemanna, tj. zagadnienia rozpadu nieciągłości, które polega na wyznaczeniu wartości strumieni konwekcyjnych na ścianie komórki przy danych wartościach parametrów przepływu z lewej i prawej strony ścianki $Q_{i+1/2}^L$, $Q_{i+1/2}^R$. Rozwiązanie tego zagadnienia, które można znaleźć w pracy Godunova i in. [349], Yershova [347] i Chmielniaka [35], uwzględnia przypadki wystąpienia w przepływie powierzchni nieciągłości, fali uderzeniowej i fali rozrzedzeniowej. Obszerny przegląd schematów numerycznych metody objętości skończonych zawierają prace Chmielniaka [35], Wróblewskiego [363] oraz Badura i Ochrymiuka [364].

Schematy typu upwind pierwszego rzędu zachowują monotoniczność, lecz z uwagi na dużą lekkość numeryczną charakteryzują się nadmierną dysypatywnością w obszarach dużych gradientów parametrów, co powoduje m.in. rozmywanie powierzchni nieciągłości i fal uderzeniowych. Schematy pierwszego rzędu zwykle wykorzystywane są w początkowej fazie obliczeń w celu stabilizacji procesu obliczeniowego, po czym przechodzi się na schematy wyższego rzędu dokładności. W odróżnieniu od schematów pierwszego rzędu, gdzie wartości brzegowe dla zagadnienia Riemanna brane są ze środków komórek $Q_{i+1/2}^L = Q_i$, $Q_{i+1/2}^R = Q_{i+1}$ (zakłada się, że wartości parametrów są stałe w komórce), w schematach wyższego rzędu stosuje się ekstrapolację wartości parametrów z węzłów na brzeg komórki. Schematy takie są znacznie bardziej złożone i wymagają większych nakładów obliczeniowych. Do schematów takich należą m.in.

algorytmy Kolgana [365], TVD (van Leer [366], Harten [367], Chakravarthy i in. [368]), ENO (Harten i Osher [369], Harten i in. [370], Shu i Osher [371], Yershov [372]) oraz WENO (Liu i in. [373], Jiang i Shu [374], Wang i Chen [375]).

Schematy TVD (ang. *total variation diminishing*). Schematy te charakteryzują się z definicji nierosnącą globalną wariancją rozwiązania, posiadają dużą niezawodność i przewyższają dokładnością schematy pierwszego rzędu. Przeważnie są (co najmniej) drugiego rzędu dokładności w obszarach rozwiązania ciągłego. Przykładowa rodzina schematów TVD ma postać:

$$Q_{i+1/2}^L = Q_i + \frac{1-k}{4} \min\text{mod}(\Delta_i Q, \beta \Delta_{i+1} Q) + \frac{1+k}{4} \min\text{mod}(\Delta_{i+1} Q, \beta \Delta_i Q),$$

$$Q_{i+1/2}^R = Q_{i+1} - \frac{1-k}{4} \min\text{mod}(\Delta_{i+2} Q, \beta \Delta_{i+1} Q) - \frac{1+k}{4} \min\text{mod}(\Delta_{i+1} Q, \beta \Delta_{i+2} Q),$$
(284)

gdzie

$$\beta = \frac{3-k}{1-k}, \quad \Delta_i Q = Q_i - Q_{i-1},$$

$$\min\text{mod}(a, b) = \text{sign}(a) \max\{0, \min[|a|, b \text{sign}(a)]\}. \quad (285)$$

Schematy typu upwind drugiego rzędu dokładności otrzymuje się np. przy założeniu $k = -1$, trzeciego rzędu dokładności przy $k = 1/3$. Schematy te jednakże degenerują się do pierwszego rzędu dokładności w obszarach silnych gradientów parametrów, co prowadzi do zwiększenia udziału lepkości numerycznej w rozwiązaniu (Yershov [372]).

Schematy ENO (ang. *essentially non-oscillatory*). Są to według definicji schematy quasi-monotoniczne co najmniej drugiego rzędu dokładności we wszystkich punktach rozwiązania. Schematy te wykorzystują zwykle następujący rozkład parametrów w komórce, który służy do wyznaczenia wartości brzegowych zagadnienia Riemanna $Q_{i+1/2}^L, Q_{i+1/2}^R$:

$$Q(\xi, \eta, \zeta, t) = Q_m + \left(\frac{\partial Q}{\partial \xi} \right)_m (\xi - \xi_m) + \left(\frac{\partial Q}{\partial \eta} \right)_m (\eta - \eta_m) + \left(\frac{\partial Q}{\partial \zeta} \right)_m (\zeta - \zeta_m) +$$

$$+ \left(\frac{\partial Q}{\partial t} \right)_m (t - t_n), \quad (286)$$

gdzie jako m oznaczyliśmy w skrócie środek komórki indeksowany zwykle w przypadku strukturalnej siatki przestrzennej trójką indeksów i, j, k . Pochodne przestrzenne występujące w powyższym wzorze oblicza się przy pomocy dwuparametrowej pięciopunktowej aproksymacji

$$\left(\frac{\partial Q}{\partial \psi}\right)_m = \frac{1}{\Delta \psi} \minmod[\Delta_m Q + \alpha \minmod(\Delta_m Q - \Delta_{m-1} Q, \Delta_{m+1} Q - \Delta_m Q),$$

$$\Delta_{m+1} Q - \beta \minmod(\Delta_{m+1} Q - \Delta_m Q, \Delta_{m+2} Q - \Delta_{m+1} Q)], \quad (287)$$

gdzie ψ jest jedną ze współrzędnych, $\Delta \psi$ – rozmiarem komórki oraz $\Delta_m Q = Q_m - Q_{m-1}$. Wybór wartości parametrów α , β określa rząd schematu. Dla $\alpha = 0$; $\beta = 0$ mamy klasyczny schemat TVD lokalnie drugiego rzędu dokładności. Dla $\alpha = 1/2$; $\beta = 1/2$ mamy schemat ENO drugiego rzędu dokładności, dla $\alpha = 2/3$; $\beta = 1/3$ schemat ENO lokalnie trzeciego rzędu dokładności. Schematy TVD i ENO często (np. w programie FlowER) definiuje się w oparciu o zmienne charakterystyczne, Yershov [372]). Zastosowanie zmiennych charakterystycznych ma efekt stabilizujący dla procesu obliczeniowego, jako że zabezpiecza przed lokalnymi spadkami entropii (jednej ze zmiennych charakterystycznych) przed czołem fali uderzeniowej. Zapis aproksymacji ENO w zmiennych charakterystycznych dla siatek o zmiennych rozmiarach komórek, jakie zwykle stosuje się w obliczeniach przepływu lepkiego, przedstawiono w pracy Yershova [372]. Schemat ENO, mimo iż jest jednostkowo bardziej kosztowny w porównaniu ze schematem TVD (w przeliczeniu na pojedynczą iterację), często wymaga mniejszej liczby iteracji dla uzyskania zbieżności rozwiązania. W związku z tym na poziomie zadania obliczeniowego może okazać się mniej kosztowny niż schemat TVD.

Schematy WENO (ang. *weighted essentially non-oscillatory*). O ile idea ENO opiera się na wyborze jednej („najgładszej”) funkcji aproksymującej z otoczenia komórki, to schematy WENO korzystają ze zbioru funkcji aproksymujących dostępnych w otoczeniu komórki dla danego rzędu dokładności schematu, przy czym wkład poszczególnych funkcji aproksymujących zmienia się stosownie do zadanych (nieujemnych) funkcji wagowych tak, aby największy wkład wносиła funkcja, która powoduje najmniejsze oscylacje rozwiązania

$$Q_{i+1/2}^{WENO} = \sum_{\nu=0, k-1} \omega_{\nu} Q_{i+1/2}^{\nu}. \quad (288)$$

Przykładowe funkcje wagowe mają postać (Jiang i Shu [374], Wang i Chen [375])

$$\omega_{\nu} = \frac{\delta_{\nu}}{\sum_{l=0, k-1} \delta_l}, \quad \delta_{\nu} = \frac{\gamma_{\nu}}{(\varepsilon + \beta_{\nu})^2}, \quad \beta_{\nu} = \sum_{l=1, k-1} \int_{\psi_{i-1/2}}^{\psi_{i+1/2}} \Delta \psi^{2l-1} \left(\frac{\partial^l p_{\nu}(\psi)}{\partial^l \psi} \right)^2 d\psi,$$

$$\nu = 0, \dots, k-1, \quad (289)$$

gdzie γ_{ν} jest właściwym współczynnikiem wagowym, β_{ν} jest miarą gładkości funkcji aproksymującej, ε – małą wartością zabezpieczającą przed wystąpieniem osobliwości ilorazu, p_{ν} – wielomianem rzędu ν w przedziale $(\psi_{i-1/2}, \psi_{i+1/2})$. Jak

pokazują Liu i in. [373], schematy WENO zbudowane na schematach ENO k -tego rzędu dokładności są rzędu $k+1$.

Dyskretyzacja strumieni dyfuzyjnych

Spójna ze schematem ENO dla członów konwekcyjnych jest liniowa aproksymacja członów dyfuzyjnych (Yershov [347])

$$(\psi_{m+1} - \psi_m) \left(\mu \frac{\partial u}{\partial \psi} \right)_{m+1/2} = (\psi_{m+1/2} - \psi_m) \left(\mu \frac{\partial u}{\partial \psi} \right)_{m+1} + (\psi_{m+1} - \psi_{m+1/2}) \left(\mu \frac{\partial u}{\partial \psi} \right)_m \quad (290)$$

Taka aproksymacja zapewnia drugi rząd dokładności schematu. Człony lepkie ograniczone pozostają dzięki zastosowaniu limitera „minmod”, a efekty fizycznej lepkości nie są zniekształcone przez lepkość numeryczną.

Dyskretyzacja w czasie

W celu dyskretyzacji pochodnej po czasie w układzie równań (266) stosuje się zarówno schematy jawne, jak i niejawne. Do najczęściej stosowanych schematów jawnych, gdzie wartości parametrów w danym kroku czasowym obliczane są jedynie na podstawie wartości w krokach poprzednich, należy grupa schematów Rungego-Kutty (np. Chmielniak [35]). Stosuje się je zarówno w połączeniu ze schematami centralnymi, jak i typu upwind. Jednakże z uwagi na małą efektywność schematów jawnych, wyrażającą się małą wartością kroku czasowego wynikającą z wymagań stabilności (warunek zbieżności Couranta-Friedrichsa-Lewy'ego $CFL = u\Delta t/\Delta x = 1/2$), stosuje się je zwykle w początkowej fazie obliczeń, po czym obliczenia przełącza się na schemat niejawny.

Schematy niejawne pozwalają podnieść wartość liczby CFL do ponad 10. Do najbardziej popularnych schematów niejawnych, gdzie wartości parametrów w danym kroku czasowym obliczane są na podstawie wartości zarówno w krokach poprzednich, jak i w tym samym kroku czasowym, należy niejawny schemat Beama i Warminga [376], który w odniesieniu do układu równań (266) można zapisać w postaci (Yershov [347], Rusanov [348])

$$\left[I + \frac{\theta \Delta t}{(1+\chi)J} \left(\frac{\partial}{\partial \xi} D_\xi + \frac{\partial}{\partial \eta} D_\eta + \frac{\partial}{\partial \zeta} D_\zeta \right) \right] \delta Q^n = \quad (291)$$

$$= \frac{\Delta t}{1+\chi} \left[H - \frac{\partial(\hat{E} - \hat{E}_v)}{J \partial \xi} - \frac{\partial(\hat{F} - \hat{F}_v)}{J \partial \eta} - \frac{\partial(\hat{G} - \hat{G}_v)}{J \partial \zeta} \right]^n + \frac{\chi}{1+\chi} \delta Q^{n-1},$$

gdzie I jest macierzą jednostkową, $\delta Q^n = Q^{n+1} - Q^n$, a D_ξ , D_η , D_ζ są macierzami Jacobiego

$$D_\xi = \frac{\partial \hat{E}}{\partial Q}, \quad D_\eta = \frac{\partial \hat{F}}{\partial Q}, \quad D_\zeta = \frac{\partial \hat{G}}{\partial Q}. \quad (292)$$

Dla zapewnienia drugiego rzędu dokładności w czasie i przestrzeni należy przyjąć $\theta = 1$, $\chi = 1/2$ oraz aproksymację przestrzenną drugiego rzędu pierwszego członu po prawej stronie równania (291). W praktyce rozwiązywania równania (291) wykorzystuje się technikę faktoryzacji – rozszczepienia względem współrzędnych przestrzennych, odpowiednią diagonalizację macierzy D_ξ , D_η , D_ζ za pomocą macierzy wektorów własnych oraz, w przypadku dyskretyzacji przestrzennej różnicami typu upwind, technikę rozdziału strumieni, co prowadzi do postaci (Yershov [347], Rusanov [348]):

$$\begin{aligned} L_\xi^{-1} \left[I + \frac{\theta \Delta t}{(1+\chi)J} \frac{\partial}{\partial \xi} (\Lambda_\xi^+ + \Lambda_\xi^-) \right] L_\xi \delta Q^{n-2/3} &= RHS(291)^n, \\ L_\eta^{-1} \left[I + \frac{\theta \Delta t}{(1+\chi)J} \frac{\partial}{\partial \eta} (\Lambda_\eta^+ + \Lambda_\eta^-) \right] L_\eta \delta Q^{n-1/3} &= \delta Q^{n-2/3}, \\ L_\zeta^{-1} \left[I + \frac{\theta \Delta t}{(1+\chi)J} \frac{\partial}{\partial \zeta} (\Lambda_\zeta^+ + \Lambda_\zeta^-) \right] L_\zeta \delta Q^n &= \delta Q^{n-1/3}, \\ Q^{n+1} &= Q^n + \delta Q^n. \end{aligned} \quad (293)$$

Symbole $\Lambda_\psi^\pm$ oznaczają $\Lambda_\psi^\pm = (\Lambda_\psi \pm \text{diag}|\lambda_\psi|)/2$, gdzie $\Lambda_\psi = L_\psi D_\psi L_\psi^{-1}$ (L_ψ, L_ψ^{-1} – macierze lewych i prawych wektorów własnych macierzy Jacobiego D_ψ), a $\text{diag}|\lambda_\psi|$ oznacza macierz diagonalną zbudowaną z wartości własnych macierzy D_ψ (ψ jest dowolną ze zmiennych ξ, η, ζ). Symbol $RHS(291)$ oznacza prawą stronę równania (291). Pochodne w równaniach (293) zastępuje się różnicami

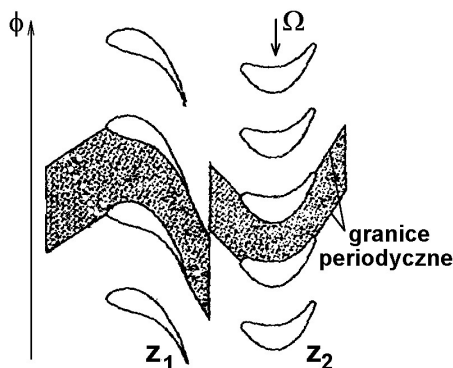
$$\left[\frac{\partial}{\partial \psi} (\Lambda_\psi^+ + \Lambda_\psi^-) \right]_m = \frac{\Delta_m \Lambda_\psi^+}{\Delta_m \psi} + \frac{\Delta_{m+1} \Lambda_\psi^-}{\Delta_{m+1} \psi}. \quad (294)$$

Obszerna analiza schematów niejawnych typu Beama-Warminga znajduje się w literaturze polskiej w pracy Badura i Ochrymiuka [364].

Oddziaływanie typu kierownica/wirnik – warunki uogólnionej periodyczności czasowo-przestrzennej

Najbardziej typowe obliczenia przepływu przez układ łopatkowy stopni turbinowych prowadzone są w jednym kanale kierownicy i wirnika. Dla uzyskania rozwiązania stacjonarnego stosuje się uśrednienie obwodowe parametrów przepływu w szczeliny międzywieńcowej i założenie periodyczności przestrzennej przepływu w kanałach łopatkowych. W obliczeniach przepływu niestacjonarnego, np. uwzględniających transport śladów spływowych przez palisady położone

w dół przepływu, stosuje się interpolację parametrów pomiędzy kierownicą i wirnikiem, a w miejsce periodyczności przestrzennej można (jak w programach FlowER [30] i IPMFlow [31]) przyjąć warunki uogólnionej periodyczności czasowo-przestrzennej na granicach obszaru obliczeniowego wieńca przed krawędzią wlotową i za krawędzią wylotową łopatek, rys. 44. Warunki te wyprowadzono w pracy Rusanova i Yershova [377]. Dla uproszczenia zapiszemy je dla układu dwóch wieńców.



Rys. 44. Obszar obliczeniowy w kanale międzyłopatkowym i jego granice

Założmy, że stopień turbinowy składa się z wieńca kierowniczego o liczbie łopatek z_1 oraz wirnikowego o liczbie łopatek z_2 (obracających się z prędkością kątową Ω). W przypadku $z_1 = z_2$, co jednak nie jest charakterystyczne dla stopni turbin, szczególnie akcyjnych, formułuje się oddzielnie warunki periodyczności czasowej i przestrzennej

$$\begin{aligned} Q(\phi_i, t) &= Q\left(\phi_i, t + \frac{2\pi l}{z_{3-i}\Omega}\right), \\ Q(\phi_i, t) &= Q\left(\phi_i + \frac{2\pi m}{z_i}, t\right), \end{aligned} \quad (295)$$

gdzie Q jest wektorem zmiennych zachowawczych, ϕ – współrzędną kątową, t oznacza czas, $i = 1, 2$ – numer palisady, l, m – dowolne liczby całkowite. W przypadku $z_1 \neq z_2$ przyjmuje się założenie uogólnionej periodyczności czasowo-przestrzennej

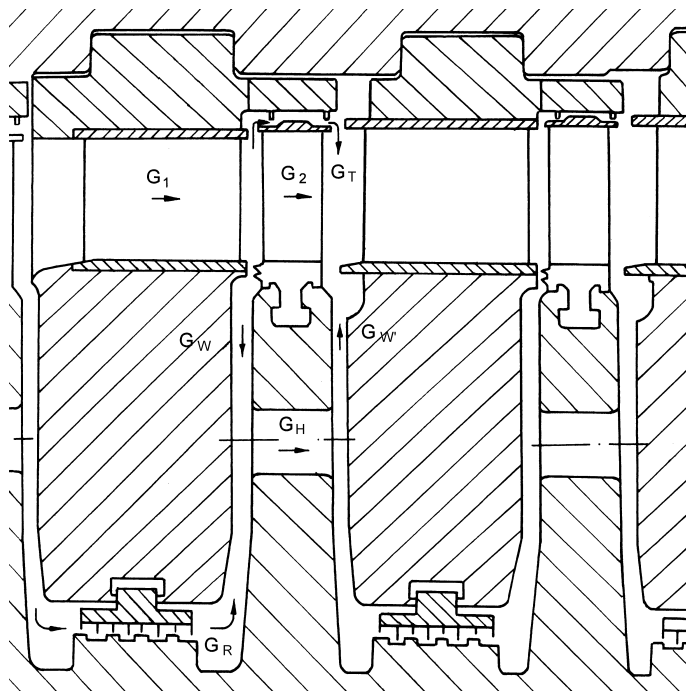
$$Q(\phi_i, t) = Q\left(\phi_i + \frac{2\pi m}{z_i}, t + \frac{2\pi m}{z_i\Omega} + \frac{2\pi l}{z_{3-i}\Omega}\right). \quad (296)$$

Powyższe równanie oznacza, że obraz przepływu w chwili t w kanale łopatkowym i powtórzy się w innym kanale przesuniętym o $2\pi m/z_i$ po upływie czasu $2\pi m/z_i\Omega + 2\pi l/z_{3-i}\Omega$. Zwykle zakłada się, że $m = 1$, a l wybiera się tak, aby zminimalizować powyższy upływ czasu. Ostatnie równanie ma charakter hipotezy,

na podstawie której można prowadzić obliczenia jednokanałowe i wyznaczyć parametry przepływu w dowolnym kanale w dowolnej chwili czasu. Można także wyznaczyć obciążenia aerodynamiczne wszystkich łopatek.

Oddziaływanie przepływów ubocznych – warunki brzegowe typu źródło/upust

Przepływy uboczne są jednym z podstawowych źródeł strat w turbinach. Wszelkie udoskonalenia konstrukcyjne w obszarze przecieków mogą prowadzić do znacznego podniesienia sprawności części przepływowej maszyn. O ile modelowanie trójwymiarowego przepływu gazu lepkiego w kanałach międzyłopatkowych zostało opanowane, to modelowanie przepływów w szczelinach technologicznych pomiędzy ruchomymi i nieruchomymi częściami maszyn wirnikowych pozostaje w dalszym ciągu trudnym zadaniem. Szczegółne wyzwanie dla współczesnych technik CFD stanowi połączenie obszaru przepływu głównego w kanale międzyłopatkowym z obszarami przepływu przez uszczelnienia nadłopatkowe, przecieku przez dławnice wewnętrzne, przepływu przytarczowego i przez otwory odciażające. Główna trudność w modelowaniu 3D całego stopnia turbiny lub grupy stopni z uwzględnieniem przepływów ubocznych, przy założeniu jedynie warunków brzegowych na wlocie i wylocie, leży w złożoności geometrii, trudno definiowalnej periodyczności i różnorodności skal przepływów w poszczególnych obszarach. Na rys. 45 przedstawiono schemat przepływu



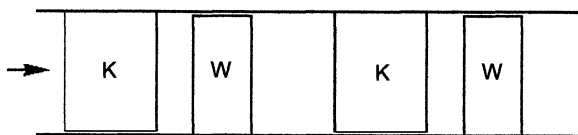
Rys. 45. Schemat przepływu pary przez grupę stopni turbiny akcyjnej

wu pary przez grupę stopni turbiny akcyjnej. Na schemacie pokazano kierunki przepływu strumieni głównych G_1 , G_2 w układzie łopatkowym wieńca kierowniczego i wirnikowego, nominalne kierunki przepływu strumieni przez uszczelnienia zewnętrzne nad łopatkami wirnikowymi G_T i wewnętrzne pod tarczami kierowniczymi G_R oraz kierunki przepływów przytarczowych G_W , $G_{W'}$ i przez otwory odciążające G_H .

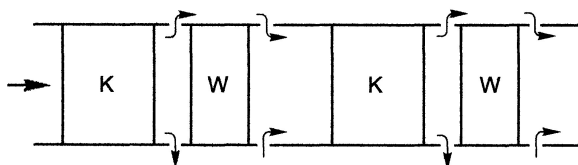
W przypadku stopni turbinowych z łopatkami wirnikowymi wolnonośnymi (niebandażowanymi), obszar szczelin promieniowych nad łopatkami charakteryzuje się relatywnie prostą geometrią i łatwo ją dołączyć do geometrii obszaru międzyłopatkowego. W przypadku łopatek bandażowanych, zwykle występujących z uszczelnieniami labiryntowymi, geometria uszczelnienia jest już bardzo złożona.

Tajc i Polansky [378] opisują wyniki obliczeń CFD wybranych konstrukcji uszczelnień labiryntowych nad bandażowaną łopatką wirnikową w oparciu o program Fluent/Rampant z modelem turbulencji RNG $k-\varepsilon$. Obliczenia prowadzone są jedynie w uszczelnieniach (z pominięciem przepływu głównego). Analiza taka pozwala na ocenę procesów entropowych w samych uszczelnieniach i oszacowanie masowego natężenia przecieku (redukcja natężenia przecieku jest podstawowym zadaniem uszczelnienia). Badanie wpływu przecieku nadłopatkowego przez modelowe uszczelnienia labiryntowe na przepływ w turbinie jest przedmiotem pracy numerycznej Ankera i in. [379] (turbina 1,5 stopniowa – część WP); badanie oddziaływania przecieku przez dławnice wewnętrzne jest z kolei przedmiotem pracy eksperymentalno-numerycznej Huntera i Manwaringa [380] (turbina 2 stopniowa – część NP). W obu pracach obliczenia prowadzone są w obszarze pojedynczego kanału międzyłopatkowego kierownic i wirników oraz we fragmentach uszczelnienia, przy założeniu periodyczności przepływu. Poza opisem przepływu w obszarze uszczelnień obliczenia takie umożliwiają badanie interakcji strumienia przecieku z przepływem głównym.

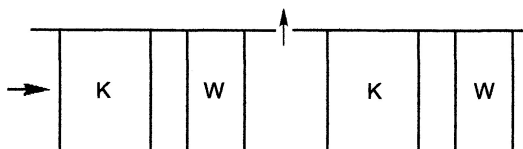
W przypadku stopni turbinowych z łopatkami bandażowanymi, wygodnie jest także przyjąć model przepływu przez układ łopatkowy ze strumieniami typu źródło/upust dla uwzględnienia efektu przecieku nadbandażowego. Model ten służy także do uwzględnienia efektu przepływów przytarczowych. W modelu tym obszary uszczelnień labiryntowych i kanałów przytarczowych nie należą do obszaru obliczeniowego. Miejsca (szczeliny) przy ograniczeniach zewnętrznych górnym i dolnym układu łopatkowego, w których następuje odpływ lub dołot pary do układu łopatkowego stanowią przenikliwą granicę obszaru obliczeniowego, gdzie podobnie jak na wlocie i wylocie strumienia głównego zadawane są warunki brzegowe typu wlot/wylot, Yershov i in. [381,382]. Zakłada się, że szczeliny źródłowe i upustowe na ograniczeniach zewnętrznych kanału przepływowego położone są wzdłuż całego obwodu ograniczeń. Zastosowanie warunków brzegowych typu upust rozszerza się w sposób naturalny na obszary upustów technologicznych. Schemat obszaru obliczeniowego grupy stopni z łopatkami niebandażowanymi, bandażowanymi i w rejonie upustu pokazano na rys. 46–48.



Rys. 46. Obszar obliczeniowy grupy stopni ze szczelinami promieniowymi nad i pod łopatkami niebandażowanymi; K – kierownica, W – wirnik



Rys. 47. Obszar obliczeniowy grupy stopni z łopatkami bandażowanymi uwzględniający efekty przecieku nadbandażowego i przytarczowego; K – kierownica, W – wirnik



Rys. 48. Obszar obliczeniowy w sąsiedztwie upustu technologicznego;
K – kierownica, W – wirnik

W praktyce obliczeniowej najlepiej sprawdzają się następujące warunki brzegowe dla strumieni typu źródło/upust: masowe natężenie przepływu, temperatura całkowita i dwa kierunki strumienia (w płaszczyźnie merydionalnej i obwodowej) jako cztery warunki na dolocie pary ze źródła do układu łopatkowego oraz masowe natężenie przepływu jako jeden warunek brzegowy na wylocie pary z układu łopatkowego do upustu. Potrzebne masowe natężenia przepływu strumieni przecieków można wyprowadzić ze wzorów Stodoli [133] na bazie geometrii uszczelnień labiryntowych oraz na podstawie bilansów masy w obszarze przepływów przytarczowych i otworów odciażających, które dostępne są m.in. w programie 0D TUR-96 (Błażko i Lidke [351], Gardzilewicz [16]). Przy założeniu adiabatyczności przepływu przyjmuje się, że temperatura całkowita w uszczelnieniach labiryntowych nie ulega zmianie. Warunek brzegowy na masowe natężenie przepływu jest sformułowany w postaci całkowitej. Natężenie przepływu przez kolejne komórki szczeliny może podlegać zmianom. Rozkład masowego natężenia przepływu w szczelinie jest określony przez gradient ciśnienia w kierunku obwodowym oraz wzdłuż przepływu. Składowe prędkości w szczelinach źródłowych obliczone są z warunku stałego ciśnienia całkowitego w szczelinie z uwzględnieniem zadanych kątów wlotowych strumienia przecieku i rozmiaru szczeliny. Przy określeniu strat entalpii w stopniu (grupie stopni) bierze się pod uwagę także strugi przepływów ubocznych.

Wprowadzenie warunków brzegowych typu źródło/upust pozwala na wyłączenie złożonych geometrycznie obszarów uszczelnień labiryntowych i kanałów

przytarczowych z obszaru obliczeniowego. Pozwala to na znaczną redukcję nakładów obliczeniowych, choć nie pozwala na badanie struktury przepływów ubocznych i nie daje możliwości aktywnego kształtowania geometrii uszczelnień labiryntowych. Przedstawiony model sankcjonuje fakt, że większa część entropii wygenerowanej z tytułu przecieku nadłopatkowego ma miejsce nie w uszczelnieniach labiryntowych, ale w układzie łopatkowym w obszarze mieszania przecieku z przepływem głównym, Denton [18,19]. Podobnie można oczekiwać, że większa część entropii wygenerowanej z tytułu przepływów przytarczowych ma miejsce nie w szczelinach przytarczowych, ale w układzie łopatkowym po wprowadzeniu przepływu przytarczowego do przepływu głównego. Opisana metoda pozwala na oszacowanie procesów mieszania przepływów ubocznych z przepływem głównym oraz interakcję strumieni przecieków z różnymi formami przepływów wirowych występujących w układach łopatkowych, jak przepływy wtórne czy obszary oderwań [382].

Siatka obliczeniowa

Obliczenia numeryczne w oparciu o metodę objętości skończonych wymagają dekompozycji obszaru obliczeniowego i generacji siatki. W geometrii maszyn wirnikowych przestrzenne siatki obliczeniowe otrzymuje się zwykle poprzez rozbudowanie siatki dwuwymiarowej w trzecim kierunku przepływu (w kanałach międzyłopatkowych turbin osiowych zbiór siatek dwuwymiarowych skonstruowanych na powierzchniach obwodowych uwarstwia się wzdłuż wysokości łopatki). Najbardziej powszechnie używane są siatki strukturalne (jedno lub wieloblokowe) typu H, O i C ze zgęszczeniem w pobliżu ścianek profilu i ograniczeń zewnętrznych kanału, stosownie do wymagań przyjętego modelu turbulencji. Siatki strukturalne składają się z komórek w kształcie prostopadłościanów krzywopowierzchniowych. Z punktu widzenia solwera, stosunkowo łatwa jest tu indeksacja wskaźnikowa kolejnych komórek wzdłuż poszczególnych kierunków przepływu. Każdy z wymienionych typów siatki strukturalnej posiada swoje wady i zalety. Odwzorowanie kształtu profilu i budowa linii siatki obliczeniowej jest najłatwiejsza w przypadku siatki typu H. Siatka ta ma dobre własności w obszarze wlotu i wylotu oraz granic periodyczności kanału łopatkowego, jednakże oczka siatki w pobliżu krawędzi wlotowej i wylotowej profilu mogą charakteryzować się dużą skośnością. Siatki typu O i C charakteryzują się dobrymi własnościami w pobliżu krawędzi wlotowej i wylotowej profilu. Dobre własności siatki typu C przechodzą także do obszaru śladu spływowego. Z drugiej strony siatki typu O i C mogą mieć skośne oczka w obszarze wlotu i/lub wylotu oraz granic periodyczności kanału łopatkowego. Wydaje się, że spośród siatek strukturalnych najlepsze własności geometryczne posiadają kombinacje poszczególnych typów siatki, tzn. H–O–H oraz H–C–H, np. Heider i in. [383], Fougères i in. [384].

W praktyce obliczeniowej często stosuje się także siatki niestukturalne (np. Kwon i Hah [385] lub siatki mieszane, np. strukturalne w obszarze warstwy przyściennej i niestukturalne poza nią, np. Mathur i in. [386]. Siatki niestruk-

ralne nadają się do pokrycia bardzo złożonych geometrycznie obszarów, natomiast związany z tym nieregularny sposób dyskretyzacji obszaru (brak możliwości indeksowania komórek uporządkowaną trójką indeksów określających poszczególne kierunki przepływu) nakłada dodatkowe wymagania na organizację schematu numerycznego. Z drugiej strony generacja takich siatek jest stosunkowo prosta, dzięki czemu siatki niestrukturalne nadają się szczególnie jako siatki adaptacyjne przystosowujące się do lokalnych zmian gradientu parametrów w przepływie swobodnym, np. przy zmianie położenia niestacjonarnej fali uderzeniowej lub przy transporcie śladu spływowego w dół przepływu.

Różne sposoby generacji siatek obliczeniowych w przestrzeni dwu- i trójwymiarowej w oparciu o metody algebraiczne (zwykle na bazie transformacji Lagrange'a lub Hermite'a) oraz różniczkowe (eliptyczne lub hiperboliczne) można znaleźć w artykule przeglądowym Eisemana [387] oraz książkach Knuppa i Steinberga [388], Thompsona i in. [389], Liseikina [390], Chmielniaka [35].

Najbardziej wartościowy charakter mają wyniki obliczeń CFD, które określa się jako „niezależne” od siatki. Sformułowanie powyższe zawiera skrót myślowy, który preferuje taki rozmiar i kształt siatki, że dalsze jej zgęszczenie nie powoduje widocznych zmian w postaci pól parametrów przepływu i ogólnych charakterystyk badanego obiektu, np. sprawności stopnia turbinowego. Wymagany poziom zgęszczenia siatki obliczeniowej w obszarze przyściennym jest uzależniony od przyjętego modelu turbulencji. W przypadku stosowania modelu turbulencji przyściennej należy zwrócić uwagę, aby podwarstwa lepka zawierała $2\div 3$ oczka, a cała warstwa przyścienna co najmniej $12\div 16$ oczek. Rekomendowana liczba oczek w poprzek śladu spływowego to $8\div 12$. Dla ułatwienia wychwytu silnych gradientów parametrów na siatce strukturalnej zaleca się, aby wybrana rodzina powierzchni siatki była możliwie zbliżona do kierunku (kształtu) fali uderzeniowej lub nieciągłości stycznej. Niezależnie od spełnienia tych podstawowych wymogów odnośnie budowy siatki, pole przepływu charakteryzuje się obecnością innych obszarów gradientu parametrów, do których trudno dopasować kształt i rozmiar siatki, a które powinny znaleźć się w rozwiązaniu. W związku z tym, końcowe obliczenia należy poprzedzić analizą wpływu wielkości siatki na wyniki obliczeń. Obliczenia wstępne powinno się wykonywać na kilku siatkach o znacznie różniących się rozmiarach, po czym stosując kryterium minimalizacji kosztów obliczeniowych, do obliczeń należy przyjąć najmniejszą siatkę, której dalsze zgęszczenie nie powoduje zmian ilościowych uzyskanych wyników.

2.8. Weryfikacja na turbinach modelowych i rzeczywistych

Istotnym elementem CFD jest weryfikacja obliczeń na obiektach modelowych i rzeczywistych. Pozwala ona na ocenę możliwości solverów przepływowych, określenie podstaw zgodności lub przyczyn braku zgodności wyników obliczeń z eksperymentem. Umożliwia także sformułowanie najbliższych zadań inspirujących dalszy rozwój CFD. Weryfikacja na materiale eksperymentalnym stanowi o nadaniu konkretnemu programowi numerycznemu rangi narzędzia badawcze-

go. W świetle pozytywnej weryfikacji programu na przypadkach testowych, grupa jego autorów i użytkowników otrzymuje kredyt zaufania na prowadzenie badań na materiale nie objętym weryfikacją eksperymentalną, o ile zakres zmian parametrów nie odbiega znacznie od warunków, w których prowadzono weryfikację.

Na przestrzeni lat istniało szereg grup wspólnych zainteresowań zajmujących się weryfikacją programów obliczeniowych CFD w oparciu o dobrze udokumentowane przypadki testowe z dziedziny maszyn wirnikowych: ERCO-FTAC Special Interest Group on Turbomachinery [391], APPACET (Assessment of Physical Processes and Code Evaluation for Turbomachinery Flows), Gregory-Smith i Crossland [392]) oraz QNET-CFD (Thematic Network on Quality and Trust for Industrial Applications of Computational Fluid Dynamics), [393]. Do najbardziej popularnych przypadków testowych należały:

- prostoliniowa palisada wirnikowa Durham (eksperyment i dokumentacja autorstwa Gregory-Smitha [394]),
- wysoko obciążona okołodźwinkowa palisada kierownicza VKI (Arts i in. [395]),
- $1\frac{1}{2}$ stopniowa turbina osiowa Aachen (Walraevens i Gallus [396]),
- naddźwiękowy kompresor osiowy NASA ROTOR37 (Reid i Moore [397]),
- wolnobieżny kompresor promieniowy NASA LSCC (Hathaway i in. [398]) i inne.

W dalszej części niniejszego podrozdziału przedstawiono wybrane rezultaty obliczeń palisady Durham, ponadto wykorzystano także materiał eksperymentalny dostępny w kraju – powietrzną turbinę modelową ITC Łódź, Wiechowski [399,400], oraz 5-stopniową część niskoprężną rzeczywistej turbiny parowej o mocy 370 MW, Marcinkowski [100]. Celem tej części pracy nie jest szczegółowa analiza przepływowa badanych urządzeń, lecz ukazanie poziomu zgodności pomiędzy wynikami obliczeń 3D a eksperymentem. Szczegółowa dyskusja różnych form przepływu występujących w tych urządzeniach, np. przepływów wtórnych i przecieków nadłopatkowych oraz opis mechanizmów generacji strat związanych z tymi rodzajami przepływów znajduje się w rozdziałach 1 i 3.

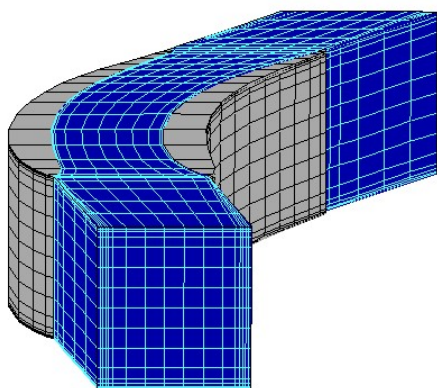
Prostoliniowa palisada turbinowa Durham

Linowa palisada powietrzna Durham jest jednym z najbardziej popularnych testów ERCOFTACu w dziedzinie maszyn wirnikowych, nadającym się szczególnie do weryfikacji rozwiązań w obszarze przepływów wtórnych. Łopatką tej palisady wirnikowej typu reakcyjnego ma następujące wymiary charakterystyczne: stosunek wysokość łopatki/cięciwa $h/C = 1,79$, podziałka/cięciwa $p/C = 0,48$, przy czym wysokość łopatki równa jest 400 mm. Kąt wlotu strumienia do palisady wynosi -43° , kąt wylotowy jest równy 69° . Wylotowa liczba Macha dla tej palisady wynosi 0,11, liczba Reynoldsa zdefiniowana względem cięciwy osiowej (szerokości palisady) i prędkości wylotowej wynosi $4 \cdot 10^5$. Poziom turbulencji wlotowej sięga 5%. Szczegółowe pomiary ciśnienia na łopatkce wykonano

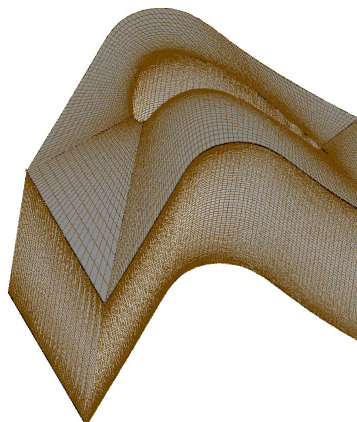
w kilku trawersach na różnych wysokościach łopatki. Pole prędkości i ciśnienia w obszarze przepływu mierzono w trzech przekrojach położonych w odległości 45% cięciwy osiowej za krawędzią wlotową (przekrój 5), 3% przed krawędzią wylotową (przekrój 8) oraz 28% za krawędzią wylotową (przekrój 10), Gregory-Smith [394].

Obliczenia palisady Durham prowadzono w oparciu o program FlowER z modelem turbulencji Baldwina-Lomaxa oraz $k-\omega$ SST Mentera oraz z wykorzystaniem programu Ansys Fluent z modelem naprężeń Reynoldsa posiadającym podstawowe własności modelu LRR [88]. Obliczenia w programie FlowER wykonywano na siatce typu H, zgęszczonej w pobliżu ścianek ograniczeń i łopatek oraz w obszarze krawędzi wlotowych i wylotowych, rys. 49. Wyniki obliczeń przedstawione w niniejszej pracy uzyskano na siatce o rozmiarach 600000 objętości skończonych ($96 \times 88 \times 76$ kolejno w kierunku osiowym, promieniowym i obwodowym). Obliczenia wykonano bez zastosowania funkcji ścianki. Przyjęto wartość parametru y^+ (bezwymiarowej odległości od ścianki) na poziomie 2. Spośród 44 komórek siatki wzdłuż połowy wysokości kanału (przepływ symetryczny), 38 położonych było na długości 120 mm od ścianki ograniczenia w obszarze wpływu przepływów wtórnych. Dla potrzeb dwurównaniowego modelu turbulencji, przyjęto poziom turbulencji wlotowej równy 5% i liniową skalę turbulencji na wlocie równą 0,09 m, jak w eksperymencie. Obliczenia prowadzono dla zadanego spadku ciśnienia. Zastosowano schemat ENO, z użyciem zmiennych charakterystycznych. Późniejsze obliczenia palisady wykonane przy pomocy programu Ansys Fluent prowadzono na siatce typu O-H przedstawionej na rys. 50. Wykorzystano schemat typu upwind drugiego rzędu dokładności.

Krótką prezentację poziomu zgodności rezultatów obliczeń z danymi eksperymentalnymi rozpoczniemy od wyników otrzymanych z pomocą modeli turbulencji opartych na hipotezie Boussinesqa w programie FlowER. Na rys. 51 przedstawiono porównanie współczynnika ciśnienia statycznego $((p_0 - p)/0,5\rho v_0^2)$, p_0 – ciśnienie wlotowe, p – lokalne ciśnienie statyczne, $0,5\rho v_0^2$ – wlotowe ciśnienie dynamiczne) na stronie cisnącej i ssącej łopatki w różnych odległościach od ścianki ograniczenia, przy czym wybór przekrojów obliczeniowych wynika z położenia powierzchni siatki – są to powierzchnie siatki położone najbliżej przekrojów pomiarowych. Jak wynika z porównania, obliczenia numeryczne pozwalają na odtworzenie głównych tendencji zmian ciśnienia statycznego wzdłuż profili łopatki. Obserwuje się pewne rozbieżności na powierzchni ssącej w części środkowej profilu w przekrojach położonych najbliżej ścianki ograniczenia – 13,5 mm oraz 23,5 mm od ścianki. Rozbieżności te występują w obszarze wpływu przepływów wtórnych, choć znikają już w kolejnym przekroju w odległości 33,5 mm od ścianki, znajdującym się też w obszarze wpływu przepływów wtórnych. Pewne rozbieżności pomiędzy wynikami obliczeń a wartościami pomierzonymi pojawiają się też w przedniej części profilu w 1/4 wysokości łopatki.

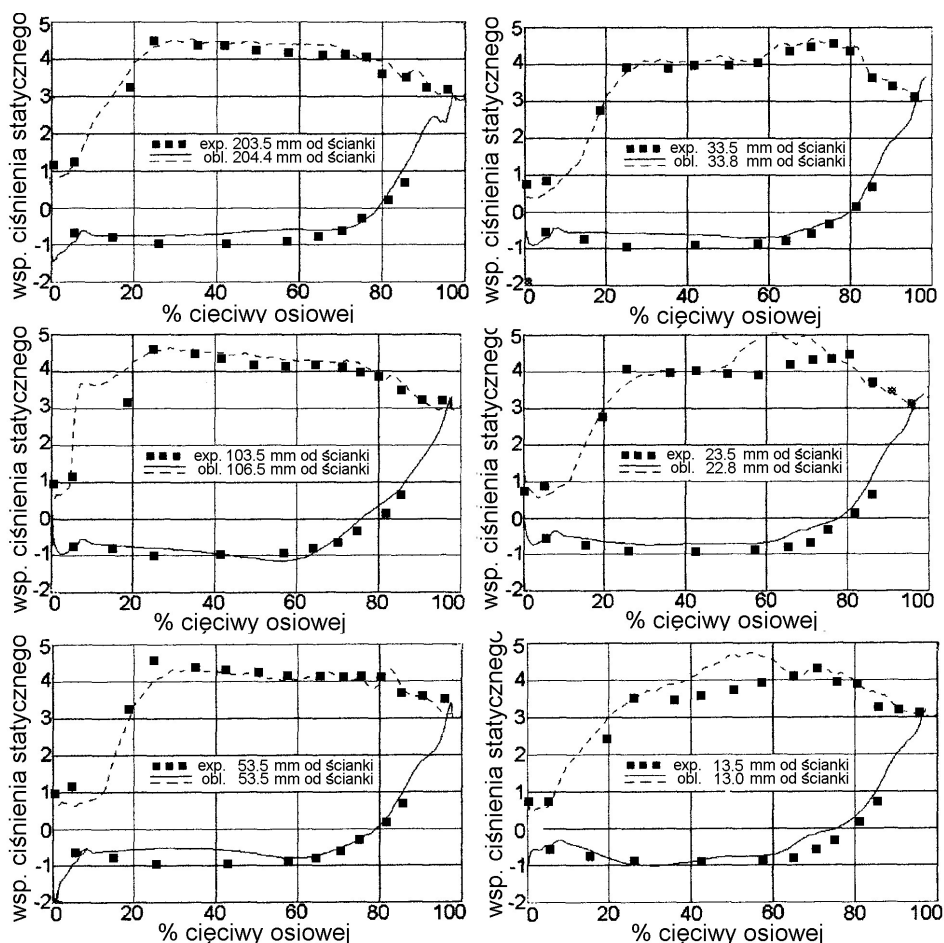


Rys. 49. Siatka obliczeniowa typu H



Rys. 50. Siatka obliczeniowa typu O-H

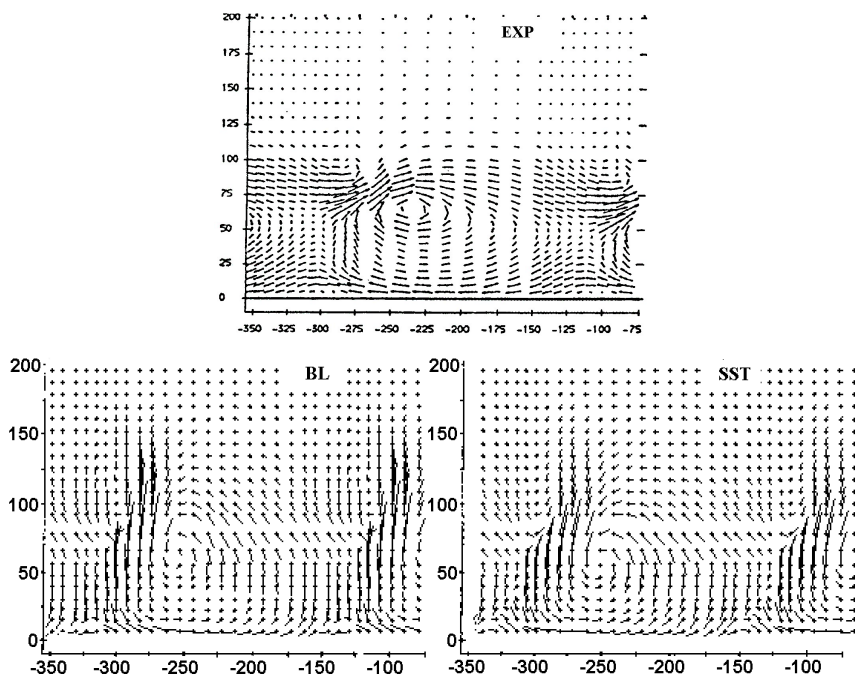
Na rys. 52 przedstawiono porównanie wektorów przepływów wtórnych (wektorów pola prędkości po odjęciu prędkości średniej na danej wysokości kanału) w przekroju 10 położonym za krawędzią wylotową łopatki, a na rys. 53 pokazano porównanie izolinii ciśnienia całkowitego w tym samym przekroju otrzymanych eksperymentalnie i w drodze obliczeń numerycznych. Wektory pola prędkości w programie FlowER drukowane są nie jako strzałki, ale obiekty składające się z kropki, tj. punktu zaczepienia wektora oraz odcinka położonego zgodnie z kierunkiem wektora o długości proporcjonalnej do wartości wektora prędkości. Liczby na rysunkach izolinii ukazują wartości współczynnika ciśnienia całkowitego odniesionego do ciśnienia dynamicznego na wlocie, tj. $(p_{0T} - p_T)/0,5\rho v_0^2$, gdzie p_{0T} jest ciśnieniem całkowitym na wlocie, a p_T – ciśnieniem całkowitym w przekroju bieżącym (tu wylotowym). Zarówno wektory przepływów wtórnych, jak i izolinie ciśnienia całkowitego wskazują na obecność trzech wirów: rozległego wiru kanałowego, wiru krawędziowego położonego na rysunku w lewo i w górę (w kierunku przekroju podziałowego) od wiru kanałowego oraz trzeciego wiru narożnikowego położonego w lewo i w dół (w kierunku ograniczenia zewnętrznego kanału) od wiru kanałowego. Z porównania rysunków wynika, że centra wiru kanałowego i krawędziowego wyznaczone numerycznie są położone blisko centrów wyznaczonych eksperymentalnie. Wir kanałowy w obliczeniach jest bardziej wydłużony w kierunku promieniowym, szczególnie w obliczeniach przy pomocy modelu Baldwina-Lomaxa, natomiast w eksperymencie zajmuje znacznie większy obszar w kierunku obwodowym. W badanej palisadzie centra struktur wirowych zbiegają się w przybliżeniu z centrami powierzchniowego rozkładu strat przepływowych. Izolinie współczynnika ciśnienia całkowitego w przekroju 10 wskazują na obecność podwójnego piku w obszarze wiru kanałowego i krawędziowego, nieznacznie przesuniętego w obliczeniach w kierunku powierzchni ssącej i przekroju podziałowego, w porównaniu z eksperymentem. Maksymalne wartości współczynnika (spadku)



Rys. 51. Palisada Durham – porównanie pomierzonych i obliczonych (z zastosowaniem modelu turbulencji Baldwina-Lomaxa) wartości współczynnika ciśnienia statycznego na profilu łopatki w różnych odległościach od ścianki ograniczenia zewnętrznego kanału

ciśnienia całkowitego w obszarze wiru krawędziowego otrzymane z obliczeń są znacznie zawyżone. Także zawyżony jest poziom spadku ciśnienia całkowitego w obszarze przepływu dwuwymiarowego oraz wiru narożnikowego. Pomimo widocznych różnic w kształcie izolinii, porównanie powierzchniowego rozkładu współczynnika ciśnienia całkowitego w przekroju wylotowym wypada jednak dość pomyślnie.

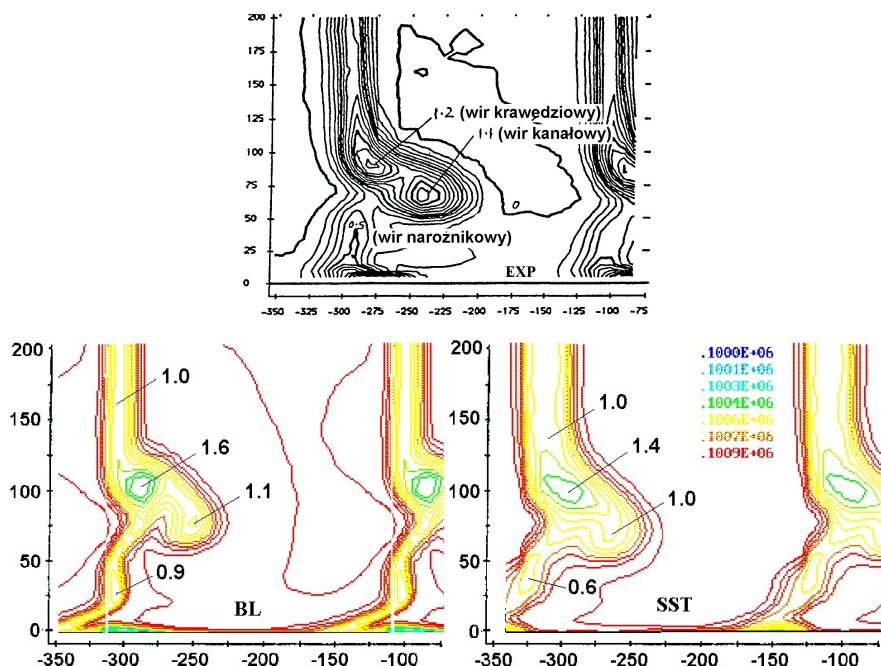
Na rys. 54 przedstawiono porównanie rozkładu wzdłuż wysokości kanału (w masowym uśrednieniu obwodowym) kąta obwodowego α_1 i współczynnika ciśnienia całkowitego w przekroju 10. Pomierzony i obliczony średni kąt obwodowy w obszarze przepływu dwuwymiarowego są zgodne do $0,3^\circ$. Widoczne są jednak różnice w rozkładzie kąta obwodowego w obszarze wpływu przepływów wtórnych. W porównaniu z eksperymentem, zmniejszenie odchylenia przepływu



Rys. 52. Palisada Durham – porównanie wektorów przepływów wtórnych wyznaczonych eksperymentalnie (rys. górny) i numerycznie z zastosowaniem modeli turbulencji Baldwina-Lomaxa (rys. lewy dolny) i $k-\omega$ SST Mentera (rys. prawy dolny)

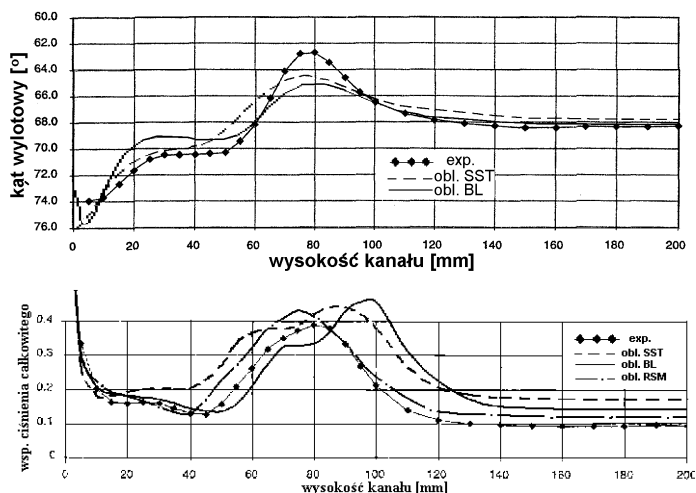
w palisadzie typowe w obszarze przepływów wtórnych od strony przekroju podziałowego jest w obliczeniach niedoszacowane o $2\div 3^\circ$, także niedoszacowany jest wzrost kąta odchylenia przepływu od strony ograniczenia zewnętrznego.

Wartości współczynnika ciśnienia całkowitego w przekroju 10 w obszarze przepływu dwuwymiarowego w pobliżu średnicy podziałowej wyznaczone numerycznie są wyższe niż w eksperymencie: BL – 0,148, SST – 0,173, wartość eksperymentalna – 0,095. Zwróćmy przy tym uwagę, że wartości współczynnika ciśnienia całkowitego wg definicji podanej w materiale eksperymentalnym, czyli odniesione do ciśnienia dynamicznego na wlocie są nie reprezentatywne dla poziomu strat przepływu w palisadzie. Rzeczywiste straty ciśnienia całkowitego wg definicji z rozdz. 1.2 są kilkakrotnie mniejsze. Podobnie, odpowiednio mniejsze są różnice pomiędzy wartościami otrzymanymi z eksperymentu i z obliczeń. W obszarze dominacji przepływów wtórnych wartości współczynnika ciśnienia całkowitego są także przeważnie zawyżone. Obliczone maksimum rozkładu współczynnika ciśnienia całkowitego jest przesunięte w kierunku średnicy podziałowej. W przypadku modelu Baldwina-Lomaxa położone jest ono w 1/4 wysokości kanału, podczas gdy pomierzone leży w 1/5 wysokości kanału. Maksimum obliczone w modelu $k-\omega$ SST jest położone w połowie drogi pomiędzy maksimami wspomnianymi powyżej. Uśrednione masowo wartości współczynnika ciśnienia całkowitego w obszarze przepływów wtórnych to: eksperyment – 0,085, BL – 0,105, SST – 0,124.

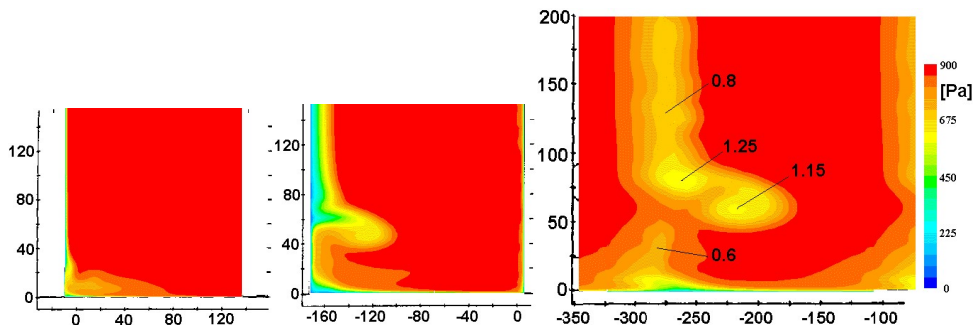


Rys. 53. Palisada Durham – porównanie konturów ciśnienia całkowitego wyznaczonych eksperymentalnie (rys. górny) i numerycznie z zastosowaniem modeli turbulencji Baldwina-Lomaxa (rys. lewy dolny) i $k-\omega$ SST Mentera (rys. prawy dolny). Dodatkowe liczby na rysunkach ukazują wartości współczynnika ciśnienia całkowitego odniesionego do ciśnienia dynamicznego na wlocie [88]

Na rys. 54 przedstawiono także rozkład współczynnika ciśnienia całkowitego otrzymany z obliczeń w modelu naprężeń Reynoldsa. Krzywa ta jest położona najbliżej krzywej eksperymentalnej. W obszarze przepływu dwuwymiarowego współczynnik ciśnienia całkowitego ma wartość 0,122. Maksimum krzywej RSM ma wartość nieco wyższą niż w przypadku krzywej eksperymentalnej i jest nieco przesunięte w kierunku ograniczenia, a wartość średnia rozkładu w obszarze przepływów wtórnych wynosi 0,095. Dobrą zgodność z eksperymentem obserwuje się również w rozkładzie powierzchniowym izolinii ciśnienia całkowitego (tu: nadwyżki ciśnienia całkowitego nad ciśnieniem statycznym na wylocie z palisady) przedstawionym w kolejnych przekrojach pomiarowych na rys. 55. Podobnie jak na rys. 53 dodane liczby ukazują wartości współczynnika ciśnienia całkowitego odniesionego do ciśnienia dynamicznego na wlocie w maksimach rozkładu powierzchniowego. Wartości maksimów są tu bardzo bliskie wartościom eksperymentalnym i pozostają nieznacznie przesunięte w kierunku ograniczenia zewnętrznego kanału. Wir kanałowy zajmuje podobną powierzchnię, jak w eksperymentcie.



Rys. 54. Palisada Durham – porównanie pomierzonego i obliczonego rozkładu wzdłuż wysokości kanału kąta wylotowego α_1 i współczynnika strat ciśnienia całkowitego (odniesionego do ciśnienia dynamicznego na wlocie) w przekroju wylotowym [88]

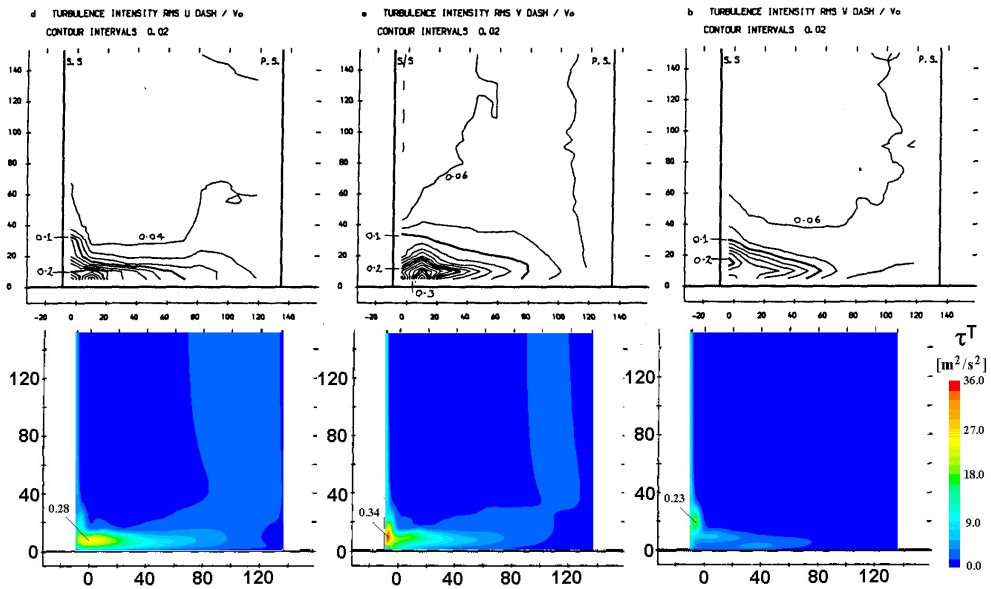


Rys. 55. Palisada Durham – izoliny ciśnienia całkowitego w modelu RSM w kolejnych przekrojach wzdłuż przepływu (od lewej do prawej przedstawiono przekroje 5, 8, 10); liczby na rysunkach ukazują wartości współczynnika ciśnienia całkowitego odniesionego do ciśnienia dynamicznego na wlocie [88]

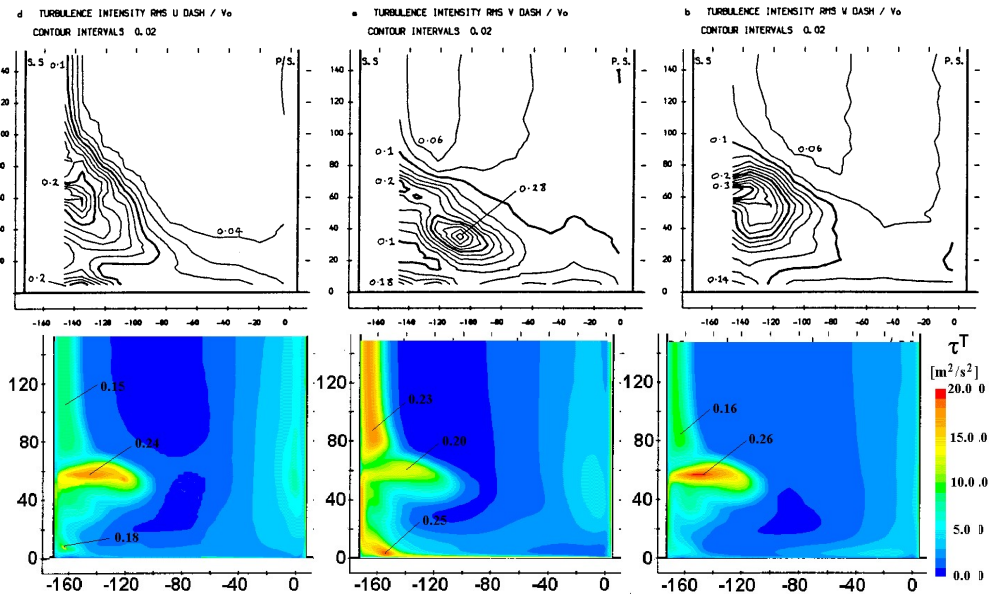
Ten dobry poziom zgodności w zakresie rozkładu współczynnika ciśnienia całkowitego, który stanowi pewną „bardziej ogólną” charakterystykę procesu ekspansji, znajduje uzasadnienie w rozkładach „bardziej szczegółowych” wielkości charakteryzujących procesy generacji strat. Na rys. 56–58 dla kolejnych badanych przekrojów palisady (przekroje oznaczone jako 5, 8 i 10) przedstawiono zestawienie pomierzonych wartości intensywności turbulencji w trzech kierunkach: wzdłuż przepływu, w kierunku poprzecznym i wzdłuż wysokości kanału ($\overline{u_s'u_s'}^{1/2}/u_0$, $\overline{u_n'u_n'}^{1/2}/u_0$, $\overline{u_r'u_r'}^{1/2}/u_0$) oraz obliczonych wartości składowych przekątniowych tensora naprężeń Reynoldsa w kierunkach odpowiadających kierunkom układu współrzędnych ($\overline{u'u'}$, $\overline{v'v'}$, $\overline{w'w'}$). Dodatkowe liczby na rozkładach numerycznych oznaczają obliczone wartości intensywności

turbulencji odpowiadające lokalnie maksymalnym wartościom składowych tensora naprężeń w kierunkach układu współrzędnych. Porównanie rysunków nie jest łatwe. Należy po pierwsze zwrócić uwagę, że intensywności turbulencji odniesione są do prędkości wlotowej, a wartości izolinii na rozkładach numerycznych odpowiadają kwadratowi wartości izolinii na rozkładach doświadczalnych po pomnożeniu przez stały czynnik – kwadrat prędkości wlotowej. Po drugie, przy odchyleniu płynu w palisadzie przekraczającym 110° , porównanie rozkładów eksperymentalnych i numerycznych jest utrudnione z uwagi na inne definicje kierunków, w których znajdowano wartości intensywności turbulencji. Przy wylocie z palisady pod kątem bliskim 70° , w przekroju 8 tuż przed krawędzią wylotową i w przekroju 10 na wylocie pierwsza składowa pomierzona odpowiada bardziej drugiej składowej obliczonej numerycznie, i odwrotnie. To na co w pierwszym rzędzie warto zwrócić uwagę, to obszary dominacji przepływów wtórnych, gdzie obserwuje się zbliżone wartości intensywności turbulencji w maksimach rozkładu powierzchniowego i często także zbliżone powierzchnie zajmowane przez obszary o podniesionym poziomie fluktuacji turbulentnych. Przemawia to za właściwym poziomem produkcji i dysypacji fluktuacji turbulentnych w tych obszarach w metodzie numerycznej.

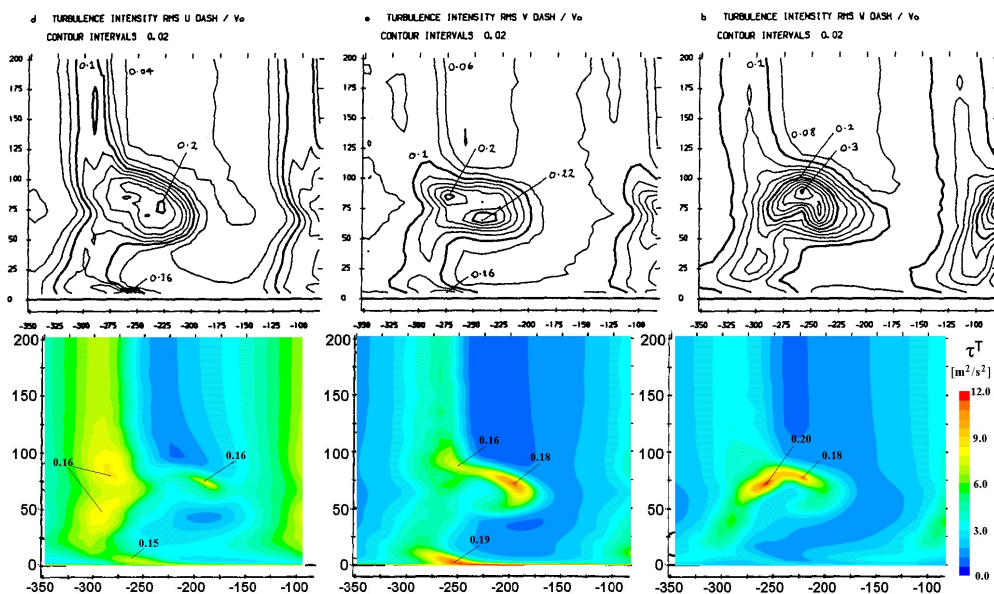
Z analizy izolinii intensywności turbulencji w przekroju 5 zaobserwować można najwyższy poziom turbulencji w obszarze formowania się wiru kanałowego, podwyższony poziom turbulencji przy powierzchni ssącej, niski przy powierzchni cisnącej. W przekroju 8 wraz ze wzrostem rozmiarów wiru kanałowego wzrasta wyraźnie zasięg obszaru podwyższonego poziomu turbulencji związanego z wirem kanałowym. Dodatkowo następuje znaczny wzrost intensywności turbulencji przy powierzchni ssącej, szczególnie składowej wzdłużnej, ale także składowej poprzecznej i wzdłuż wysokości łopatki. Wzrost ten związany jest głównie z ekspansją płynu w kanale, lecz także z rozpoczynającym się procesem formowania się wiru krawędziowego. Obserwuje się także wzrost fluktuacji, szczególnie składowej poprzecznej, przy powierzchni cisnącej. Przekrój 8 leży bowiem na granicy obszaru „zastoju” za krawędzią wylotową, gdzie nabierają znaczenia efekty śladu spływowego. Mimo niedogodności w porównaniu, można stwierdzić, że zgodność obrazów eksperymentalnych i numerycznych ma tu charakter co najmniej jakościowy. W przekroju 10 największy poziom fluktuacji turbulentnych obserwuje się w dalszym ciągu w obszarze wiru kanałowego, następnie w obszarze wiru krawędziowego i narożnikowego oraz w śladzie dwuwymiarowym [401].



Rys. 56. Palisada Durham – zestawienie pomierzonych intensywności turbulencji (rys. górne) i obliczonych wartości składowych tensora naprężeń Reynoldsa (rys. dolne) w przekroju 5. Dodatkowe liczby na dolnych rysunkach oznaczają obliczone wartości intensywności turbulencji odpowiadające lokalnie maksymalnym wartościom składowych tensora naprężeń



Rys. 57. Palisada Durham – zestawienie pomierzonych intensywności turbulencji (rys. górne) i obliczonych wartości składowych tensora naprężeń Reynoldsa (rys. dolne) w przekroju 8. Dodatkowe liczby na dolnych rysunkach oznaczają obliczone wartości intensywności turbulencji odpowiadające lokalnie maksymalnym wartościom składowych tensora naprężeń



Rys. 58. Palisada Durham – zestawienie pomierzonych intensywności turbulencji (rys. górne) i obliczonych wartości składowych tensora naprężeń Reynoldsa (rys. dolne) w przekroju 10 (wylotowym). Dodatkowe liczby na dolnych rysunkach oznaczają obliczone wartości intensywności turbulencji odpowiadające lokalnie maksymalnym wartościom składowych tensora naprężeń

Modelowa turbina powietrzna

Rozważany tu model turbiny badany w Instytucie Techniki Ciepłej (ITC) w Łodzi, oznaczony jako TK9–TW3, ma geometrię typową dla nisko obciążonych stopni akcyjnych części wysokoprężnej turbin parowych. Charakteryzuje się krótkimi cylindrycznymi łopatkami o profilu kierowniczym typu PŁK i wirnikowym typu R2. Wymiary charakterystyczne układu łopatkowego są następujące: stosunek wysokość łopatki/cięciwa $h/C = 0,73$ (kierownica) i $2,20$ (wirnik), podziałka/cięciwa $p/C = 0,86$ (kierownica) i $0,80$ (wirnik), wysokość/średnica $h/D = 0,08$ (kierownica i wirnik). Łopatki wirnikowe są bandażowane. Stopień posiada ząbkowe uszczelnienia nadbandażowe. Przepływ przez stopień określony jest przez spadek ciśnienia $p_2/p_0 = 0,9$ (dolot powietrza ze zbiornika z regulowanym nadciśnieniem, wylot do atmosfery), temperaturę wlotową 320 K . W warunkach nominalnych średnia reakcyjność wynosi $0,23$, masowe natężenie przepływu $4,0\text{ kg/s}$, liczba Macha na wylocie z kierownicy $Ma_1 = 0,4$. Badania eksperymentalne prowadzono w szerokim zakresie obciążeń. Zmieniało się współczynnik prędkości u/c_s pomiędzy $0,3$ i $0,9$ przez zmianę prędkości obrotowej wirnika (u – prędkość wirnika na średnicy podziałowej, c_s – prędkość obliczona na bazie teoretycznego spadku entalpii w stopniu w przepływie izentropowym), Wiechowski [399,400].

Obliczenia numeryczne prowadzono dla trzech wartości u/c_s równych: $0,45$, $0,54$ (warunki nominalne) i $0,65$. Przyjęto jednorodny profil ciśnienia całkowitego i temperatury całkowitej oraz niski poziom turbulencji ($Tu = 1\%$) na wlocie

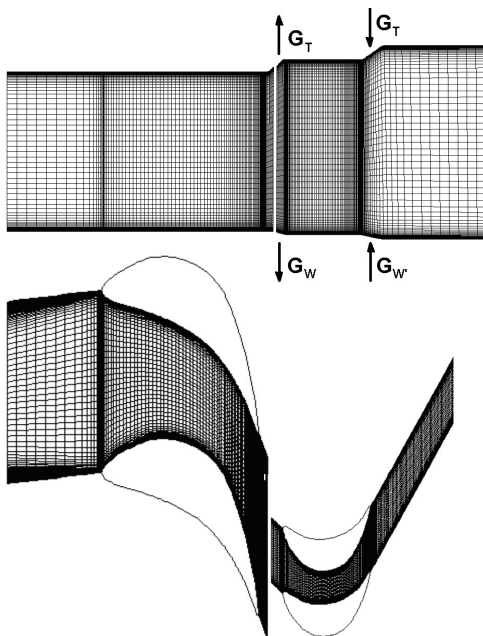
do stopnia. Obliczenia prowadzono na siatce typu H o rozmiarze ok. 1 000 000 objętości skończonych ($88 \times 76 \times 72$ kolejno w kierunku osiowym, promieniowym i obwodowym w kierownicy oraz $96 \times 76 \times 72$ w wirniku), rys. 59. Zgęszczenie siatki spełnia wymogi zastosowanego modelu turbulencji $k-\omega$ SST Mentera ($y^+ = 1 \div 2$). Na rysunku siatki w przekroju merydionalnym można zauważyć zaznaczone przy ograniczeniach zewnętrznych kanału przenikliwe granice obszaru, gdzie zastosowano warunki brzegowe typu źródło/upust dla uwzględnienia oddziaływania przepływów ubocznych.

Obliczenia prowadzono w dwóch etapach, najpierw z pominięciem przepływów ubocznych (z zamkniętymi szczelinami źródłowymi i upustowymi), następnie z uwzględnieniem przepływów ubocznych zarówno przy wierzchołku, jak i przy stopie. W tym drugim etapie obliczenia 3D poprzedzono obliczeniami w oparciu o program TUR96 [351] dla oszacowania masowych natężeń przepływów ubocznych, przy czym korzystano tu z określonego spadku ciśnienia w stopniu oraz przybliżonej geometrii układu łopatkowego, uszczelnień i kanałów przytarczowych. W wyniku tych obliczeń otrzymano następujące wartości: $G_T = 1,2\% G_1$, $G_W = G_{W'} = 0,6\% G_1$, które przyjęto do obliczeń 3D. Ponadto poczyniono pewne założenia dotyczące kierunku dolotu strumieni przecieków do kanału przepływu głównego. Mianowicie przyjęto, że w płaszczyźnie merydionalnej dolot strumieni odbywa się w kierunku prostopadłym do szczelin źródłowych, tzn. pod kątem $\gamma = -55^\circ$ przy wierzchołku oraz 75° przy stopie (kąt merydionalny mierzony jest tu od osi turbiny w kierunku przeciwnym do obrotu wskazówek zegara), rys. 60. Założono także, że kąt obwodowy strumienia przecieku nadłopatkowego wynosi $\alpha' = 75^\circ$ (kąt obwodowy α' mierzony jest od rzutu prędkości na płaszczyznę merydionalną w kierunku zgodnym z obrotem wskazówek zegara), rys. 60. Przyjęto tu, że strumień przecieku nadłopatkowego nie ulega odchyleniu w płaszczyźnie obwodowej przy przejściu przez uszczelnienie, w związku z czym kąt obwodowy strumienia przecieku odpowiada kątowi wypływu strumienia głównego z kierownicy. Założono dość arbitralnie, że kąt obwodowy strumienia przytarczowego wynosi $\alpha' = 60^\circ$. Uwzględniono w tym jednak fakt wpływu obrotu tarczy wirnikowej na kierunek dopływu strumienia przytarczowego.

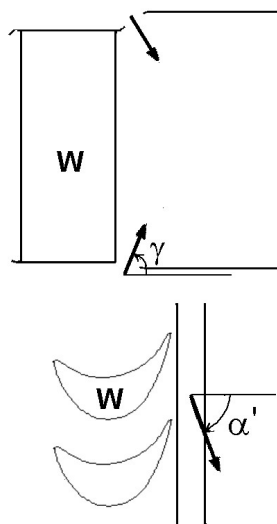
Na rys. 61 przedstawiono porównanie pomierzonych i obliczonych (bez, a następnie z uwzględnieniem przepływów ubocznych) rozkładów prędkości osiowej, obwodowej i całkowitej oraz kąta obwodowego w układzie nieruchomym na wylocie z wirnika dla trzech wartości współczynnika prędkości u/c_s . Przekrój referencyjny znajduje się w odległości 135% cięciwy osiowej (wirnika) za krawędzią wylotową wirnika. Przekrój ten jest położony stosunkowo daleko za układem łopatkowym, w związku z czym procesy mieszania różnych form przepływu wygenerowanych w układzie łopatkowym są już znacznie zaawansowane. Zarówno w eksperymencie, jak i w obliczeniach, piki pochodzące od przepływów wtórnych mają już bardzo wygładzony kształt, choć „poziom wygładzenia” krzywych numerycznych jest tu nieco wyższy niż rozkładów pomierzonych. W tym przypadku należy liczyć się z możliwością nadmiernej dysypa-

tywności schematu numerycznego z powodu niewystarczającego zgęszczenia siatki obliczeniowej w obszarze przepływów wtórnych. Niejednorodności przepływu związane z wirami kanałowymi koncentrują się w badanym wirniku turbiny modelowej w odległości ok. 20% długości łopatki od ograniczeń, a zatem w miejscach, gdzie siatka obliczeniowa jest już mocno rozrzedzona. Choć porównanie wyników obliczeń i pomiarów jest dalekie od pełnej zgodności ilościowej, można powiedzieć, że obliczenia numeryczne pozwalają na odtworzenie głównych tendencji zmian badanych tu parametrów przepływu. Wyznaczone numerycznie i pomierzone położenia pików rozkładów w obszarze przepływów wtórnych pokrywają się z dokładnością do kilku procent wysokości kanału.

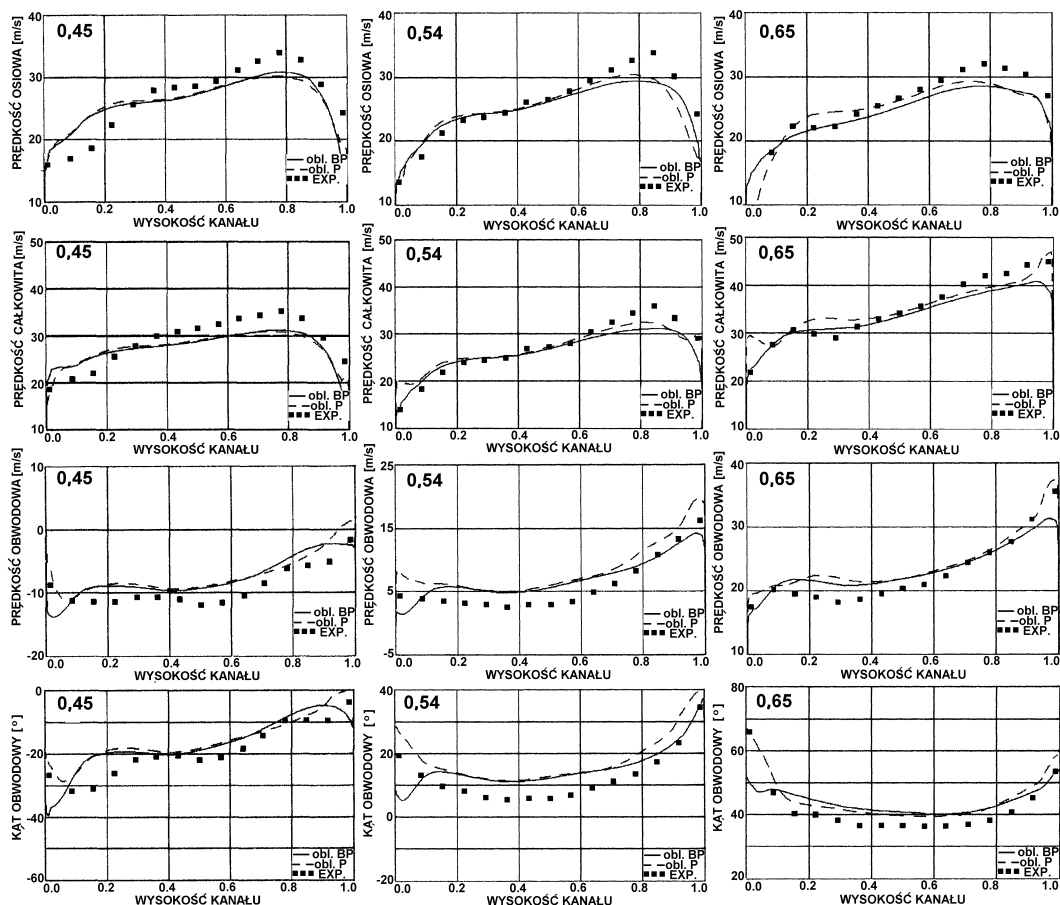
Obliczenia bez uwzględnienia strumieni przepływów ubocznych przeważnie prowadzą do niedoszacowania wartości prędkości obwodowej i kąta obwodowego w pobliżu ograniczeń zewnętrznych kanału, czyli w obszarach wpływu przepływów ubocznych. Rzeczywisty wzrost wartości prędkości obwodowej i kąta obwodowego ma tu miejsce dzięki dodatkowym źródłom pędu czynnika w kierunku obwodowym, jakimi są nieodwrócony strumień przecieku nadłopatkowego oraz strumień przepływu przytarczowego ciągnięty siłami lepkości przez obracającą się tarczę wirnikową. Niedoszacowanie prędkości obwodowej przy ograniczeniach w obliczeniach bez przecieków oraz wzrost tej składowej prędkości i kąta obwodowego w obliczeniach z przeciekami widać z porównania odpowiednich krzywych na rys. 61. Konfrontacja z eksperymentem wskazuje jednak, że przeprowadzone obliczenia z uwzględnieniem przecieków nieco za-



Rys. 59. Siatka obliczeniowa w obszarze kierownicy i wirnika modelowej turbiny ITC w przekroju merydionalnym i obwodowym



Rys. 60. Oznaczenie kierunków dołotu strumieni przecieków w płaszczyźnie merydionalnej i obwodowej

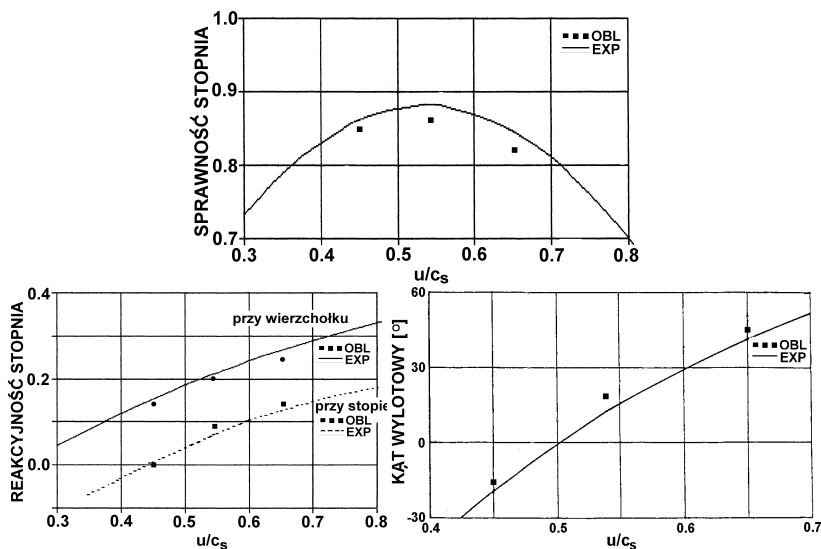


Rys. 61. Modelowa turbina ITC – porównanie pomierzonych i obliczonych rozkładów wzdłuż wysokości kanału prędkości osiowej, obwodowej i całkowitej oraz kąta obwodowego na wylocie z wirnika; $u/c_s=0,45$ (kol. lewa), $0,54$ (kol. środkowa) i $0,65$ (kol. prawa); obliczenia bez przecieków (BP) i z uwzględnieniem przecieków (P)

wyżają wartości prędkości obwodowej w pobliżu ograniczeń, na co mogą składać się dwie przyczyny – zbyt duże masowe natężenia przepływów ubocznych przyjęte do obliczeń lub zbyt duże przyjęte kąty dolotu strumieni przepływów ubocznych (75° dla przecieku nadłopatkowego oraz 60° dla strumienia przystarczowego).

Na rys. 62 przedstawiono porównanie pomierzonych i obliczonych sprawności, reakcyjności i średniego kąta wylotowego z turbiny modelowej w badanym zakresie u/c_s . Obliczone sprawności przepływu są niższe niż pomierzone o $1\div 2\%$ (punktu procentowego). Obliczenia przewidują nieco mniejszy gradient reakcyjności wzdłuż wysokości kanału. Różnice wartości reakcyjności przy stopie i przy wierzchołku nie przekraczają 2% . Różnice wartości średniej kąta wylotowego (w płaszczyźnie obwodowej) sięgają $3\div 7^\circ$. Z przedstawionych rezultatów widać, że obliczenia CFD nie są doskonałe. Błąd bezwzględny w oszacowa-

niu sprawności i kąta wylotowego jest tu dość wyraźny, jednakże nie jest to błąd przypadkowy. Charakter odchyżeń od wartości zmierzonych jest podobny w całym badanym zakresie obciążeń. Można zatem na podstawie obliczeń z łatwością odczytać trendy zmian sprawności przy zmianie obciążenia, czy też przy zmianie geometrii, co jest m.in. podstawą kształtowania przestrzennego kanałów łopatkowych. Pozwala to na podnoszenie sprawności o przyrosty poniżej 1% (punktu procentowego) przy możliwym bezwzględnym błędzie oszacowania sprawności sięgającym 2%.



Rys. 62. Porównanie pomierzonych i obliczonych sprawności, reakcyjności i kąta wylotowego ze stopnia turbiny modelowej ITC w badanym zakresie u/c_s ; obliczenia z uwzględnieniem przecieków

Pięciostopniowa część niskoprężna turbiny o mocy 370MW

Korzystając z dostępnych danych pomiarowych zebranych w części niskoprężnej turbiny 370 MW (Marcinkowski [100]) zweryfikowano możliwości obliczeń wielostopniowych z wykorzystaniem różnych równań stanu czynnika. Badana 5-stopniowa część niskoprężna jest turbiną reakcyjną o konstrukcji bębnowej. Posiada promieniowy wlot załopatkowany kierownicami wstępnymi (żebami) i osiowo-promieniowy dyfuzor wylotowy. Kierownice stopni 2÷5 oraz wirniki stopni 1÷4 mają bandażowane łopatki z typowymi uszczelnieniami ząbkowymi. Wirnik stopnia 5 (stopnia wylotowego) ma niebandażowane łopatki wolnonośne. Za stopniami 3÷4 umieszczone są dwa upusty regeneracyjne. Weryfikacji modelu przepływu na przykładzie części niskoprężnej turbiny o mocy 370 MW poświęcona jest praca autora [332].

Wyniki pomiarów na turbinie 370 MW posłużyły do określenia warunków brzegowych do obliczeń 3D dla obciążenia nominalnego, do zweryfikowania wyników obliczeń w przekrojach położonych za stopniami 3÷5 oraz porównania

sprawności. Procedura oszacowania sprawności części NP turbin na podstawie danych pomiarowych została omówiona w pracy Gardzilewicz i Marcinkowskiego [402] oraz Krzyżanowskiego i Marcinkowskiego [403]. Procedura ta bazuje na: (1) pomiarze rozkładu ciśnienia statycznego i całkowitego oraz temperatury statycznej i całkowitej na wlocie do części niskoprężnej i na wylocie z kolejnych stopni turbiny pracujących w obszarze pary przegrzanej; (2) pomiarze rozkładu ciśnienia statycznego i całkowitego na wylocie ze stopni turbiny pracujących w obszarze pary mokrej oraz pomiarze rozkładu prędkości wylotowej; (3) obliczeniu strat palisadowych stopni pracujących w obszarze pary mokrej w oparciu o solver metody krzywizny linii prądu (Gardzilewicz i in. [404]). Ocenia się, że przy niepewności pomiaru pozycji sondy do 1 mm, ciśnienia do 0,5 mm Hg, temperatury do $0,2 \pm 0,5^\circ\text{C}$, kąta obwodowego do 1° , kąta merydionalnego do 10° , błąd w oszacowaniu sprawności samego stopnia wylotowego pracującego w parze mokrej jest na poziomie $\Delta\eta = \pm 3\%$, a całej części niskoprężnej turbiny na poziomie $\Delta\eta = \pm 1,5 \pm 2,0\%$. Metoda pomiarowa nie odwołuje się do bezpośredniego pomiaru stopnia suchości.

Organizacja obliczeń. Obliczenia prowadzono w oparciu o program Flo-wER z modelem turbulencji $k-\omega$ SST Mentera. W obliczeniach wykorzystano równanie stanu gazu doskonałego termicznie i niedoskonałego kalorycznie (260), wykonano także porównanie z rezultatami obliczeń w oparciu o równanie stanu gazu doskonałego termicznie i kalorycznie (259). Zastosowano model źródło/upust w odniesieniu do upustów regeneracyjnych i przecieków nad/pod łopatkami bandażowanymi. Metoda obliczeniowa i pomiarowa pozwalają na ocenę strat entalpii w poszczególnych stopniach turbiny i w całej turbinie. Straty entalpii definiuje się tu jako

$$\xi = \frac{h_{ex} - h_{ex,s}}{h_{in}^* - h_{ex,s}}; \quad \xi' = \frac{h_{ex} - h_{ex,s} + c_{ex}^2 / 2}{h_{in}^* - h_{ex,s}}, \quad (297)$$

gdzie ξ i ξ' są odpowiednio (uśrednionymi masowo) stratami entalpii bez i z uwzględnieniem energii wylotowej czynnika, c_{ex} jest prędkością wylotową, $h_{in}^*, h_{ex}, h_{ex,s}$ oznaczają kolejno entalpię całkowitą na wlocie, entalpię statyczną na wylocie oraz entalpię izentropową (przy ekspansji do ciśnienia wylotowego w przepływie izentropowym). W niniejszej części pracy indeksy in oraz ex oznaczają odpowiednio wartości parametrów na wlocie i wylocie z turbiny, natomiast indeks górny $*$ oznacza wartości całkowite.

Dla oceny poziomu strat w metodzie obliczeniowej, istotne jest wyznaczenie entalpii izentropowej. Możemy ją zapisać w postaci $h_{ex,s} = h(p_{ex}, T_{ex,s}) = h(p_{ex}, \rho_{ex,s})$, gdzie temperaturę izentropową $T_{ex,s}$, ewentualnie gęstość izentropową $\rho_{ex,s}$, znajdujemy z warunku zerowego przyrostu entropii $s(p_{ex}, T_{ex,s}) = s(p_{in}^*, T_{in}^*)$. Wielkości te można wyprowadzić w postaci

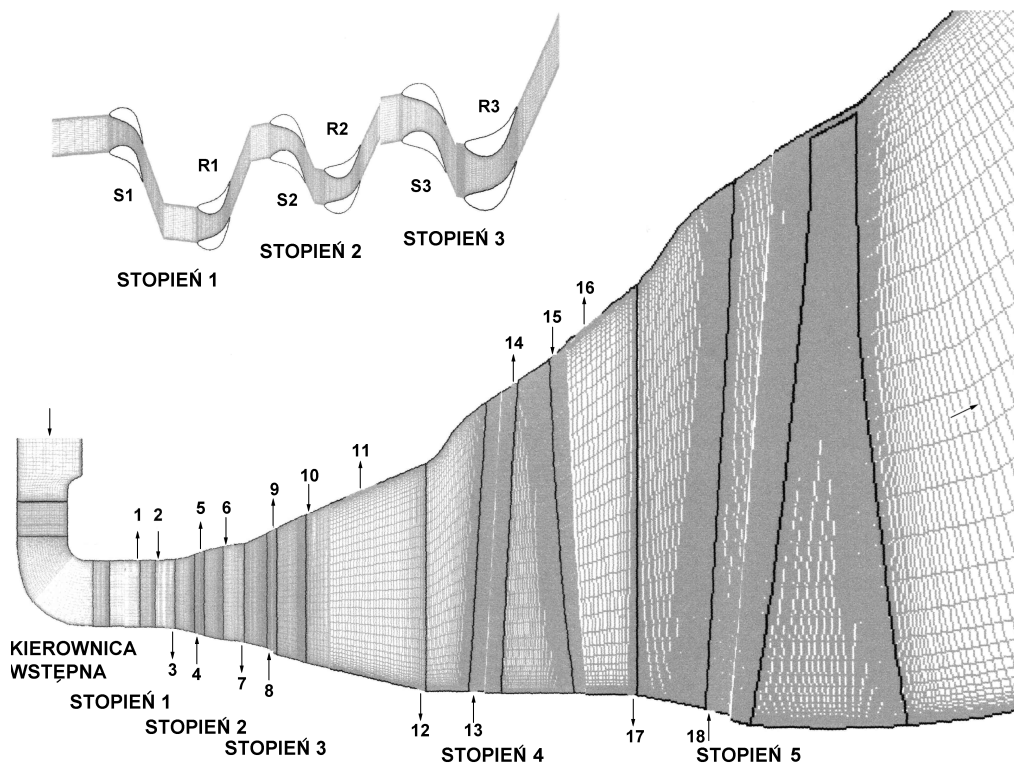
wyrażen analitycznych w przypadku modelu gazu doskonałego termicznie i kalorycznie, tj. przy stałych wartościach ciepł właściwych, oraz jedynie numerycznie (iteracyjnie) w przypadku gazu niedoskonałego kalorycznie, tzn. gdy wartości ciepł właściwych zmieniają się w funkcji temperatury.

Zaprezentowane wyniki pochodzą z obliczeń na siatce typu H o rozmiarach 4 600 000 objętości skończonych – 11 wieńców $\times$ 100÷120×64×60 oczek (kolejno w kierunku osiowym, promieniowym i obwodowym). Liczba oczek w kierunku osiowym jest zależna od szerokości dyfuzora osiowego lub osiowo-promieniowego. Siatkę zgęszczono w pobliżu ścianek ograniczeń i łopatek oraz w obszarze krawędzi wlotowych i wylotowych. Podobnie jak w poprzednich obliczeniach przyjęto wartość y^+ na poziomie 1÷2. Obszar obliczeniowy rozciąga się także na obszar przecieku nad niebandażowanymi łopatkami wirnikowymi stopnia 5. W trakcie sprawdzania niezależności wyników od siatki wykonywano także obliczenia na siatce o rozmiarach 5 700 000 objętości skończonych, ale nie stwierdzono zasadniczych zmian w obrazach przepływu i wartościach charakterystyk poszczególnych stopni. Widok obszaru obliczeniowego w przekroju merydionalnym oraz fragment przekroju obwodowego pokazano na rys. 63. Na rysunku tym zaznaczono też miejsca przy ograniczeniach zewnętrznych ponumerowane od 1 do 18, gdzie zastosowano warunki brzegowe typu źródło/upust.

Warunki brzegowe. Warunki brzegowe i inne dane potrzebne do obliczeń przyjęto na podstawie następujących wartości pomiarowych: na wlocie – temperatura statyczna $T_{in} = 538$ K, ciśnienie statyczne $p_{in} = 5,14 \cdot 10^5$ Pa, entalpia statyczna $h_{in} = 2992$ kJ/kg, stopień suchości $x_{in} = 1,0$; na wylocie – temperatura statyczna $T_{ex} = 316$ K, ciśnienie statyczne $p_{ex} = 0,086 \cdot 10^5$ Pa, entalpia statyczna $h_{ex} = 2352$ kJ/kg, stopień suchości $x_{ex} = 0,905$. Warunkami brzegowymi dla solwera są: na wlocie do obszaru obliczeniowego – temperatura całkowita i ciśnienie całkowite $T_{in}^* = 539$ K, $p_{in}^* = 5,19 \cdot 10^5$ Pa; na wylocie – ciśnienie statyczne $p_{ex} = 0,086 \cdot 10^5$ Pa. Wartości temperatury i entalpii statycznej na wlocie i wylocie są potrzebne do wyznaczenia zależności liniowej dla zmian wartości ciepł właściwych w funkcji temperatury. Wartości c_{v0}, c_v^t w równaniu (260) znajduje się z układu równań (trzecią niewiadomą jest tu h_0):

$$\begin{aligned} h_{in} &= c_{v0}T_{in} + \frac{1}{2}c_v^tT_{in}^2 + \frac{p_{in}}{\rho_{in}} + h_0, \\ h_{ex} &= c_{v0}T_{ex} + \frac{1}{2}c_v^tT_{ex}^2 + \frac{p_{ex}}{\rho_{ex}} + h_0, \\ \kappa_{in} &= \frac{c_{v0} + c_v^tT_{in} + R}{c_{v0} + c_v^tT_{in}}. \end{aligned} \quad (298)$$

Wartości indywidualnej stałej gazowej R i stosunku ciepł właściwych κ_{in} pochodzą z wlotu do turbiny z obszaru pary przegrzanej ($R = 452 \text{ J/kgK}$, $\kappa_{in} = 1,32$). Rozwiązanie układu równań (186) daje $c_{v0} = 6078 \text{ J/kgK}$, $c_v^t = -8,67 \text{ J/kgK}^2$, $h_0 = 733 \text{ kJ/kg}$. Zatem w zakresie spodziewanych zmian temperatur, c_v zmienia się od 1413 J/kgK (dla $T = 538 \text{ K}$) do 3338 J/kgK (dla $T = 316 \text{ K}$), c_p zmienia się od 1865 J/kgK do 3790 J/kgK , podczas gdy stosunek ciepł właściwych κ zmienia się od $1,32$ do $1,135$.



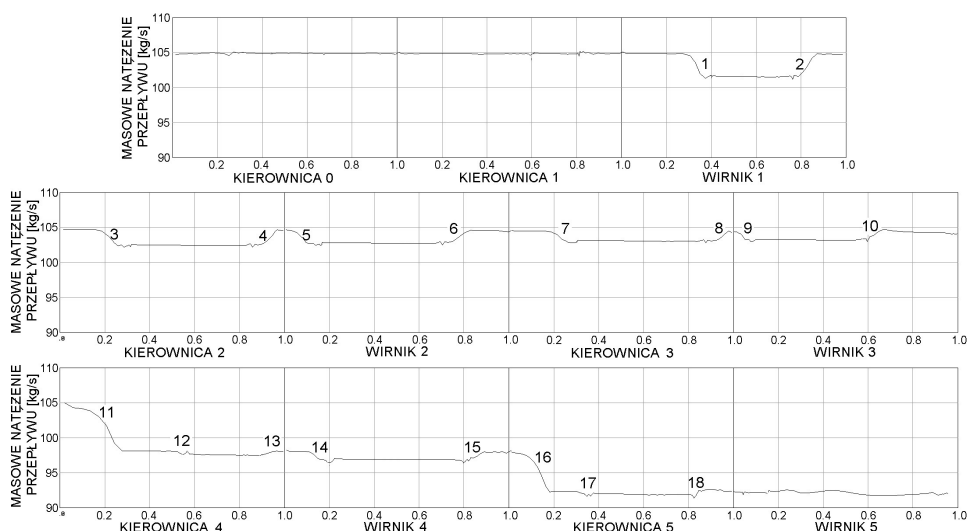
Rys. 63. 5-stopniowa turbina części NP – widok siatki obliczeniowej w przekroju merydionalnym oraz fragment przekroju obwodowego [332]

Masowe natężenia przecieków nad/podłopatkowych potrzebne do realizacji warunków brzegowych typu źródło/upust pozyskano z obliczeń w oparciu o program TUR96 [351]). Wartości te, jak również temperatury całkowite dla szczelin źródłowych, zebrano w tab. 2. Ponadto przyjęto, że w płaszczyźnie merydionalnej dolot strumieni przecieków odbywa się pod kątem $\gamma = -60^\circ$ przy wierzchołku oraz $\gamma = 60^\circ$ przy stopie. Przyjęto także, że kąt obwodowy strumieni przecieków nadłopatkowych na dolocie do układu łopatkowego wynosi $\alpha' = 60^\circ$ przy założeniu, że kąt obwodowy strumienia przecieku nadłopatkowego zmienia się nieznacznie w uszczelnieniu labiryntowym w porównaniu do wylotu z kierownicy. Natomiast kąt obwodowy dolotu strumieni przecieków podłopatkowych określono na poziomie 0° zakładając, że spodziewanym kierunkiem wylotu

tu strumienia głównego z wirnika jest kierunek osiowy (przypomnijmy, że kąt merydionalny γ mierzony jest od osi turbiny w kierunku przeciwnym do obrotu wskazówek zegara, kąt obwodowy α' mierzony jest od rzutu prędkości na płaszczyznę merydionalną w kierunku zgodnym z obrotem wskazówek zegara). Na rys. 64 przedstawiono wynikowy rozkład masowego natężenia przepływu w układzie międzyłopatkowym wzdłuż turbiny. Natężenie przepływu na wlocie jest równe 104,8 kg/s, a jego zmiany za kolejnymi szczelinami 1÷18 wynikają z odprowadzenia/powrotu pary do/z uszczelnień nad/pod łopatkami oraz z odprowadzenia pary do upustów (zwróćmy uwagę, że nie odjęto masowego natężenia przecieku przez szczelinę nad niebandażowaną łopatką wirnikową stopnia 5).

Szczelina	1÷2	3÷4	5÷6	7÷8	9÷10	11	12÷13	14÷15	16	17÷18
Położenie	W 1	K 2	W 2	K 3	W 3	U 1	K 4	W 4	U 2	K 5
G [kg/s]	±3,31	±2,23	±1,82	±1,40	±1,10	-6,00	±0,51	±1,11	-5,50	±0,33
T_{0T} [K]	538	488	488	435	435	—	377	377	—	352

Tab. 2. Parametry źródeł i upustów w 5-stopniowej turbinie [332]



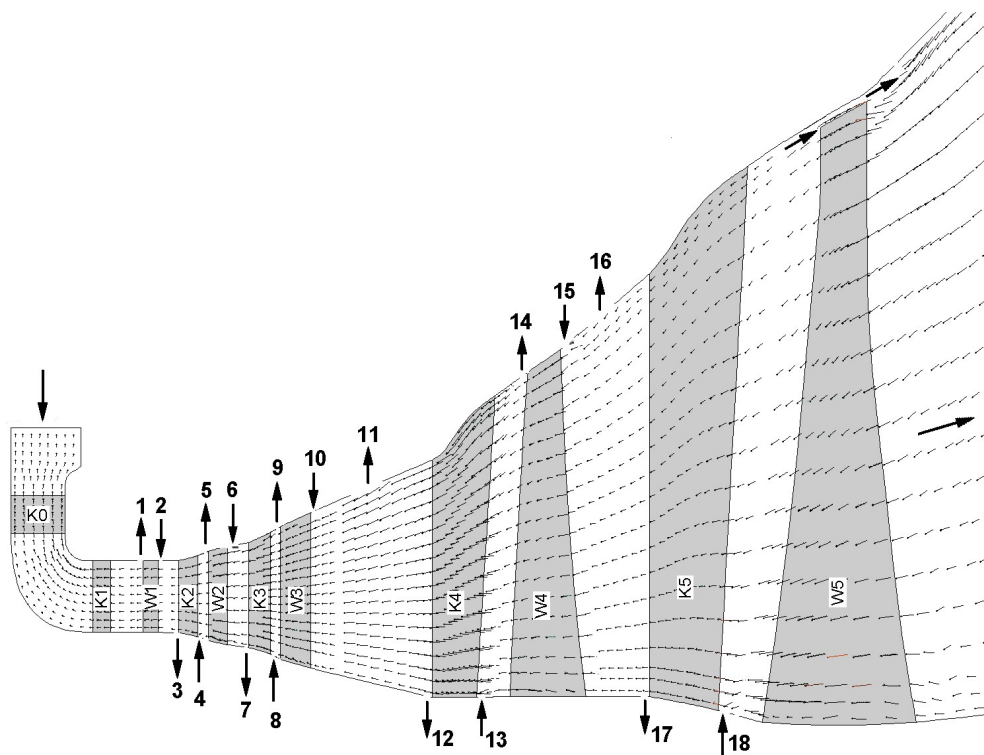
Rys. 64. Rozkład masowego natężenia przepływu w układzie międzyłopatkowym wzdłuż turbiny [332]

Wyniki obliczeń. Rysunki 65÷69 ilustrują proces ekspansji w turbinie. Z obrazu wektorów prędkości w przekroju merydionalnym przez środek kanału międzyłopatkowego widać, że przepływ jest regularny dla badanego obciążenia nominalnego, rys. 65. Nie obserwuje się obszarów oderwań, przepływ pozostaje styczny do ograniczeń zewnętrznych poza miejscami oddziaływania przecieków nad/podłopatkowych. Szczegóły przepływu w obszarze przecieku nad łopatkami bandażowanymi stopnia 1 można zaobserwować na rysunku wektorów pola

prędkości i izolinii ciśnienia całkowitego, rys. 66. Jak wynika z ilustracji odprowadzenie pary do uszczelnienia ma niewielki wpływ na kształt pola prędkości w kanale. Jednakże fakt odessania warstwy przyściennej do szczeliny ma hamujący wpływ na rozwój przepływów wtórnych, co można stwierdzić przez porównanie rozległości centrów strat przepływów wtórnych pochodzących od przeciwnych ograniczeń na wykresie izolinii ciśnienia całkowitego. Z kolei wprowadzenie strumienia przecieku nadłopatkowego do przepływu głównego jest źródłem strat mieszania widocznych przy ograniczeniu górnym na wykresie izolinii ciśnienia całkowitego. Na rys. 67 pokazano izolinie ciśnienia całkowitego w obszarze przecieku nad łopatką niebandażowaną stopnia 5 w dwóch przekrojach, położonych wewnątrz obszaru międzyłopatkowego tuż przed krawędzią wylotową i w odległości 25% cięciwy osiowej za krawędzią wylotową. Strumień przecieku opuszcza szczelinę nadłopatkową i pod wpływem wstecznego gradientu ciśnienia pomiędzy powierzchnią ssącą i cisnącą odrywa się od ścianki ograniczenia zewnętrznego i tworzy strukturę wirową przecieku nadłopatkowego. Na rys. 68 przedstawiono efekt wprowadzenia do przepływu głównego przecieku pod łopatką kierowniczą stopnia 5. Strefa mieszania nie jest tu rozległa z uwagi na małe natężenie strumienia przecieku. Uszczelnienie labiryntowe jest bowiem położone znacznie poniżej konturu ograniczenia dolnego. Ponadto strumień przecieku uzupełnia częściowo deficyt masowego natężenia przepływu w niedociążonym przy stopie wirnika stopnia wylotowego, pracującym w warunkach niskiej reaktywności.

Wzdłuż turbiny prędkości przepływu wzrastają od zakresu poddźwiękowego do wartości naddźwiękowych w gardłach kanałów stopni 3÷5. Na rys. 69 pokazano przykładowo powierzchniowe rozkłady liczby Macha w przekrojach na średnicy podziałowej stopnia 3 i 5. Średnia liczba Macha za kierownicami stopni 1÷3 ma wartość $Ma < 0,75$, za kierownicą stopnia 5 wynosi $Ma = 1,2$. Z uwagi na znaczny gradient reaktywności wzdłuż wysokości kanału, co pokazano na rys. 70, liczba Macha sięga lokalnie wartości 1,6 przy stopie kierownicy oraz przy wierzchołku wirnika stopnia 5. Na rys. 70 obok rozkładu reaktywności pokazano rozkład wzdłuż wysokości kanału strat entalpii z pominięciem energii wylotowej w kolejnych stopniach 3÷5, obliczony w przekrojach położonych w odległości 30÷40% cięciwy osiowej za krawędzią wylotową wirników. Można zauważyć wzrost poziomu strat w obszarze przecieku nadłopatkowego (stopień 5), w obszarze przepływów wtórnych (stopnie 3÷5) oraz z powodu przeciążenia łopatki kierowniczej i niedociążenia łopatki wirnikowej przy stopie wynikającego z niskiej reaktywności (stopnie 4÷5).

Porównanie z danymi pomiarowymi. W niniejszym podrozdziale przedstawiono porównanie wyników obliczeń numerycznych w oparciu o model ze zmiennymi wartościami ciepła właściwych (gaz doskonały termicznie, niedoskonały kalorycznie) z wynikami pomiarów, jak również z wynikami obliczeń



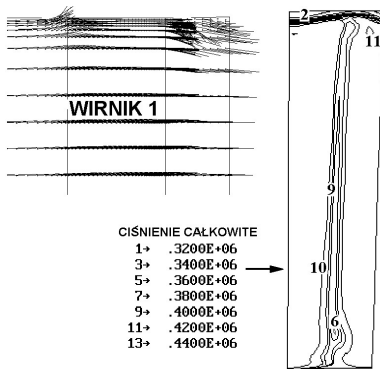
Rys. 65. Wektory pola prędkości w przekroju merydionalnym;
K – kierownica, W – wirnik [332]

w oparciu o model stałych ciepł właściwych (gaz doskonały termicznie i kalorycznie). Rozpatrywano dwa przypadki gazu doskonałego termicznie oraz kalorycznie: przypadek (A), gdzie indywidualna stała gazowa i stosunek ciepł właściwych odpowiadają parametrom pary przegrzanej na wlocie do turbiny – $R = 452 \text{ J/kgK}$, $\kappa = 1,32$ oraz przypadek (B), gdzie indywidualna stała gazowa jest średnią z wartości na wlocie i wylocie, natomiast stosunek ciepł właściwych jest określony tak, aby zachowany został pomierzony spadek entalpii w turbinie. Wartość κ wyznaczona jest wówczas z zależności

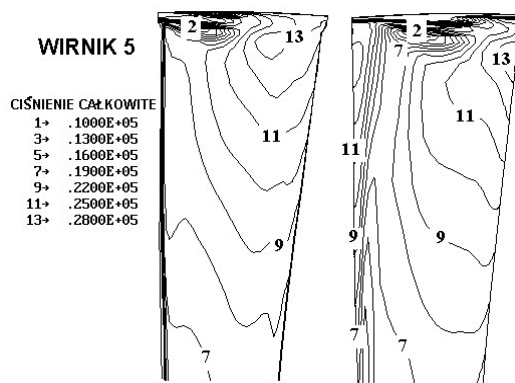
$$h_{in} - h_{ex} = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \left(\frac{p_{in}}{\rho_{in}} - \frac{p_{ex}}{\rho_{ex}} \right), \quad (299)$$

co daje $R = 436 \text{ J/kgK}$, $\kappa = 1,21$.

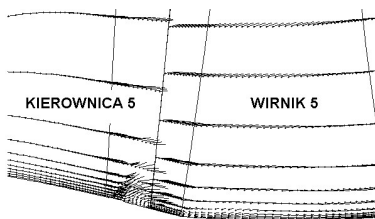
W tab. 3 zebrano pomierzone i obliczone ciśnienia, temperatury, entalpie i wartości masowego natężenia przepływu za kolejnymi stopniami 1÷5. Nie ma praktycznie rozbieżności pomiędzy wartościami ciśnienia za stopniami 3÷5 otrzymanymi z pomiarów i obliczeń w modelu zmiennych ciepł właściwych. Różnice są znacznie większe w przypadku obliczeń w modelu stałych ciepł właściwych. Temperatura obliczona w modelu zmiennych ciepł właściwych za



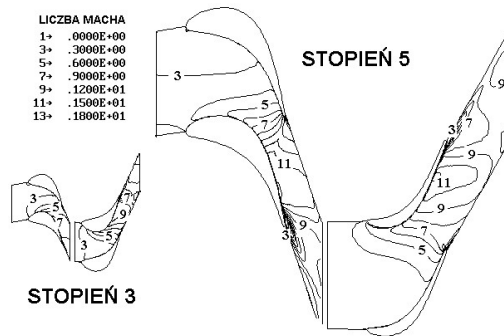
Rys. 66. Przeciek nad łopatką bandażowaną wirnika stopnia 1: wektory pola prędkości w przekroju merydionalnym przez środek kanału; izoliny ciśnienia całkowitego 25% cięciwy osiowej za krawędzią wylotową [332]



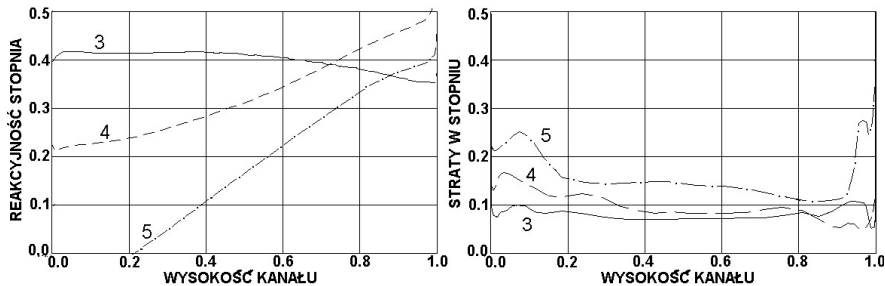
Rys. 67. Przeciek nad łopatką niebandażowaną wirnika stopnia 5: izoliny ciśnienia całkowitego 5% cięciwy osiowej przed krawędzią wylotową (rys. lewy) oraz 25% cięciwy osiowej za krawędzią wylotową (rys. prawy) [332]



Rys. 68. Przeciek pod łopatką bandażowaną kierownicy stopnia 5: wektory pola prędkości w przekroju merydionalnym przez środek kanału [332]



Rys. 69. Izoliny liczb Macha w stopniu 3 i 5 w przekroju obwodowym na średnicy podziałowej [332]



Rys. 70. Rozkład wzdłuż wysokości kanału reakcyjności (rys. lewy) i strat entalpii bez uwzględnienia energii wylotowej (rys. prawy) w stopniu 3, 4 i 5 [332]

stopniem 5 odpowiada temperaturze pomierzonej, rozbieżności do kilkunastu K pojawiają się za stopniami 3 i 4. Obliczenia w modelu zmiennych ciepł właściwych nieco zaniżają spadki temperatury w trzech pierwszych stopniach, a zawyżają w dwóch ostatnich. Z kolei obliczenia w modelu stałych ciepł właściwych prowadzą do błędnego określenia temperatury za stopniem 5. Szczególnie niefizycznym wynikiem jest spadek temperatury za stopniem 5 poniżej 230 K w przypadku (A). Z drugiej strony wartości temperatury za stopniem 3 i 4 obliczone w modelu stałych ciepł właściwych w przypadku B zgadzają się lepiej z wartościami pomierzonymi, niż obliczone w modelu zmiennych ciepł właściwych.

Za stopniem	Ciśnienie statyczne [bar]				Temperatura statyczna [K]			
	cp, cv const		cp, cv var	exp.	cp, cv const		cp, cv var	exp.
	A	B			A	B		
1	3,082	3,140	3,140	–	479,8	496,2	488,0	–
2	1,770	1,838	1,850	–	425,8	455,3	448,0	–
3	0,737	0,782	0,799	0,799	356,0	397,6	398,1	371,2
4	0,305	0,334	0,350	0,349	293,9	348,9	360,8	346,4
5	0,080	0,080	0,083	0,083	225,7	282,0	312,5	314,8
Za stopniem	Entalpia statyczna [kJ/kg]				Masowe natężenie przepływu [kg/s]			
	cp, cv const		cp, cv var	exp.	cp, cv const		cp, cv var	exp.
	A	B			A	B		
1	2881	2889	2886	–	105,9	105,6	104,7	–
2	2779	2786	2786	–	105,8	105,5	104,6	–
3	2660	2664	2640	2647	105,7	105,5	104,5	107,9
4	2531	2521	2517	2531	99,4	99,2	98,0	100,9
5	2412	2366	2350	2350	93,7	93,7	92,2	96,0

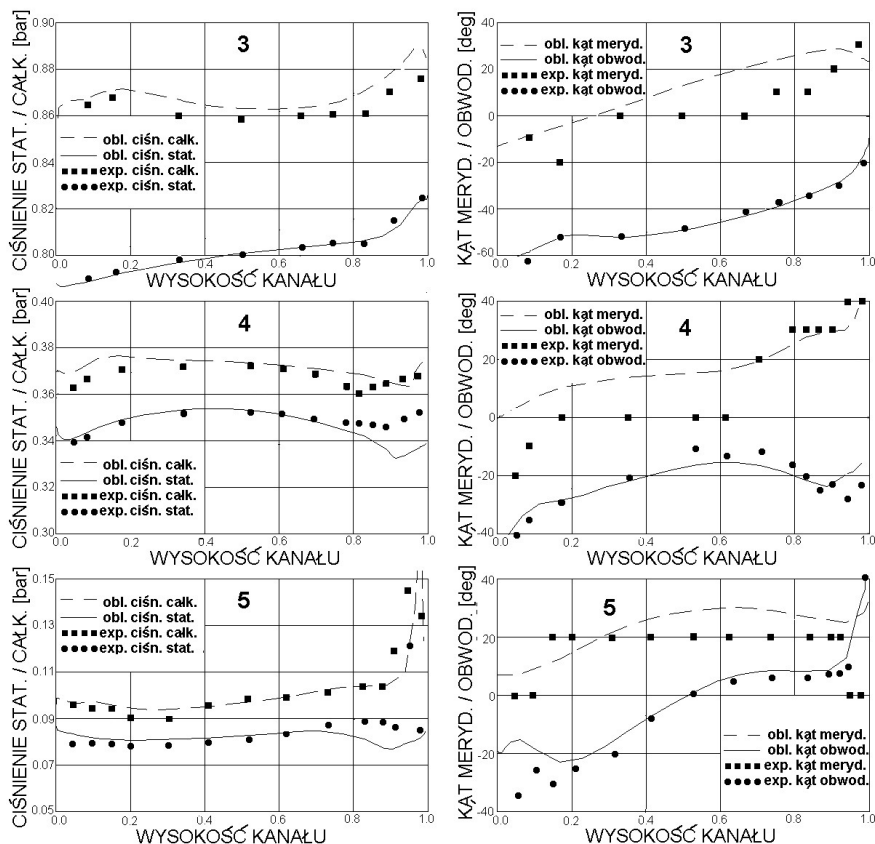
Tab. 3. Porównanie pomierzonych i obliczonych wartości ciśnienia statycznego, temperatury statycznej, entalpii statycznej i masowego natężenia przepływu za kolejnymi stopniami 1÷5 [332]

Sprawność turbiny [%]			
cp, cv const		cp, cv var	exp.
A	B		
88,5	87,4	85,6	86,0

Tab. 4. Porównanie pomierzonych i obliczonych wartości sprawności turbiny [332]

Zaobserwowane różnice w określeniu pól ciśnienia i temperatur, a także różne sposoby określenia entalpii w poszczególnych modelach prowadzą do różnic w oszacowaniu spadków entalpii, mocy i sprawności kolejnych stopni turbiny. Najlepszą zgodność z wartościami pomierzonymi spadków entalpii w stopniach 3÷5 otrzymujemy z wyników obliczeń w modelu zmiennych ciepł właściwych (entalpia obliczona w modelu zmiennych ciepł właściwych za stopniem 5 jest dokładnie taka sama jak wartość pomierzona). Spadki entalpii

w poszczególnych stopniach turbiny są wyraźnie zaniżone w modelu stałych ciepł właściwych (A), a tylko nieznacznie zaniżone w przypadku (B). Wyniki obliczeń w obszarze pary przegrzanej (stopnie 1÷3) są podobne w modelu zmiennych ciepł właściwych i w modelu stałych ciepł właściwych, natomiast model zmiennych ciepł właściwych daje zdecydowanie lepsze wyniki w obszarze pary mokrej (stopień 5).



Rys. 71. Porównanie pomierzonych i obliczonych rozkładów wzdłuż wysokości kanału ciśnienia statycznego i całkowitego (rys. lewe) oraz kąta merydionalnego i obwodowego (rys. prawe) za stopniem 3 (rys. górne), 4 (rys. środkowe) i 5 (rys. dolne) [332]

W tab. 4 porównano sprawności turbiny pomierzone i obliczone w rozwiązanych modelach. Straty entalpii w 5-stopniowej turbinie (z uwzględnieniem energii wylotowej) obliczone w modelu zmiennych ciepł właściwych wynoszą 14,4%, co daje sprawność turbiny równą 85,6%, porównywalną z wartością otrzymaną z pomiarów (86,0%). Sprawności otrzymane z obliczeń w modelu stałych ciepł właściwych są wyższe, rozbieżność z wartością pomiarową jest tu znacznie większa. W tab. 3 porównano także wartości masowego natężenia przepływu w kolejnych stopniach turbiny otrzymane w poszczególnych wariantach. Niestety największe rozbieżności z wartościami pomiarowymi występują

tu w modelu zmiennych ciepł właściwych (choć są one także widoczne w obliczeniach w modelu stałych ciepł właściwych). Rozbieżności nie przekraczają jednak 4% wartości pomierzonych. Najprawdopodobniej przyczyna rozbieżności tkwi w jednofazowym modelu obliczeniowym przepływu.

Na rys. 71 przedstawiono porównanie pomierzonych i obliczonych w modelu zmiennych ciepł właściwych rozkładów wzdłuż wysokości kanału ciśnienia statycznego i całkowitego oraz kąta merydionalnego γ i obwodowego α za stopniami 3÷5. Ogólne tendencje zmian obserwowane w rozkładach pomiarowych ciśnienia statycznego i całkowitego są jakościowo dobrze odtworzone w rezultatach obliczeń. Podobnie niezłą zgodność otrzymujemy pomiędzy pomierzonym i obliczonym rozkładem kąta obwodowego. Porównanie rozkładu kąta w płaszczyźnie merydionalnej wydaje się być wypaczone z uwagi na małą dokładność pomiaru tego parametru.

2.9. Podsumowanie rozdziału 2

Przedstawiono model matematyczny przepływu czynnika lepkiego, ściśliwego w kanałach cieplnych maszyn wirnikowych oparty na układzie równań Navier-Stokesa w uśrednieniu Reynoldsa (Favre'a). Omówiono kwestię modelowania turbulencji jako domknięcia układu RANS, wraz z dyskusją zalet i wad przedstawionych modeli turbulencji pod kątem ich przydatności do rozwiązywania konkretnych zagadnień przepływowych w dziedzinie cieplnych maszyn wirnikowych. Przedstawiono także w zarysie metodę LES oraz wybrane metody hybrydowe RANS/LES. Opisano dostępne równania stanu czynnika roboczego w turbinach cieplnych. Przedstawiono zagadnienia związane z rozwiązaniem numerycznym przepływu w geometrii turbinowej obejmujące m.in. transformację układu współrzędnych, warunki brzegowe, dyskretyzację układu równań i obszaru obliczeniowego, a także warunki periodyczności w przepływie niestacjonarnym oraz model typu źródło/upust dla uwzględnienia efektów oddziaływania przepływów nieszczelności ze strumieniem głównym w obszarze układu łopatkowego.

Ostatnią część rozdziału poświęcono weryfikacji modeli obliczeniowych na obiektach modelowych i rzeczywistych. I tak na przykładzie palisady liniowej Durham pokazano, że obliczenia w oparciu o modele lepkości turbulentnej są w stanie przewidzieć podstawowe cechy przepływu trójwymiarowego. Zawyżają jednak poziom strat przepływu w śladzie spływowym i w obszarach przepływów wtórnych. Poprawy jakości rozwiązań i znacznego zbliżenia do wyników pomiarów można oczekiwać przy użyciu modelu naprężeń Reynoldsa, co jednakże związane jest ze znacznym zwiększeniem kosztów obliczeniowych.

Określono sposób zadawania warunków brzegowych w modelu źródło/upust. Na przykładzie modelowej turbiny ITC Łódź pokazano, że wyniki obliczeń z wykorzystaniem modelu źródło/upust dobrze oddają strukturę przepływu w obszarach w pobliżu ograniczeń zewnętrznych kanału, a obliczone rozkłady parametrów przepływu wykazują jakościowo zbliżony charakter do wyników

pomiarów. Co prawda, oszacowania sprawności są obarczone błędem na poziomie $1\div 2\%$ (punktu procentowego), jednakże kierunek odchylenia od wartości zmierzonych jest stały w całym badanym zakresie obciążeń. Można zatem na podstawie obliczeń z łatwością odczytać trendy zmian sprawności przy zmianie obciążenia czy też przy zmianie geometrii, co stanowi podstawę kształtowania przestrzennego kanałów łopatkowych i innych metod podnoszenia sprawności przepływu.

Określono optymalny sposób doboru parametrów modelu gazu doskonałego termicznie, niedoskonałego kalorycznie, gdzie wartości ciepła właściwych są liniowymi funkcjami temperatury. Na przykładzie 5-stopniowej turbiny NP pokazano, że model ten daje możliwość poprawnej oceny rozkładów parametrów termodynamicznych w wielostopniowych układach łopatkowych w szerokim zakresie parametrów obejmującym obszar pary przegrzanej i mokrej.

3. Badania numeryczne strat przepływowych i sprawności turbin

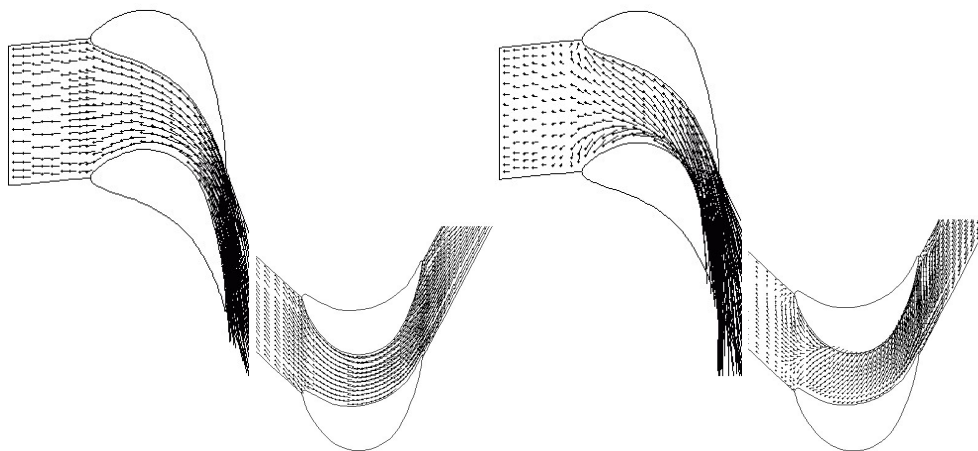
3.1. Rozwój przepływów wtórnych

Wpływ względnej wysokości łopatki i typu profilu

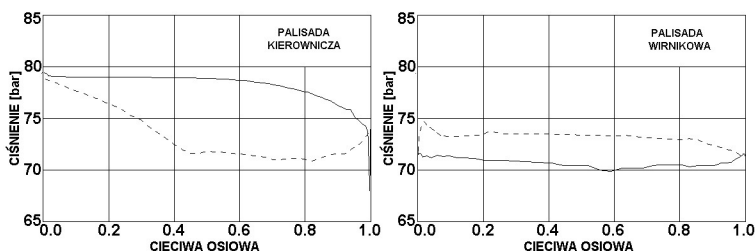
Z rozkładu strat przepływu wzdłuż wysokości kanału w palisadzie prostoliniowej Durham przedstawionego na rys. 52 wynika, że poziom strat przepływów wtórnych na jednostkę wysokości kanału może kilkakrotnie przewyższać poziom strat profilowych. W przypadku palisady Durham o stosunku wysokość łopatki/cięciwa $h/C = 1,79$, podziałka/cięciwa $p/C = 0,85$, centra strat przepływów wtórnych położone są z dala od średnicy podziałowej. Dla łopatek o małej wartości h/C i/lub dużym odchyleniu przepływu w palisadzie może nastąpić interferencja przepływów wtórnych pochodzących od przeciwległych ograniczeń, w wyniku czego w rozkładzie strat wzdłuż wysokości powstaje jedno centrum strat przepływów wtórnych w pobliżu średnicy podziałowej. Nie obserwuje się przy tym wypłaszczonego obszaru strat profilowych (strat przepływu dwuwymiarowego). Pokazują to badania numeryczne w oparciu o solver 3D RANS (FlowER) opublikowane w pracach własnych [170,405]. W badaniach tych rozważano palisady kierownicze i wirnikowe stopni akcyjnych (części wysokooprężnej turbiny o mocy 200 MW) o łopatkach prostych i profilach z rodziny PŁK i R2. Obliczenia prowadzono dla różnych wartości średnicy podziałowej, wysokości i liczby łopatek, podziałki palisady, cięciwy i kąta ustawienia profilu oraz kąta napływu strumienia. Wyniki przedstawione na rys. 72÷76 oraz opisane poniżej ukazują wpływ wysokości łopatki oraz typu profilu na rozwój przepływów wtórnych i poziom strat brzegowych w palisadzie. Skoncentrowano się na obliczeniach przepływu przez palisady wykonanych dla trzech wysokości łopatki, mianowicie $h = 20$ mm, 60 mm i 100 mm, przy zachowaniu stałych wartości pozostałych parametrów geometrycznych, tzn. średnicy – $D = 872$ mm, cięciwy profilu $C = 75$ mm (kierownica) i 35 mm (wirnik), liczby łopatek $z = 50$ (kierownica) i 118 (wirnik), kąta ustawienia $\phi = -44^\circ$ (kierownica) i 14° (wirnik), oraz przy nominalnych kątach napływu. Interesująca nas zmiana h/C odbywa się w zakresie $0,27 \div 1,33$ (kierownica) i $0,56 \div 2,78$ (wirnik). Przyjęto stosunek ciśnienia wlotowego do wlotowego w stopniu typowy dla nisko obciążonych stopni części wysokoprężnej na poziomie $p_2/p_0 = 0,9$ (spadek ciśnienia od 79,08 do 71,16 bar). Liczba Macha za kierownicą kształtuje się wówczas na poziomie 0,38, za wirnikiem – 0,30.

Na rys. 72 przedstawiono porównanie wektorów pola prędkości przy stopie i na średnicy podziałowej w palisadzie kierowniczej i wirnikowej. Ekspansja na średnicy podziałowej przebiega w sposób regularny. Z kolei przy stopie obserwuje się przepływ regularny w przedniej części kanału, po czym pojawia się

przepływ poprzeczny. Zasięg przepływu poprzecznego i rozwój przepływów wtórnych wygląda inaczej w obszarze badanej palisady kierowniczej i wirnikowej stopnia akcyjnego (lub o niskiej reakcyjności), co jest związane z innym rozkładem obciążenia profili obu palisad. Profil PŁK należy do grupy profili obciążonych w tylnej części (ang. *aft-loaded*), podczas gdy profil wirnikowy jest równomiernie obciążony wzdłuż cięciwy, przy czym palisada wirnikowa charakteryzuje się znacznie większym odchyleniem przepływu niż palisada kierownicza. W przypadku palisady wirnikowej, już tuż za krawędzią wlotową różnica ciśnień na przeciwległych powierzchniach łopatki znacznie przekracza różnicę ciśnień pomiędzy krawędzią wlotową i wylotową, podczas gdy w palisadzie kierowniczej różnica ciśnień w poprzek kanału zrównuje się z różnicą ciśnień wzdłuż przepływu dopiero w okolicy połowy długości cięciwy profilu, co pokazuje rozkład ciśnienia na łopatkach na średnicy podziałowej przedstawiony na rys. 73. W związku z tym w badanej palisadzie wirnikowej elementy płynu z warstwy przysiennej zostają pod wpływem poprzecznego gradientu ciśnienia wcześniej (bliżej krawędzi wlotowej) przetransportowane na powierzchnię ssącą, co prowadzi do intensyfikacji przepływów wtórnych. Istotna jest tu także

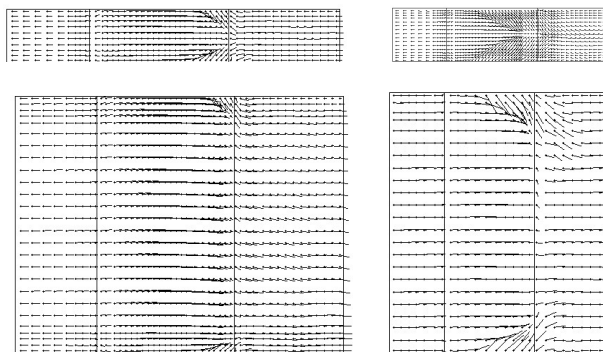


Rys. 72. Wektory pola prędkości na średnicy podziałowej (rys. lewy) i przy stopie (rys. prawy) w palisadzie kierowniczej i wirnikowej przy wysokości łopatki $h=60\text{mm}$ [170].



Rys. 73. Profil ciśnienia na łopatkach kierowniczej (rys. lewy) i wirnikowej (rys. prawy); $h=60\text{mm}$ [170].

mniejsza odległość pomiędzy powierzchnią cisnącą i ssącą w przypadku łopatki wirnikowej. Na rys. 74 przedstawiono wektory pola prędkości przy powierzchni ssącej w palisadzie kierowniczej i wirnikowej dla dwóch wysokości łopatki $h = 20$ mm i 100 mm. Z rysunku tego można odczytać zasięg promieniowy przepływów wtórnych w poszczególnych palisadach. Dla tej samej wysokości łopatki, zasięg ten jest większy w przypadku palisady wirnikowej. Dla długiej łopatki przepływy wtórne rozwijają się przy ograniczeniach zewnętrznych z dala od średnicy podziałowej. Dla krótkiej łopatki przepływy wtórne sięgają średnicy podziałowej.



Rys. 74. Wektory pola prędkości przy powierzchni ssącej w palisadzie kierowniczej (rys. lewe) i wirnikowej (rys. prawe) o wysokości łopatki $h = 20$ mm (rys. górne) i 100 mm (rys. dolne) [170]

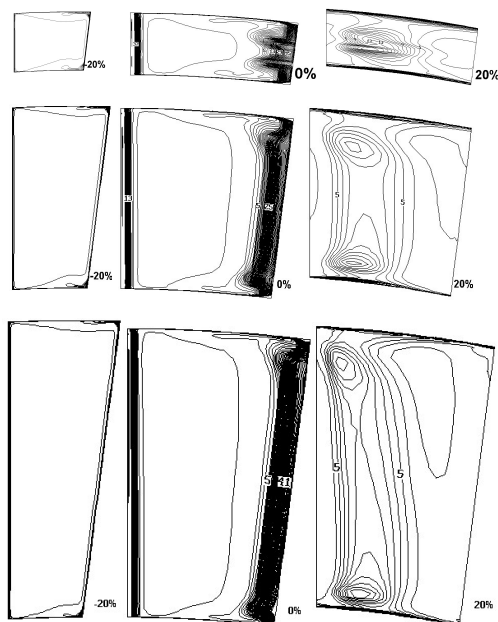
Na rys. 75 i 76 przedstawiono izolinie funkcji entropii ($\sigma = p/p^*$) w przekrojach prostopadłych do osi turbiny ustawionych kolejno w dół przepływu w kanale palisady kierowniczej i wirnikowej dla trzech wysokości łopatki $h = 20$ mm, 60 mm i 100 mm. Przekroje obejmują obszar międzyłopatkowy, krawędź wylotową i dyfuzor wylotowy oraz ilustrują wzrost entropii wzdłuż przepływu i kształtowanie się centrów strat przepływów wtórnych w zależności od rodzaju profilu i wysokości łopatki. Wewnątrz kanału międzyłopatkowego obserwuje się wzrost rozmiarów wiru kanałowego obejmującego w swym rdzeniu elementy płynu pochodzące z warstwy przyściennej. W przypadku palisad łopatek o wysokości $h = 60$ mm i 100 mm wyróżnić można obszar strat profilowych oraz dwa lokalne centra strat przepływów wtórnych. Za krawędzią wylotową szerokość obszaru strat przepływów wtórnych w kierownicach nieznacznie przekracza szerokość dwuwymiarowego śladu spływowego, podczas gdy w palisadzie wirnikowej przepływy wtórne zajmują znaczną część szerokości kanału. W palisadzie łopatek krótkich o wysokości $h = 20$ mm następuje połączenie obszaru strat profilowych i przepływów wtórnych pochodzących z warstw przyściennych leżących przy przeciwległych ograniczeniach z utworzeniem jednego lokalnego centrum strat. Istotną różnicą w rozwoju przepływów wtórnych pomiędzy badanymi palisadami kierowniczą i wirnikową dla $h = 20$ mm, którą można zaobserwować na rys. 74÷76 jest to, że w palisadzie wirnikowej wiry ka-

nałowe pochodzące z przeciwległych ograniczeń łączą się jeszcze w pewnej odległości przed krawędzią wylotową, podczas gdy w palisadzie kierowniczej spotykają się dopiero poza krawędzią wylotową.

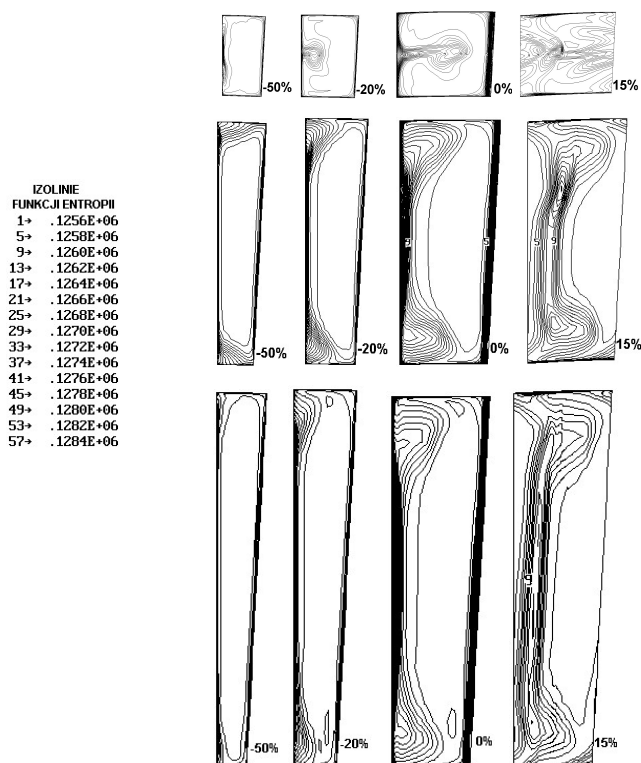
Zaobserwowane zjawiska mają wpływ na przebieg strat entalpii wzdłuż wysokości kanału, rys. 77. Przy malejącej wysokości łopatki następuje wzrost ogólnego poziomu strat przepływowych z powodu wzrastającego udziału strat brzegowych, oraz wzrasta poziom wypiętrzenia maksimów rozkładu strat pochodzących od przepływów wtórnych, przy czym maksima te wypiętrzają się coraz dalej od ograniczeń zewnętrznych. Poniżej pewnej krytycznej wartości stosunku wysokość/cięciwa obserwuje się jedno maksimum rozkładu strat w okolicy średnicy podziałowej, ponadto w rozkładzie strat nie można wyróżnić zakresu charakterystycznego dla przepływu dwuwymiarowego. Nie można więc wyodrębnić straty profilowej z ogólnego poziomu strat, co poniekąd potwierdza słuszność rozdziału korelacji opisujących straty przepływów wtórnych dla długich i krótkich łopatek – wzory (83)–(84). Straty przepływu, zarówno profilowe jak i brzegowe, są większe w palisadzie wirnikowej niż w kierowniczej, o czym decyduje większe odchylenie przepływu w palisadzie wirnikowej i obciążenie profilu wirnikowego w przedniej jego części (relatywnie większa różnica ciśnień w przedniej części kanału dla przepływu poprzecznego w warstwie przyściennej przy ograniczeniach zewnętrznych).

IZOLINE
FUNKCJI ENTROPII

1*	.1256E+06
5*	.1258E+06
9*	.1260E+06
13*	.1262E+06
17*	.1264E+06
21*	.1266E+06
25*	.1268E+06
29*	.1270E+06
33*	.1272E+06
37*	.1274E+06
41*	.1276E+06
45*	.1278E+06
49*	.1280E+06
53*	.1282E+06
57*	.1284E+06

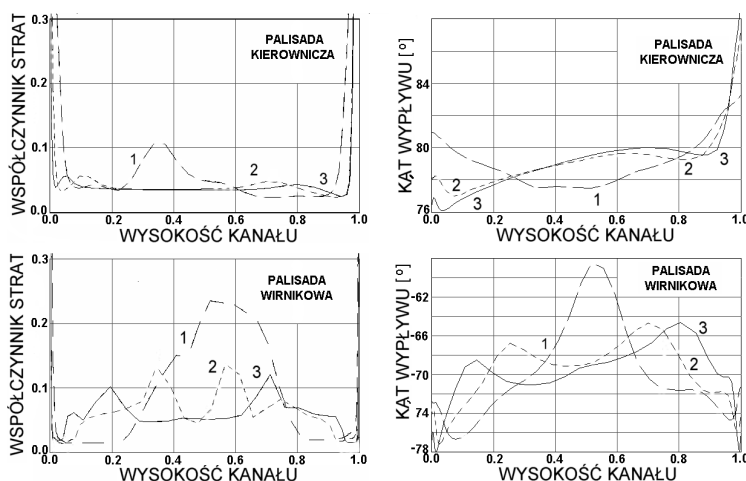


Rys. 75. Izolinie funkcji entropii w trzech kolejnych przekrojach promieniowych palisady kierowniczej o wysokości łopatki $h = 20$ mm (rys. górne), 60 mm (rys. środkowe) i 100 mm (rys. dolne); liczby wskazują położenie przekroju względem krawędzi wylotowej w % cięciwy osiowej [170]



Rys. 76. Izolinie funkcji entropii w czterech kolejnych przekrojach promieniowych palisady wirnikowej o wysokości łopatki $h = 20$ mm (rys. lewe górne), 60 mm (rys. lewe dolne) i 100 mm (rys. prawe); liczby wskazują położenie przekroju względem krawędzi wylotowej w % cięciwy osiowej [170]

Jak już wspomniano przepływy wtórne zmieniają także rozkład kąta odchylenia strumienia w palisadzie, rys. 77 (traktuje się, że palisada wirnikowa leży w śladzie palisady kierowniczej, w związku z czym profil wirnikowy ulega odbiciu względem osi prostopadłej do czoła palisady i dla tego profilu następuje w obliczeniach zmiana znaku kąta wlotowego i wylotowego na przeciwny). W obszarze przepływów wtórnych obserwuje się zmniejszenie odchylenia strumienia od strony średnicy podziałowej i wzrost odchylenia od strony ograniczeń zewnętrznych. Jak wynika z obliczeń, dla badanych łopatek o wysokości $h = 60$ mm i 100 mm zmiany kąta wylotowego w obszarze wiru kanałowego, względem tendencji ukształtowanej przez przepływ pierścieniowy z dala od ograniczeń, nie przekraczają 2° w przypadku palisady kierowniczej oraz 4° w przypadku palisady wirnikowej. Zmiany w rozkładzie są natomiast znaczne w przypadku łopatek wirnikowych o wysokości $h = 20$ mm i mogą przekraczać 10° .

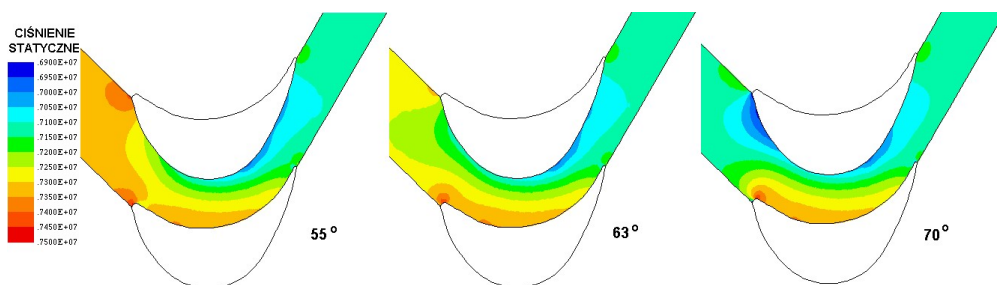


Rys. 77. Rozkład wzdłuż wysokości kanału strat entalpii (rys. lewe) i kąta wylotowego (rys. prawe) w palisadzie kierowniczej (rys. górne) i wirnikowej (rys. dolne);
1 – $h = 20$ mm; 2 – $h = 60$ mm, 3 – $h = 100$ mm [170]

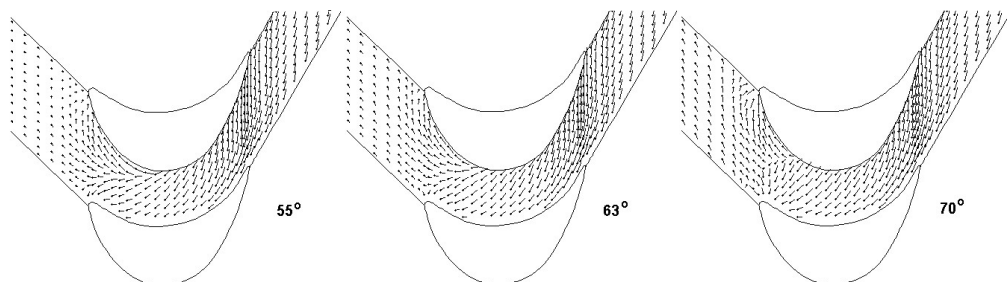
Znaczenie poziomu odchylenia przepływu w palisadzie i kierunku napływu strumienia

Istotne znaczenie dla rozwoju przepływów wtórnych i poziomu strat brzegowych ma poziom odchylenia przepływu w palisadzie. Oprócz kształtu profilu, na poziom odchylenia przepływu składają się kąt ustawienia profilu, gęstość palisady i kierunek napływu strumienia. Do pewnego stopnia, badanie głównych trendów zmian w obszarze przepływów wtórnych przy zmianie odchylenia strumienia w palisadach profili różnych typów jest możliwe poprzez zmianę wartości kąta wlotowego, o ile zmiany te odbywają się w niezbyt szerokim zakresie okołonominalnego napływu. Szczególnie dużą wrażliwością na zmiany kierunku napływu strumienia charakteryzują się palisady wirnikowe stopni akcyjnych. Unikalny charakter mają zmiany w przepływie w sytuacji, kiedy kierunek napływu staje się wyraźnie nienominalny. Poniżej przedstawiono wyniki badań własnych autora dla palisady wirnikowej profili R2 w zakresie okołonominalnym oraz palisady kierowniczej PŁK i wirnikowej R2 pracujących w warunkach nienominalnego napływu. W obliczeniach przyjęto wysokości łopatki $h = 60$ mm, stały kąt ustawienia profilu w palisadzie i ten sam spadek ciśnienia całkowitego w obrębie poszczególnych typów palisady. Szczegółowe badania wpływu wartości kąta wlotowego w zakresie okołonominalnym w palisadzie wirnikowej prowadzono dla trzech kątów napływu $\alpha_0 = 55^\circ$, 63° i 70° . Z rys. 78 przedstawiającego porównanie izolinii ciśnienia statycznego w kanale wirnikowym można zaobserwować, że wzrost wartości kąta wlotowego powoduje pewne przesunięcie punktu spiętrzenia na łopatkę w głąb powierzchni cisnącej (przesunięcie napływu na stronę cisnącą), czemu towarzyszy wzrost różnicy ciśnienia pomiędzy stroną cisnącą i ssącą łopatki. W rezultacie zmian w przestrzennym rozkładzie ciśnienia, wzrost wartości kąta wlotowego powoduje intensyfikację

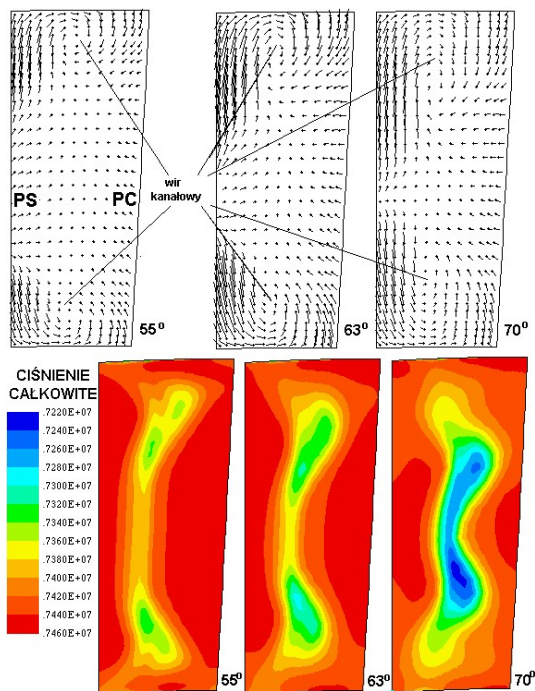
przepływu poprzecznego w warstwie przyściennej przy ograniczeniach zewnętrznych od ścianki wklęsłej do wypukłej, co widać na rys. 79, przedstawiającym porównanie wektorów pola prędkości przy ograniczeniu zewnętrznym kanału badanej palisady wirnikowej. W konsekwencji wzrost wartości kąta wlotowego, a tym samym zwiększenie odchylenia strumienia w palisadzie (przy nie zmienionej średniej wartości kąta wylotowego z palisady wirnikowej wynoszącej -69°), prowadzi do wzrostu cyrkulacji i rozmiarów wiru kanałowego z przesunięciem centrów strat przepływów wtórnych w kierunku średnicy podziałowej. Fakt ten można zauważyć na rys. 80 przedstawiającym porównanie wektorów pola prędkości przepływów wtórnych (po odjęciu prędkości średniej na danym promieniu) oraz izolinii ciśnienia całkowitego w przekroju położonym w odległości 15% cięciwy osiowej za krawędzią wylotową palisady. Następuje wzrost poziomu strat profilowych i strat w obszarze mieszania strumienia głównego z przepływami wtórnymi; wzrasta też poziom niejednorodności kierunku wypływu strumienia przy nie zmienionej wartości średniej rozkładu kąta wylotowego, co można prześledzić na rys. 81. Mimo przyjętego stosunkowo wąskiego przedziału zmienności kąta napływu, zmiany w przepływie w badanej palisadzie wirnikowej są bardzo wyraźne. Dzięki istotnemu wzrostowi strat profilowych i przepływów wtórnych, ogólny poziom strat entalpii w palisadzie w przypadku napływu pod kątem 70° jest wyraźnie wyższy. W związku z tym, ten kierunek napływu należałoby raczej zaliczyć do nienominalnego, choć nie



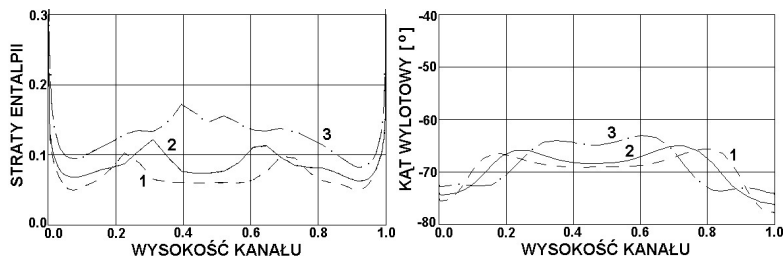
Rys. 78. Izolinie ciśnienia statycznego na średnicy podziałowej palisady wirnikowej dla różnych kątów napływu okołonominalnego na palisadę $\alpha_0 = 55^\circ, 63^\circ, 70^\circ$ [170]



Rys. 79. Wektory pola prędkości przy ograniczeniu zewnętrznym kanału palisady wirnikowej dla różnych kątów okołonominalnego napływu na palisadę $\alpha_0 = 55^\circ, 63^\circ, 70^\circ$ (obliczenia bez przecieku) [170]



Rys. 80. Wektory pola prędkości przepływów wtórnych tuż przed krawędzią wylotową oraz izoliny ciśnienia całkowitego 15% cięciwy osiowej za krawędzią wylotową palisady wirnikowej dla różnych kątów napływu $\alpha_0 = 55^\circ, 63^\circ, 70^\circ$ (PS – powierzchnia ssąca, PC – powierzchnia ciśnająca) [170]



Rys. 81. Rozkład strat entalpii (rys. lewy) i kąta wylotowego (rys. prawy) 45% cięciwy osiowej za krawędzią wylotową palisady wirnikowej;
1 – $\alpha_0 = 55^\circ$, 2 – $\alpha_0 = 63^\circ$, 3 – $\alpha_0 = 70^\circ$ ($\alpha_{1sr} = -69^\circ$) [170]

obserwuje się jeszcze typowych efektów zablokowania przepływu strefą oderwania charakterystycznych dla „bardziej nienominalnych” kierunków napływu. Okołonominálny zakres kąta napływu na tę palisadę można określić jako przedział $\alpha_0 \in (55^\circ, 65^\circ)$.

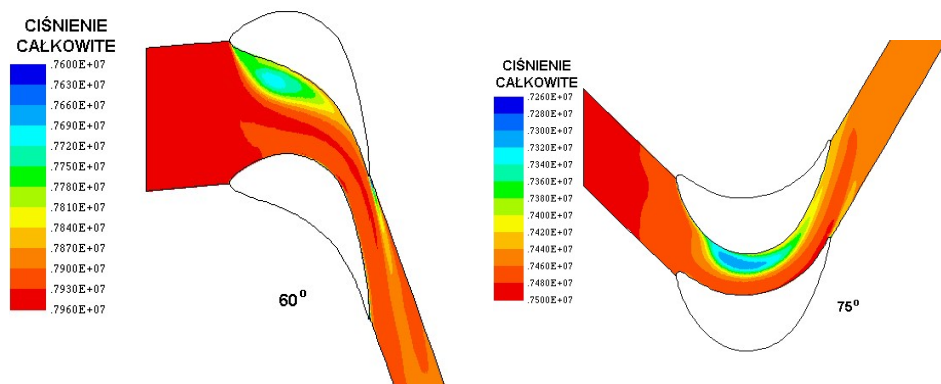
Przypadek nienominalnego napływu na powierzchnię ssącą

Podstawowe znaczenie w warunkach nienominalnego napływu na palisadę ma zjawisko oderwania przepływu w pobliżu krawędzi wlotowej. Oderwanie to po-

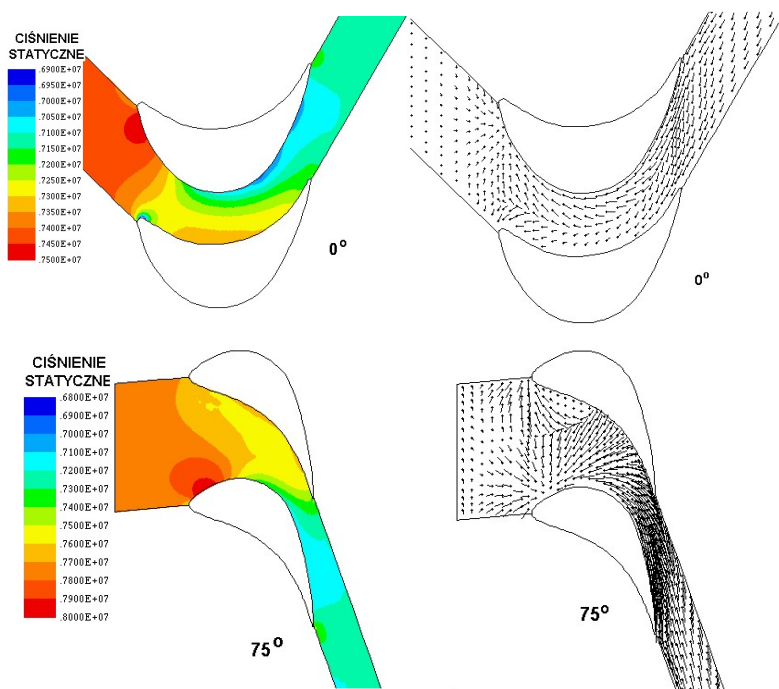
jawia się na stronie cisnącej profilu przy przesunięciu napływu na stronę ssącą, bądź na stronie ssącej profilu przy przesunięciu napływu na stronę cisnącą, co pokazują przykładowe izolinie ciśnienia całkowitego na średnicy podziałowej palisady kierowniczej i wirnikowej odpowiadające warunkom nienominalnego napływu przedstawione na rys. 82. Równie istotne są zmiany w mechanizmach formowania się przepływów wtórnych w warunkach nienominalnego napływu na palisadę w sytuacji przesunięcia napływu na powierzchnię ssącą, które zostaną pokrótce omówione poniżej.

Szczegółowe badania wpływu wartości kąta wlotowego dla przypadku nienominalnego napływu na wypukłą stronę łopatki prowadzono w zakresie $\alpha_0 \in (0^\circ, -30^\circ)$ w palisadzie wirnikowej oraz $\alpha_0 \in (45^\circ, 75^\circ)$ w palisadzie kierowniczej. Podobnie jak w przedstawionym powyżej przypadku napływu okołonominalnego kluczowy charakter mają zmiany w przestrzennym rozkładzie ciśnienia statycznego w kanałach łopatkowych. Na rys. 83 przedstawiono izolinie ciśnienia statycznego na średnicy podziałowej oraz wektory pola prędkości przy ograniczeniu zewnętrznym kanału badanej palisady wirnikowej i kierowniczej dla nienominalnego napływu na stronę ssącą na łopatki. W skrajnych przypadkach nienominalnego napływu punkt spiętrzenia przesuwają się wzdłuż powierzchni wypukłej w głąb kanału na odległość nawet do ok. 10% cięciwy. W przedniej części kanału przepływowego następuje praktycznie odwrócenie roli powierzchni wklęsłej i wypukłej, tzn. ta pierwsza staje się powierzchnią niskiego ciśnienia, druga powierzchnią wysokiego ciśnienia. Powrót do sytuacji typowej dla przepływu w kanale międzyłopatkowym ma miejsce w części środkowej kanału. Taki rozkład ciśnienia w kanale decyduje o znacznej modyfikacji kształtu przepływu poprzecznego w warstwie przyściennej przy ograniczeniach, a w konsekwencji zmienia obraz przepływów wtórnych. Dla nienominalnych kierunków napływu na powierzchnię wypukłą łopatki dominujący charakter może mieć przepływ poprzeczny od ścianki wypukłej do wklęsłej, czyli odwrotnie niż w przypadku napływu okołonominalnego. W badanej palisadzie wirnikowej widoczne są dwa rodzaje przepływu poprzecznego: odwrotny przepływ poprzeczny od ścianki wypukłej do wklęsłej, istotny szczególnie w przedniej części kanału oraz typowy przepływ poprzeczny od ścianki wklęsłej do wypukłej nabierający znaczenia w środkowej części kanału. Dla kąta natarcia 0° oba rodzaje przepływów poprzecznych są zablokowane w środku kanału i nie sięgają przeciwległej ścianki. Natomiast w badanym kanale kierowniczym dla kąta napływu 75° (także dla 60°) odwrotny przepływ poprzeczny praktycznie sięga przeciwległej ścianki (wklęsłej), a typowy przepływ poprzeczny od ścianki wklęsłej do wypukłej pojawia się dopiero w tylnej części kanału kierowniczego.

Wektory pola prędkości przepływów wtórnych w kolejnych przekrojach między krawędzią wlotową i wylotową badanej palisady wirnikowej przedstawione na rys. 84 ukazują różnice w procesie formowania się przepływów wtórnych w kanale dla dwóch kątów napływu $\alpha_0 = 0^\circ$ i 30° . Jako pierwszy w kanale pojawia się wir o kierunku rotacji przeciwnym do typowego wiru kanałowego – odwrotny wir kanałowy. Można wnosić, że ta struktura wirowa wywodzi się



Rys. 82. Izolinie ciśnienia całkowitego na średnicy podziałowej w warunkach nienominalnego napływu na powierzchnię ssącą palisady kierowniczej pod kątem $\alpha_0 = 60^\circ$ oraz na powierzchnię cisnącą palisady wirnikowej pod kątem $\alpha_0 = 75^\circ$

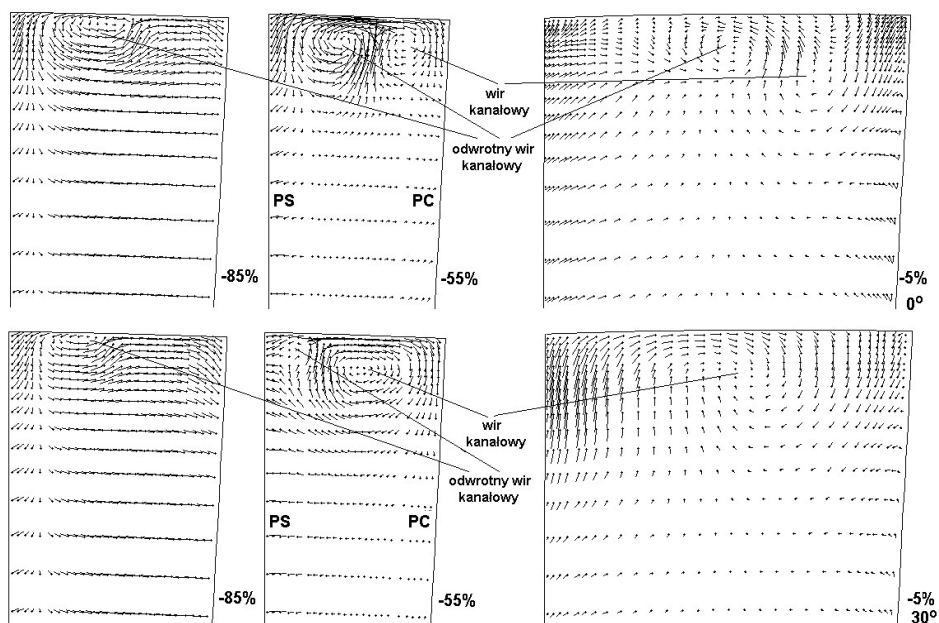


Rys. 83. Kontury ciśnienia statycznego na średnicy podziałowej i wektory pola prędkości przy ograniczeniu zewnętrznym w przypadku nienominalnego napływu na stronę ssącą łopatki; palisada wirnikowa przy kącie napływu $\alpha_0 = 0^\circ$ (rys. górne), palisada kierownicza przy kącie napływu $\alpha_0 = 75^\circ$ (rys. dolne)

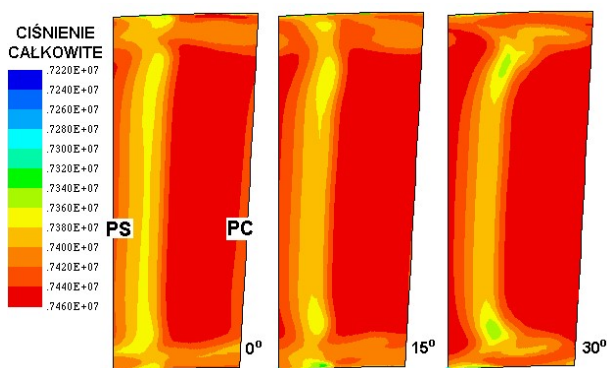
z odwrotnego przepływu poprzecznego za krawędzią wlotową, który zostaje za-blokwany w środku kanału i ulega zwinięciu. Można także przypuszczać, że część rotacji tego wiru stanowi odnoga ssąca wiru podkowiastego o tym samym kierunku rotacji. Odwrotny przepływ poprzeczny odsuwa odnogę ssącą wiru

podkowiastego od powierzchni wypukłej. W dalszej części kanału widoczna jest także druga struktura wirowa wywodząca się z typowego przepływu poprzecznego od ścianki wklęsłej do wypukłej – tzn. wir kanałowy. Dla kąta napływu 30° odwrotny wir kanałowy ulega szybko destabilizacji i w przekroju wylotowym widoczny jest jedynie wir kanałowy. Jako że typowy przepływ poprzeczny od ścianki wklęsłej do wypukłej sięga ścianki wypukłej w obszarze wylotowym dla tego kąta napływu, wir kanałowy ostatecznie przechodzi z powierzchni wklęsłej na wypukłą. Dla kąta napływu 0° obserwujemy dobrze zachowane oba wiry – wir kanałowy i odwrotny wir kanałowy, przy czym słabszy wir kanałowy pozostaje przy powierzchni ssącej, a odwrotny wir kanałowy zajmuje centralne miejsce w kanale przy ograniczeniu. Zmniejszenie wartości kąta wlotowego i przesunięcie napływu na powierzchnię ssącą w głąb kanału prowadzi do wzrostu cyrkulacji i rozmiarów odwrotnego wiru kanałowego.

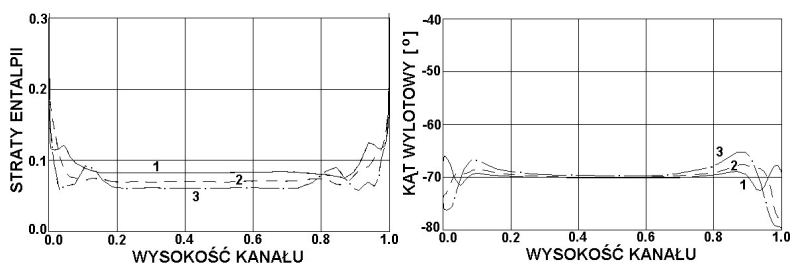
W badanych przypadkach nienominalnego napływu na stronę wypukłą łopatki, izolinie ciśnienia całkowitego w przekroju położonym w odległości 15% cięciwy osiowej za krawędzią wylotową palisady wirnikowej przedstawione na rys. 85 mają inny kształt niż w przypadku okołonominalnych wartości kąta napływu. Ze spadkiem wartości kąta wlotowego ślad spływowy w przekroju wylotowym prostuje się i jest szerszy. Następuje znaczny wzrost poziomu strat profilowych i strat przepływów wtórnych w sąsiedztwie ograniczeń zewnętrznych.



Rys. 84. Wektory pola prędkości przepływów wtórnych 15% i 45% cięciwy osiowej za krawędzią wlotową oraz 5% przed krawędzią wylotową palisady wirnikowej dla kątów napływu $\alpha_0 = 0^\circ$ (rys. górne) oraz 30° (rys. dolne); PS – powierzchnia ssąca (wypukła), PC – powierzchnia ciśniona (wklęsła) [170]



Rys. 85. Kontury ciśnienia całkowitego 15% cięciwy osiowej za krawędzią wylotową palisady wirnikowej dla różnych kątów nienominalnego napływu na palisadę $\alpha_0 = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ$; PS – powierzchnia ssąca, PC – powierzchnia cisnąca [170]

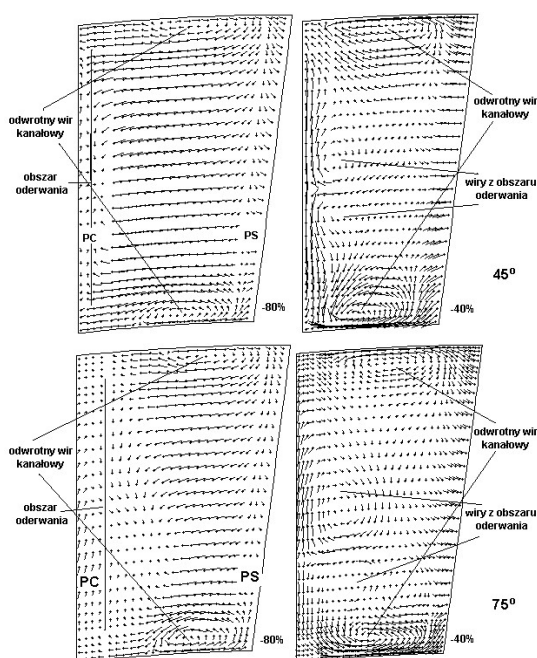


Rys. 86. Rozkład strat entalpii (rys. lewy) i kąta wylotowego (rys. prawy) 45% cięciwy osiowej za krawędzią wylotową palisady wirnikowej; 1 – $\alpha_0 = 0^\circ$, 2 – $\alpha_0 = 15^\circ$, 3 – $\alpha_0 = 30^\circ$ ($\alpha_{1sr} = -69^\circ$) [170]

Straty poza osią śladu dla kątów napływu 0° i 15° związane są z oddziaływaniem wiru kanałowego i odwrotnego wiru kanałowego, a obszar podwyższonych strat przy ograniczeniach zewnętrznych poza osią śladu wypełnia prawie całą szerokość kanału. Wzrost poziomu strat profilowych i strat w sąsiedztwie ograniczeń zewnętrznych przy przesunięciu nienominalnego napływu na stronę ssącą w głąb kanału potwierdza także rozkład strat wzdłuż wysokości łopatki przedstawiony na rys. 86. Jednocześnie maleje poziom niejednorodności w rozkładzie kąta wylotowego z palisady, rys. 86.

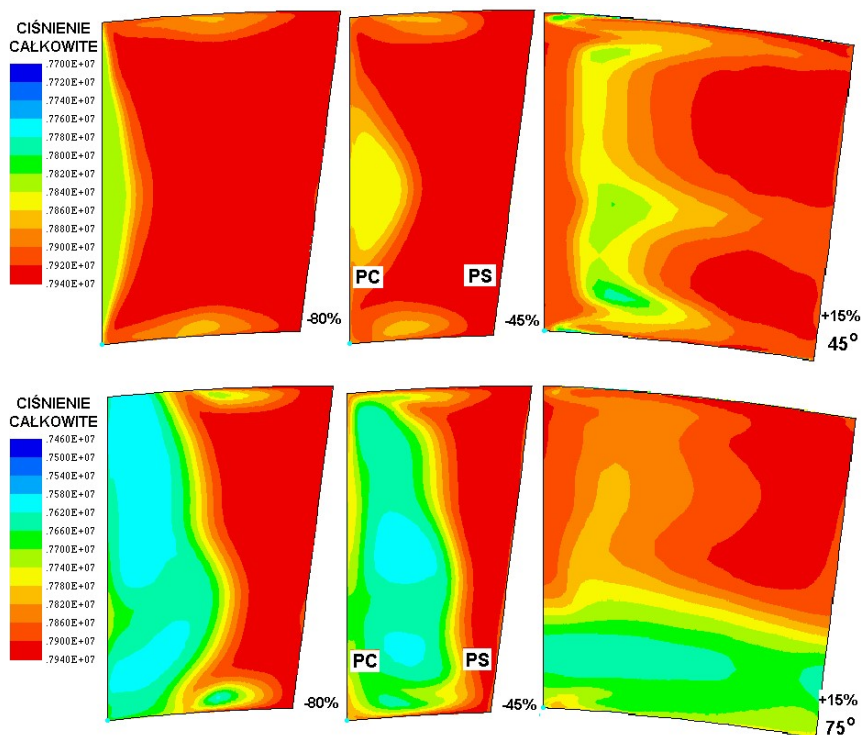
Powyższy przykład palisady wirnikowej wskazuje na złożoność i odmienność charakteru przepływów wtórnych w sytuacji nienominalnego napływu na powierzchnię ssącą. Sytuacja jest jeszcze bardziej złożona w badanej palisadzie kierowniczej w badanym zakresie nienominalnego napływu, z uwagi na dodatkowy efekt, jakim jest oddziaływanie wirów kanałowych z szeroką strefą oderwania przepływu przy powierzchni wklęsłej. Jak widać z rys. 87, przedstawiającego wektory pola prędkości przepływów wtórnych, oraz rys. 88, przedstawiającego izolinie ciśnienia całkowitego w przekrojach położonych w różnej odległości względem krawędzi wylotowej palisady kierowniczej, rozwój odwrotnego wiru kanałowego powoduje ograniczenie zasięgu strefy oderwania przy powierzch-

ni wklęsłej łopatki w strefie brzegowej. W konsekwencji w obszarze oderwania pojawia się dodatkowy składnik wektora wirowości w kierunku normalnym do przepływu (poza wirowością w kierunku binormalnym, czyli wzdłuż łopatki). Dwa przedstawione warianty przepływu odpowiadające kątom napływu $\alpha_0 = 45^\circ$ i 75° różnią się znacznie szerokością strefy oderwania. Obszary podwyższonych strat przepływu ciążą w kierunku ograniczenia dolnego dzięki nieznacznemu gradientowi ciśnienia w tym kierunku, który ukształtował się w kanale. Jest to szczególnie widoczne dla kąta napływu 75° . Obszary akumulacji strat przepływu potwierdzone są rysunkiem rozkładu strat wzdłuż łopatki w uśrednieniu obwodowym, rys. 89. O ile rezultaty obliczeń w obszarach z dużymi strefami recyrkulacji mogą być obarczone pewnymi błędami, to przedstawione tendencje zmian w przepływie są jednoznaczne. Warto też zauważyć, że znaczne zmiany w przestrzennym rozkładzie strat przepływu powodują niewielkie zmiany w rozkładzie kąta wypływu strumienia z palisady (rys. 89).

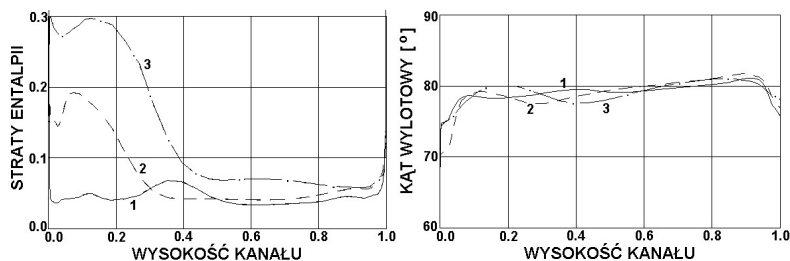


Rys. 87. Wektory pola prędkości przepływów wtórnych 80% i 40% cięciwy osiowej przed krawędzią wylotową palisady kierowniczej dla dwóch kątów napływu $\alpha_0 = 45^\circ$ i 75° (PS – powierzchnia ssąca, PC – powierzchnia ciśnająca)

Sytuacje nienominalnego napływu, o których tutaj mówiliśmy mają zwykle miejsce w przypadku pracy układu łopatkowego w warunkach zmiennego obciążenia. Lokalnie nienominalny napływ na powierzchnię wypukłą jest zjawiskiem typowym w obszarze wpływu przepływów ubocznych, szczególnie przecieku nadłopatkowego lub podłopatkowego. Dotyczy więc także łopatek wieńców położonych w dół przepływu od miejsca dolotu strumienia przecieku do układu łopatkowego, do czego powrócimy w kolejnym rozdziale.



Rys. 88. Izolinie ciśnienia całkowitego 80% i 45% cięciwy osiowej przed i 15% cięciwy osiowej za krawędzią wylotową palisady kierowniczej dla dwóch kątów napływu $\alpha_0 = 45^\circ$ i 75° (PS – powierzchnia ssąca, PC – powierzchnia ciśnająca)



Rys. 89. Rozkład strat entalpii (rys. lewy) i kąta wylotowego (rys. prawy) 45% cięciwy osiowej za krawędzią wylotową palisady kierowniczej; 1 – $\alpha_0 = 45^\circ$, 2 – $\alpha_0 = 60^\circ$, 3 – $\alpha_0 = 75^\circ$ ($\alpha_{1sr} = 78^\circ$)

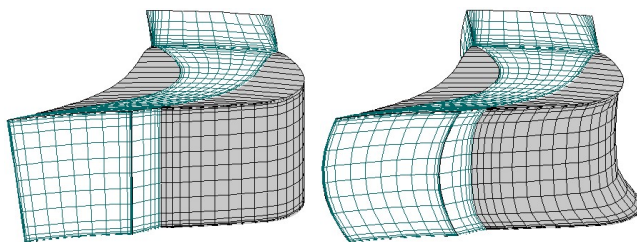
Wpływ rozkładu ciśnienia statycznego i obciążenia palisady wzdłuż wysokości kanału

Kolejnymi parametrami mającymi znaczenie dla rozwoju przepływów wtórnych i poziomu strat brzegowych są rozkład ciśnienia statycznego i rozkład obciążenia palisady wzdłuż wysokości kanału. Wielkości te nabierają szczególnego znaczenia w przypadku łopatek kształtowanych przestrzennie, choć należy zauważyć, że rozkład ciśnienia nie jest już jednorodny w odchylających palisadach

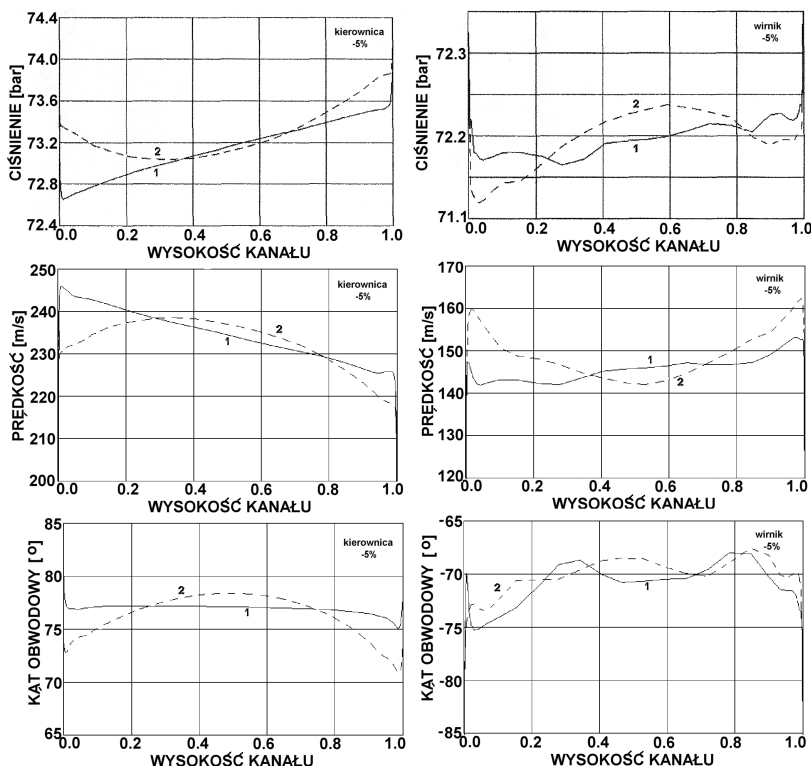
pierścieniowych łopatek prostych (cylindrycznych). W związku tym obserwuje się migrację elementów płynu z obszarów o mniejszej energii kinetycznej w kierunku gradientu ciśnienia. Dotyczy to zarówno warstw przyściennych na profilu (szczególnie w tylnej części przy powierzchni ssącej, gdzie warstwa przyścienna jest najgrubsza), śladów spływowych, jak i wirowości z obszaru przepływów wtórnych. W typowych pierścieniowych palisadach stacjonarnych (bez szczelin nad/podłopatkowych) obserwuje się większy poziom strat brzegowych przy stopie niż przy wierzchołku. Z kolei w wieńcach obracających się, zwykle odbywa się migracja elementów płynu w obszarach przepływów wtórnych w kierunku wierzchołka pod wpływem siły odśrodkowej. Dochodzą do tego efekty związane z przeciakiem nadłopatkowym, do czego powrócimy w następnym podrozdziale.

W pracy [406] opisano efekty kilku sposobów kształtowania przestrzennej łopatki kierowniczej na przepływ w stopniu turbinowym części wysokoprężnej. W niniejszej pracy rozważany jest tylko przypadek kształtowania szablowego, pokazany na rys. 90, gdzie modyfikowana łopatka kierownicza ma profile przy stopie i wierzchołku przesunięte w pewien nieliniowy sposób w kierunku obwodowym przeciwnie do obrotu wirnika. Powierzchnia cisańska takiej łopatki kierowniczej kształtowanej szablowo tworzy kąt ostry z ograniczeniami zewnętrznymi. Badania prowadzono dla niskoobciążonego stopnia akcyjnego części wysokoprężnej turbiny o mocy 200 MW o profilach łopatkowych z rodziny PŁK i R2, przy stosunku wysokości łopatki/cięciwa $h/C = 0,75$ (kierownica) i 1,3 (wirnik), spadku ciśnienia od 79,08 do 71,16 bar oraz liczbie Macha na wylocie z kierownicy $Ma_1 = 0,4$.

Jak wynika z rys. 91 przedstawiającego zmiany ciśnienia, prędkości i kąta obwodowego wzdłuż wysokości kanału, następuje znaczna zmiana rozkładu parametrów przepływu pomiędzy stopniem oryginalnym z łopatkami kierowniczymi prostymi i stopniem z łopatkami szabłowymi. Dotyczy to zarówno obszaru kierownicy, jak i w wirnika, który nie podlega modyfikacjom geometrycznym. Wzrost ciśnienia statycznego przy ograniczeniach zewnętrznych w kanale kierowniczym z łopatkami szabłowymi powoduje spadek prędkości przepływu w kierownicy przy ograniczeniach i redukcję strat w warstwie przyściennej przy ograniczeniach. Ponadto pod wpływem dodatkowego gradientu ciśnienia w kierunku promieniowym następuje wzmożony transport elementów płynu w warstwie przyściennej przy profilu oraz tworzących wir kanałowy w kierunku średnicy podziałowej objawiający się wzrostem grubości śladu w przekrojach średnich. Efekty te można zaobserwować na rys. 92 przedstawiającym izolinie funkcji entropii w przekrojach położonych za krawędziami wylotowymi wieńców stopnia oryginalnego i modyfikowanego. W porównaniu do geometrii wyjściowej ciężar strat w kierownicy przenosi się w kierunku średnicy podziałowej, maleje poziom strat w pobliżu ograniczeń zewnętrznych kanału. Kąt odchylenia przepływu w przekrojach średnich rośnie, a zmniejsza się przy ograniczeniach zewnętrznych kanału, co pokazuje rys. 91.

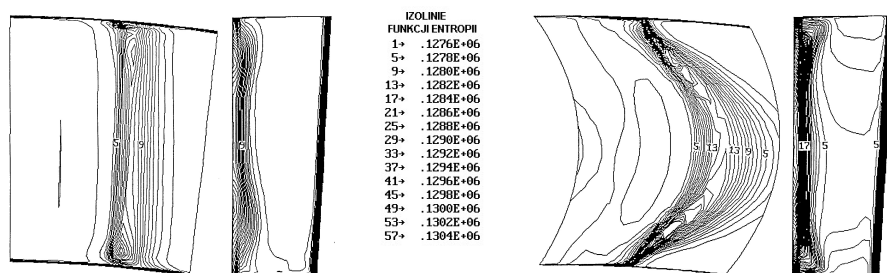


Rys. 90. Łopátka kierownicza prosta i szablowa [406]

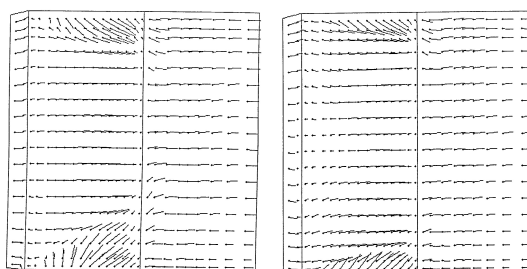


Rys. 91. Rozkład promieniowy ciśnienia statycznego (rys. górne), prędkości (rys. środkowe) i kąta obwodowego (rys. dolne) w układzie względnym w kierownicy 5% cięciwy osiowej przed krawędzią wylotową (rys. lewe) oraz w wirniku 5% cięciwy osiowej przed krawędzią wylotową (rys. prawe); stopień z łopatkami kierowniczymi prostymi (1), stopień z łopatkami kierowniczymi szablowymi (2) [406]

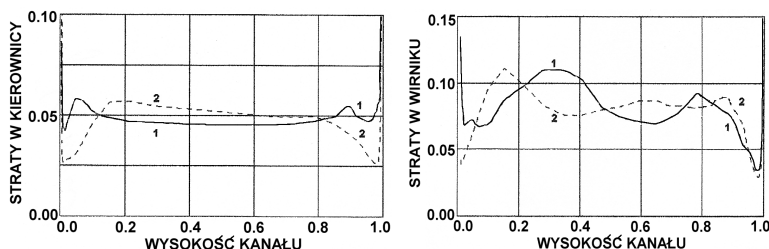
Przy zmianie rozkładu ciśnienia wzdłuż wysokości kanału na wylocie z kierownicy następuje redystrybucja obciążenia nie modyfikowanej łopatką wirnikowej wzdłuż wysokości kanału. Następuje wzrost prędkości w wirniku przy ograniczeniach zewnętrznych, rys. 91, co może prowadzić do wzrostu strat w warstwie przyściennej przy ograniczeniach zewnętrznych. Wyraźnie jednak zmniejsza się zasięg promieniowy przepływów wtórnych, co można zaobserwo-



Rys. 92. Kontury funkcji entropii za kierownicą (10% cięciwy osiowej za krawędzią wylotową) i za wirnikiem (przy krawędzi wylotowej); stopień z łopatkami kierowniczymi prostymi (rys. lewe), stopień z łopatkami kierowniczymi szablowymi (rys. prawe) [406]



Rys. 93. Wektory pola prędkości przy powierzchni ssącej w wirniku; stopień z łopatkami kierowniczymi prostymi (rys. lewy), stopień z łopatkami kierowniczymi szablowymi (rys. prawy) [406]



Rys. 94. Rozkład wzdłuż wysokości kanału strat entalpii w kierownicy (rys. górny) i wirniku (rys. dolny); stopień z łopatkami kierowniczymi prostymi (1), stopień z łopatkami kierowniczymi szablowymi (2) [406]

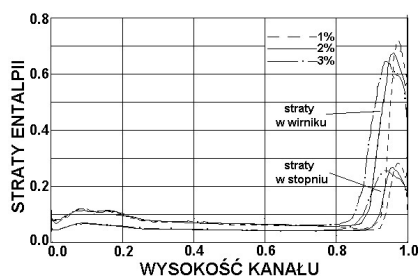
wać z rysunku wektorów pola prędkości przy powierzchni ssącej w wirniku, rys. 93. W związku z tym centra strat przepływów wtórnych w wirniku pozostają bliżej ograniczeń, co pokazano na konturach funkcji entropii w przekroju wylotowym wirnika, rys. 92, oraz na rozkładzie strat entalpii wzdłuż wysokości kanału, rys. 94. Obserwuje się także zmianę rozkładu kąta wylotowego z palisady wirnikowej w obszarze przepływów wtórnych, rys. 91. Efekt sumaryczny w postaci przyrostu lub utraty sprawności jest zależny od geometrii wyjściowej, zastosowanego kształtu modyfikującego i parametrów pracy stopnia.

Redukcja intensywności przepływów wtórnych jest jednym z podstawowych kierunków podnoszenia sprawności przepływowej układów łopatkowych. Należy jednak zwrócić uwagę, że w układach łopatkowych z chłodzeniem pozytywnym efektem obecności przepływów wtórnych jest wzrost intensywności wymiany ciepła w ich obszarze.

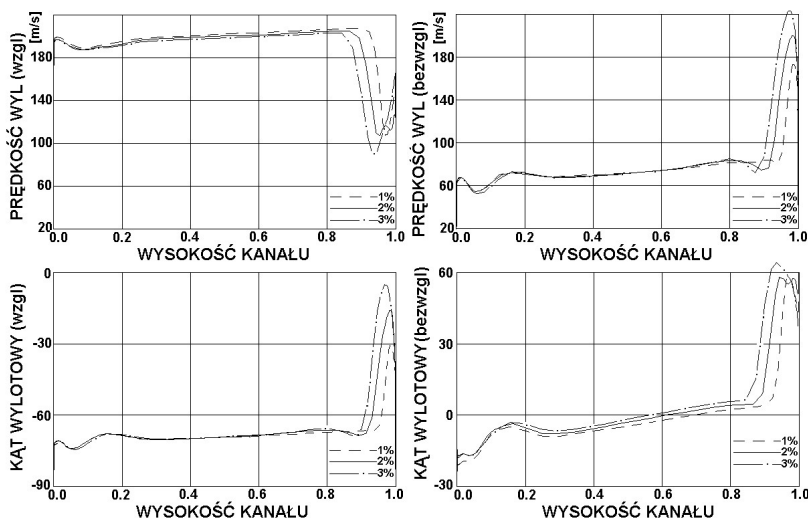
3.2. Efekty przecieku nadłopatkowego

Numeryczne modelowanie przepływu 3D w układzie łopatkowym turbiny daje duże możliwości określenia poziomu strat oraz zbadania osobliwości przepływu w obszarze przecieku nadłopatkowego i oddziaływania wiru przecieku nadłopatkowego z wirami kanałowym. W badaniach przecieku nadłopatkowego prowadzonych przez autora za pomocą programu FlowER rozważano stopień akcyjny części średnioprężnej turbiny oraz pojedynczą palisadą wirnikową części wysokoprężnej [407]. Stopień SP charakteryzuje się prostymi (cylicylnicznymi) łopatkami kierowniczymi o profilu N3 i łopatkami wirnikowymi wolnonośnymi o profilu R2 o wysokości 100 mm przy stosunku wysokości łopatki/cięciwa $h/C = 0,97$ (kierownica) i 2,88 (wirnik), oraz stosunku podziałka/cięciwa $p/C = 0,68$ (kierownica) i 0,79 (wirnik). Przyjęto stosunek ciśnienia wylotowego do wlotowego dla grupy dwóch stopni na poziomie 0,70 (spadek ciśnienia od 4,3 do 3,0 bar), temperaturę wlotową – 152°C. Liczba Macha za kierownicą kształtuje się wówczas na poziomie $Ma = 0,7$, a za wirnikiem $Ma = 0,5$. Badania prowadzono dla różnych rozmiarów szczeliny nadłopatkowej od 1% do 3% wysokości kanału z uwzględnieniem wzajemnego ruchu łopatek wirnikowych i ograniczenia zewnętrznego. Z kolei badana pojedyncza palisada wirnikowa części WP charakteryzuje się prostymi łopatkami wolnonośnymi o profilu R2 i wysokości 60 mm oraz parametrami $h/C = 2,00$ i $p/C = 0,75$. Obliczenia tej palisady wykonano w szerokim zakresie kąta ustawienia profilu, kierunku napływu (obejmującego zarówno nominalne, jak i nienominalne warunki napływu) oraz w szerokim zakresie warunków termodynamicznych pracy palisady charakterystycznych dla stopni części wysokoprężnej, a zmienianych poprzez zmianę ciśnienia wylotowego. W badanym zakresie liczba Macha kształtowała się na poziomie 0,2÷0,6. Badania te prowadzono także dla różnych rozmiarów szczeliny nadłopatkowej z uwzględnieniem wzajemnego ruchu łopatek wirnikowych i ograniczenia.

Obszarem akumulacji strat przecieku nadłopatkowego jest obszar położony w pobliżu ograniczenia zewnętrznego. Maksymalna wartość powierzchniowego rozkładu strat położona jest w obrębie wiru przecieku nadłopatkowego i pokrywa się z miejscem najwyższych naprężeń w płynie. Na rys. 95 przedstawiono rozkład wzdłuż wysokości kanału strat entalpii w wirniku i stopniu części średnioprężnej dla trzech rozmiarów szczeliny nadłopatkowej. Straty te obliczono w przekroju położonym w odległości 40% cięciwy osiowej wirnika za krawędzią wylotową wirnika pierwszego stopnia. Typowy rozkład strat charakteryzuje się wysokim pikiem w sąsiedztwie ograniczenia zewnętrznego. Dysypacja tego piku przeważnie nie jest możliwa w obszarze szczeliny międzystopniowej przed



Rys. 95. Rozkład wzdłuż wysokości kanału strat entalpii w wirniku i w stopniu części SP 40% cięciwy osiowej wirnika za krawędzią wylotową wirnika stopnia SP dla trzech rozmiarów szczeliny nadłopatkowej [407]



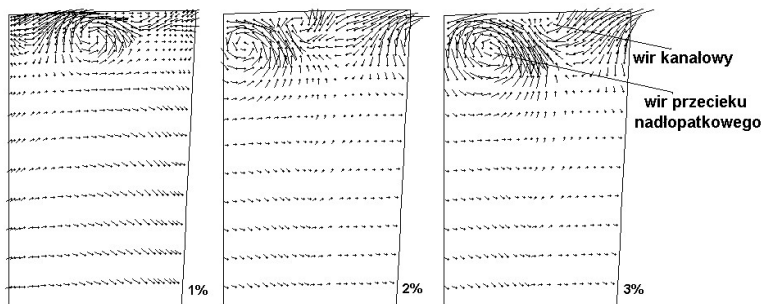
Rys. 96. Rozkład wzdłuż wysokości kanału prędkości przepływu i kąta w płaszczyźnie obwodowej w układzie względnym i bezwzględnym 40% cięciwy osiowej wirnika za krawędzią wylotową wirnika stopnia SP dla trzech rozmiarów szczeliny nadłopatkowej [407]

wlotem do kolejnego stopnia. Obecność przecieku nadłopatkowego prowadzi zatem do niejednorodności w rozkładzie prędkości i kąta wylotowego wzdłuż wysokości łopatki. W obszarze wpływu wiru przecieku nadłopatkowego prędkość w układzie względnym jest przeważnie znacznie mniejsza niż w obszarze przepływu głównego, przeciwnie zaś w układzie bezwzględnym. Strumień przecieku doznaje w szczelinie nadłopatkowej odchylenia w kierunku przeciwnym do odchylenia strumienia głównego. W przekroju wylotowym uśredniony obwodowo kąt wypływu strumienia przecieku w układzie bezwzględnym odbiega znacznie od kierunku osiowego. Na rys. 96 przedstawiono rozkłady wzdłuż wysokości kanału prędkości przepływu i kąta obwodowego za stopniem części średnioprężnej dla trzech rozmiarów szczeliny nadłopatkowej. Rozkłady powyższe wyznaczono w układzie względnym i bezwzględnym w przekroju położo-

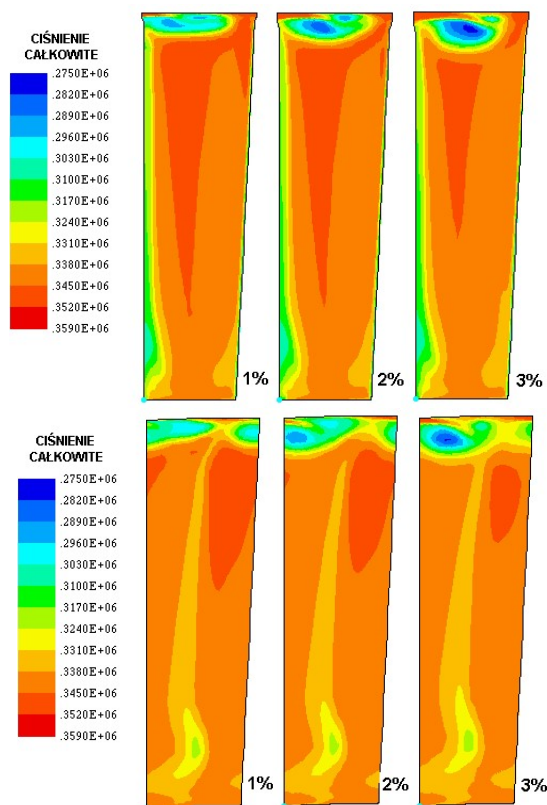
nym w odległości 40% cięciwy osiowej wirnika za jego krawędzią wylotową. W przekroju tym prędkość w układzie bezwzględnym w obszarze strumienia przecieku jest o ponad 100 m/s wyższa niż na średnicy podziałowej, a różnice w kierunku przepływu sięgają 60°, zależnie od rozmiaru szczeliny. Postać rozkładu zależy oczywiście od położenia przekroju referencyjnego za krawędzią wylotową i podlega ewolucji w dół przepływu w wyniku działania procesów dysypacyjnych. Straty przepływu w kierownicy następnego stopnia w obszarze wpływu przecieku nadłopatkowego omówione zostaną w podrozdziale 3.4.

Wpływ szerokości szczeliny

Wektory pola prędkości przepływów wtórnych w przekroju położonym w odległości 25% cięciwy osiowej za krawędzią wylotową, przedstawione na rys. 97, wskazują na wyraźną obecność struktur wirowych pochodzących od wiru przecieku nadłopatkowego i wiru kanałowego. Wzajemne relacje pomiędzy rozmiarami i intensywnościami obu struktur wirowych są tu uzależnione od rozmiaru szczeliny nadłopatkowej. W całym badanym zakresie szerokości szczeliny nadłopatkowej, wir kanałowy pozostaje w bliskim sąsiedztwie ograniczenia zewnętrznego kanału, natomiast centrum wiru przecieku nadłopatkowego przesunięte jest w kierunku średnicy podziałowej. Rozmiary wiru przecieku nadłopatkowego są tu większe niż wiru kanałowego. Jak wynika z kształtu izolinii ciśnienia całkowitego w przekroju na krawędzi wylotowej i w odległości 25% cięciwy osiowej za krawędzią wylotową, przedstawionych na rys. 98, wraz ze wzrostem rozmiaru szczeliny następuje wyraźny wzrost intensywności wiru przecieku nadłopatkowego oraz nieznaczna redukcja intensywności wiru kanałowego. Mała intensywność wiru kanałowego w porównaniu do analogicznego wiru przy przeciwnym ograniczeniu wynika częściowo z faktu, że przy małej szerokości szczeliny znaczna część płynu pochodzącego z warstwy przysiennej zostaje porwana przez przeciek i zwinęta w strukturę wiru przecieku nadłopatkowego, natomiast przy większej szerokości szczeliny uczestniczy w rotacji z ograniczeniem ponad strumieniem przecieku (w układzie związanym z łopatkami). Wpływ szerokości szczeliny nadłopatkowej na strukturę przepływu w ukła-



Rys. 97. Stopień turbiny części SP. Wektory pola prędkości przepływów wtórnych 25% cięciwy osiowej za krawędzią wylotową wirnika dla różnych rozmiarów szczeliny nadłopatkowej [407]



Rys. 98. Stopień turbiny części SP. Izolinie ciśnienia całkowitego na krawędzi wylotowej (rys. górne) i 25% cięciwy osiowej za krawędzią wylotową wirnika (rys. dolne) dla różnych rozmiarów szczeliny [407]

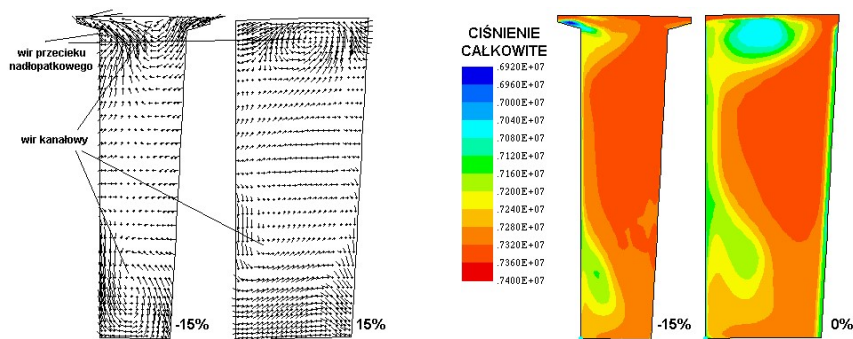
dzie łopatkowym jest także przedmiotem prac Krishnababu i in. [408] oraz Yoon i in. [409].

Wpływ odchylenia przepływu w palisadzie

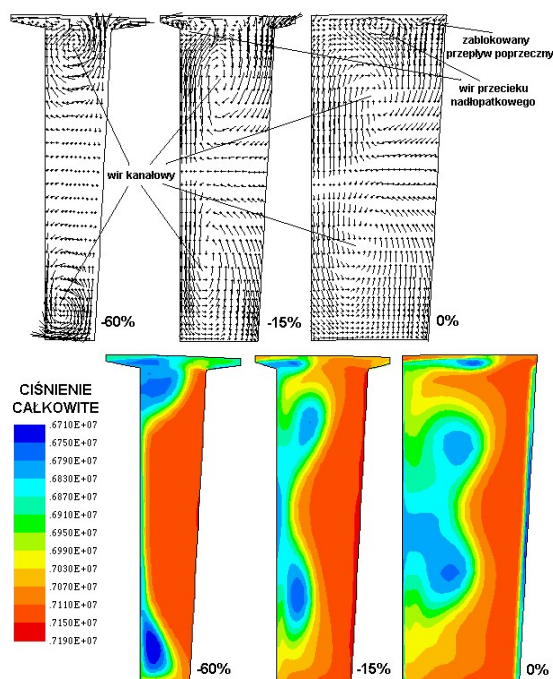
Obraz oddziaływania wiru przecieku nadłopatkowego i kanałowego nie jest jednolity i poza rozmiarem szczeliny zależy także od odchylenia przepływu w palisadzie. W sytuacji relatywnie mniejszego odchylenia przepływu w palisadzie wirnikowej części WP turbiny (kąt ustawienia profilu -13° , kąt wlotowy 63° , wylotowy -63°) i niskiego obciążenia ($Ma_1 = 0,2$), pokazanej na rys. 99, obserwuje się szybką dezintegrację struktury wirowej wiru kanałowego następującą w wyniku oddziaływania silniejszej struktury wiru przecieku nadłopatkowego z jednej strony, a z drugiej strony w rezultacie oddziaływania ruchomego ograniczenia zewnętrznego. Wir kanałowy można wyodrębnić wewnątrz kanału międzyłopatkowego jako strukturę o kierunku rotacji przeciwnym do rotacji wiru przecieku nadłopatkowego. Nie obserwuje się natomiast obecności wiru kanałowego na krawędzi wylotowej wirnika i w dół przepływu od niej, ani na rysun-

ku wektorów pola prędkości, ani na rysunku przedstawiającym kontury ciśnienia całkowitego. Zgoła odmiennie wygląda oddziaływanie wiru przecieku nadłopatkowego i wiru kanałowego w sytuacji większego odchylenia przepływu w palisadzie (kąt ustawienia -18° , kąt wlotowy 75° , wylotowy -72°) i wyższego obciążenia ($Ma_1 = 0,4$) zaprezentowanej na rys. 100. W tej sytuacji obserwuje się wzrost roli przepływu poprzecznego w strefie brzegowej przy ograniczeniu zewnętrznym. Zwinięcie się wiru kanałowego następuje jeszcze zanim przeciek nadłopatkowy opuszcza szczelinę nadłopatkową. Przesunięcie rozległego wiru kanałowego w kierunku średnicy podziałowej uwalnia przeciek nadłopatkowy, który sam podlega zwinięciu w strukturę wirową i blokuje dalszy przepływ poprzeczny nowo uformowanej warstwy przyściennej. Z kształtu wektorów pola prędkości w przekroju przy krawędzi wylotowej wynika, że następuje powtórne zwinięcie się zablokowanego przepływu poprzecznego ponad wirem przecieku nadłopatkowego z utworzeniem kolejnego wiru kanałowego o małej intensywności, w porównaniu z wcześniej uformowanymi strukturami wirowymi.

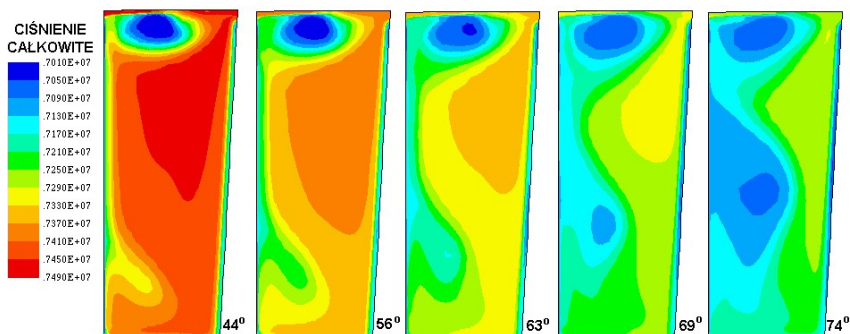
Na rys. 101 przedstawiono porównanie izolinii ciśnienia całkowitego przy krawędzi wylotowej palisady wirnikowej części WP turbiny dla różnych wartości kąta napływu strumienia na łopatkę w zakresie od 44° do 74° . Obliczenia wykonano z uwzględnieniem wzajemnego ruchu łopatki i ograniczenia, przyjmując stały spadek ciśnienia całkowitego w palisadzie. W związku z tym nieznacznym zmianom ulegała liczba Macha na wylocie z palisady (od $0,15$ dla $\alpha_0 = 74^\circ$ do $0,2$ dla $\alpha_0 = 44^\circ$) i wartość kąta wylotowego (od $\alpha_1 = -62,5^\circ$ dla $\alpha_0 = 74^\circ$ do $\alpha_1 = -63,5^\circ$ dla $\alpha_0 = 44^\circ$). W przedstawionej sytuacji powierzchniowy obraz strat przecieku nadłopatkowego nie podlega aż tak istotnym przeobrażeniom wraz ze zmianą kąta napływu, jakim podlegają zmiany w poziomie strat profilowych i wtórnych (zmiany kąta napływu odbywają się w wąskim przedziale wokół kierunku nominalnego, gdzie jeszcze nie obserwuje się efektów nienominalnego napływu). Wpływ obciążenia łopatki na obraz przecieku nadłopatkowego i przepływów wtórnych jest także przedmiotem pracy Palafoxa i in. [410] oraz Huanga i in. [411].



Rys. 99. Palisada wirnikowa części WP turbiny. Wektory pola prędkości przepływów wtórnych 15% cięciwy osiowej przed i za krawędzią wylotową oraz kontury ciśnienia całkowitego na krawędzi wylotowej; szczelina 2%, $Ma_1 = 0,2$, $\alpha_0 = 63^\circ$, $\alpha_1 = -63^\circ$ [407]



Rys. 100. Palisada wirnikowa części WP turbiny. Wektory pola prędkości przepływów wtórnych oraz kontury ciśnienia całkowitego 60% i 15% cięciwy osiowej przed krawędzią wylotową wirnika oraz na krawędzi wylotowej (0%); rozmiar szczeliny – 2%, $Ma_1 = 0,4$, $\alpha_0 = 75^\circ$, $\alpha_1 = -72^\circ$ [407]



Rys. 101. Palisada wirnikowa części WP turbiny. Kontury ciśnienia całkowitego na krawędzi wylotowej wirnika dla różnych wartości kąta napływu na profil; $\delta = 0,02h$, $Ma_1 = 0,15 \pm 0,2$, $\alpha_1 \in (-63,5^\circ, -62,5^\circ)$ [407]

Względny ruch łopatki i ograniczenia zewnętrznego kanału

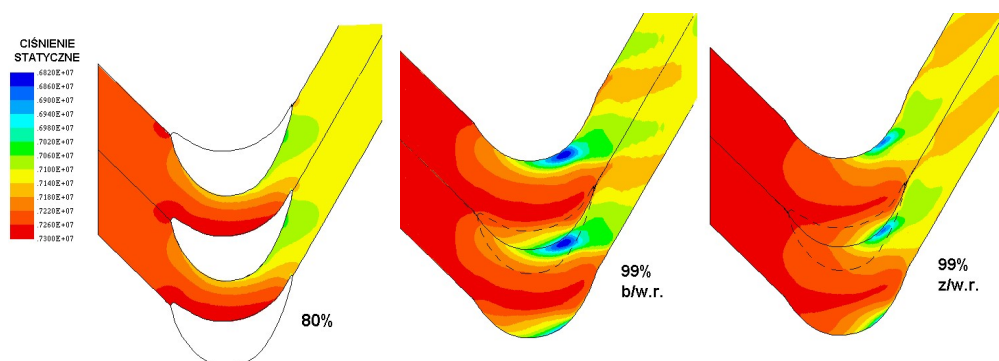
Znaczącą rolę w procesie formowania się przecieku nadłopatkowego odgrywa względny ruch łopatki i ograniczenia zewnętrznego kanału. Zagadnieniu temu poświęcają uwagę Yaras i Sjolander [124] oraz Yaras i in. [128], badając wpływ ruchu ograniczenia zewnętrznego kanału w zakresie prędkości od 0 do 100%

EES (ang. *engine equivalent speed*), czyli do 100% prędkości odpowiadającej nominalnej prędkości obrotu łopatki w przekroju wierzchołkowym. W rezultacie tych badań stwierdza się, że wzrost prędkości względnej ograniczenia zewnętrznego powoduje istotne zmniejszenie masowego natężenia przecieku i redukcję intensywności wiru przecieku nadłopatkowego. Za taką tendencją zmian kryją się dwa mechanizmy. Po pierwsze, obserwuje się wzrost naprężeń pomiędzy strumieniem przecieku i względnie ruchomym ograniczeniem zewnętrznym o kierunku ruchu przeciwnym do kierunku strumienia przecieku. Po drugie, w warunkach względnego ruchu ograniczenia zewnętrznego i łopatek wirnikowych następuje wzrost ciśnienia statycznego na wylocie ze szczeliny nadłopatkowej, czyli zmniejszenie różnicy ciśnień pomiędzy obszarami wysokiego i niskiego ciśnienia w przekroju szczeliny, będącej motorem napędowym przecieku nadłopatkowego. Efekty te opisano także w pracach Krishnababu i in. [412], Yanga i in. [413], Achary i in. [414]. W przypadku naddźwiękowym, w warunkach zadławienia przepływu, różnica ciśnień nie ma wpływu na wielkość przecieku nadłopatkowego, Wheeler i in. [415].

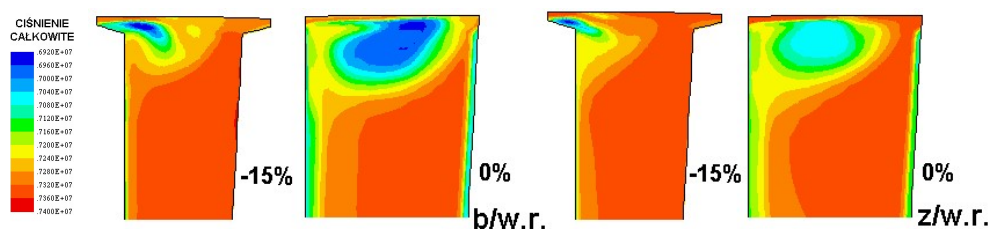
Porównanie rozkładu ciśnienia w kanale łopatkowym i w szczelinie nadłopatkowej zobrazowano na rys. 102, ilustrującym wyniki badań własnych autora. Dla przypadku szczeliny nadłopatkowej o rozmiarach 2% wysokości kanału dokonano także porównania rozkładu ciśnienia statycznego w przekroju środkowym przez szczelinę (tj. w odległości 99% wysokości kanału od stopy) bez względnego ruchu łopatki wirnikowej i ograniczenia zewnętrznego (ograniczenie wiruje razem z łopatkami wirnikowymi) oraz w warunkach względnego ruchu łopatki wirnikowej i ograniczenia zewnętrznego (łopatka wiruje z nominalną prędkością obrotową, ograniczenie pozostaje nieruchome). Jak widać z rysunku obszar nad tylną częścią łopatki wirnikowej jest miejscem spadku ciśnienia odbiegającego ilościowo od typowego spadku ciśnienia przy powierzchni ssącej łopatki w kanale międzyłopatkowym. Spadek ciśnienia na wylocie ze szczeliny ponad tylną częścią łopatki wirnika jest znacznie, bo aż o ponad 20%, większy w obliczeniach z względnie nieruchomym ograniczeniem.

Przypadek względnie nieruchomego ograniczenia nie ma znaczenia praktycznego, lecz badania takie są istotne z poznawczego punktu widzenia. Pozwalają na uświadomienie sobie faktu, że wzajemny ruch ograniczenia i łopatek jest czynnikiem wpływającym na znaczną redukcję strat przecieku nadłopatkowego. Na rys. 103 przedstawiono porównanie izolinii ciśnienia całkowitego w przekroju położonym w odległości 15% cięciwy osiowej przed krawędzią wylotową i w przekroju na krawędzi wylotowej wirnika dla przypadku obliczeń bez i z względnym ruchem łopatki wirnikowej i ograniczenia zewnętrznego. Względny ruch ograniczenia powoduje obniżenie średniej prędkości przepływu w szczelinie oraz dociskanie struktur przecieku nadłopatkowego i wiru kanałowego do powierzchni ssącej wierzchołka łopatki. Następuje wówczas częściowe zablokowanie wylotu szczeliny nadłopatkowej prowadzące do omówionego już wzrostu ciśnienia statycznego nad tylną częścią łopatki. W efekcie końcowym obserwuje się znaczną redukcję intensywności wiru przecieku nadłopatkowego.

Wpływ względnego ruchu ograniczenia na intensywność wiru kanałowego nie jest tak jednoznaczny. Względny ruch ograniczenia powoduje intensyfikację przepływu poprzecznego, w związku z czym przepływ poprzeczny szybciej pojawia się na stronie ssącej łopatki – ślady tego przepływu widoczne są z porównania izolinii ciśnienia całkowitego bezpośrednio pod strumieniem przecieku w przekroju przed krawędzią wylotową. Z drugiej jednak strony mniejszy obszar zajmowany przez strukturę wiru kanałowego na prawo i powyżej przecieku może świadczyć o sytuacji, że przy dostatecznie dużej szerokości szczeliny znaczna część przepływu poprzecznego w warstwie przyściennej nie ulega zwinięciu w strukturę wiru kanałowego, lecz (w układzie związanym z nieruchomą łopatką) uczestniczy w rotacji wraz z ograniczeniem ponad strugą przecieku nadłopatkowego. Jak wynika z pracy Yarasa i Sjolandera [124] względny ruch łopatki i ograniczenia zewnętrznego kanału prowadzi do zmniejszenia strat przecieku w palisadzie wirnikowej turbiny nawet o połowę, w porównaniu do przypadku względnie nieruchomej łopatki i ograniczenia.



Rys. 102. Palisada wirnikowa części WP turbiny. Rozkład ciśnienia statycznego w kanale międzyłopatkowym wirnika 80% wysokości kanału od stopy (rys. lewy) i w przekroju środkowym przez szczelinę nadłopatkową (obliczenia bez względnego ruchu łopatki wirnikowej i ograniczenia zewnętrznego – rys. środkowy, ze względnym ruchem łopatki i ograniczenia - rys. prawy); rozmiar szczeliny – 2% [407]



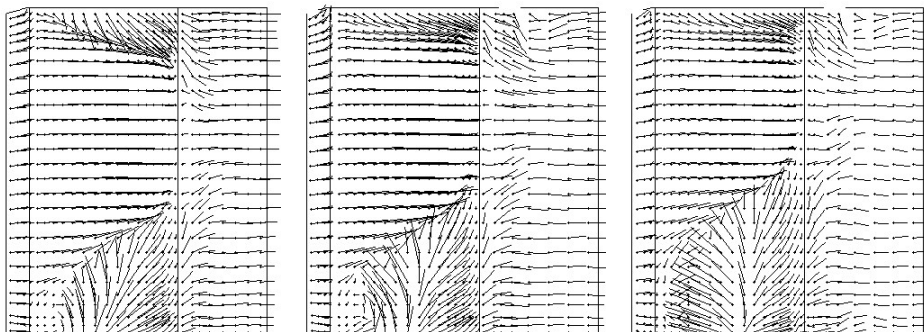
Rys. 103. Palisada wirnikowa części WP turbiny. Izolinie ciśnienia całkowitego w przekroju położonym 15% cięciwy osiowej przed krawędzią wylotową i w przekroju wylotowym z wirnika (0%); obliczenia bez względnego ruchu (rys. lewe) i ze względnym ruchem łopatki i ograniczenia (rys. prawe); $\delta = 0,02h$ [407]

3.3. Efekty przecieku nadłopażowego

Oszacowanie strat przecieku nadłopażowego i przepływów przytarczowych przeprowadzono w pracy [382], gdzie wykonano obliczenia w układzie dwustopniowym z wykorzystaniem modelu turbulencji $k-\omega$ SST Mentera z zachowaniem realnych wartości kątów dolotu strumieni przecieków do przepływu głównego. W konfiguracji podstawowej przyjęto, że kąt obwodowy strumienia przecieku α' na dolocie wynosi 80° (przy wylocie strumienia głównego z kierownicy pod kątem 78°), natomiast kąt merydionalny γ wynosi -90° (co oznacza zerową prędkość osiową strumienia przecieku na dolocie do układu łopatkowego), rys. 60.

Przeciek nadłopażowy i przytarczowy jako strumienie przepływów ubocznych wypływające z obszaru układu łopatkowego przed krawędzią wlotową łopatki wirnikowej porywają ze sobą do szczeliny upustowej część płynu z warstw przyściennych przy ograniczeniu zewnętrznym. To swoiste odsysanie warstwy przyściennej powoduje znaczące ograniczenie zasięgu przepływów wtórnych oraz strat przepływowych. Efekt ten można zaobserwować na rys. 91 pokazującym porównanie wektorów pola prędkości przy powierzchni ssącej wirnika dla trzech rozważanych wariantów obliczeń, a widać go szczególnie dobrze przy ograniczeniu zewnętrznym, gdzie nie ma interferencji z lokalną strefą oderwania przepływu. Z drugiej strony przeciek stanowi deficyt masowego natężenia przepływu dla układu łopatkowego. Zmniejszenie natężenia przepływu w strumieniu głównym i redukcja średniej wartości prędkości osiowej może spowodować lokalne zmiany kierunku napływu strumienia na łopatkę wirnikową.

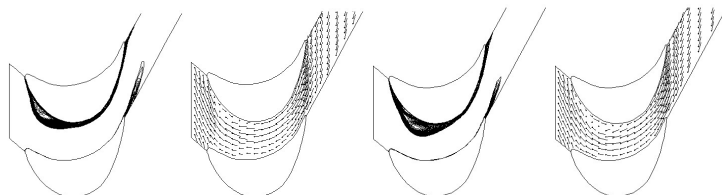
Jak widać z rys. 104, a także rys. 105 przedstawiającego porównanie izol linii funkcji entropii i wektorów pola prędkości w wirniku przy stopie, w badanej grupie stopni odprowadzenie przecieku do szczelin upustowych powoduje przesunięcie napływu na stronę cisnącą i zwiększenie rozmiarów strefy oderwania w dolnej części kanału przepływowego przy powierzchni ssącej. Dotyczy to też sytuacji, kiedy rozważamy jedynie przeciek nadłopażowy. Mimo iż wpływ



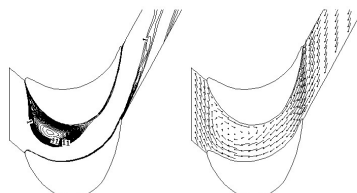
Rys. 104. Wektory pola prędkości w wirniku przy powierzchni ssącej – obliczenia bez przecieków (rys. lewy), z przeciekiem nadłopażowym (rys. środkowy), z przeciekiem nadłopażowym i przepływami przytarczowymi (rys. prawy) [382]

FUNKCJA ENTROPII

1+ .1257E+06
 11+ .1260E+06
 21+ .1263E+06
 31+ .1266E+06
 41+ .1269E+06
 51+ .1272E+06
 61+ .1274E+06
 71+ .1277E+06

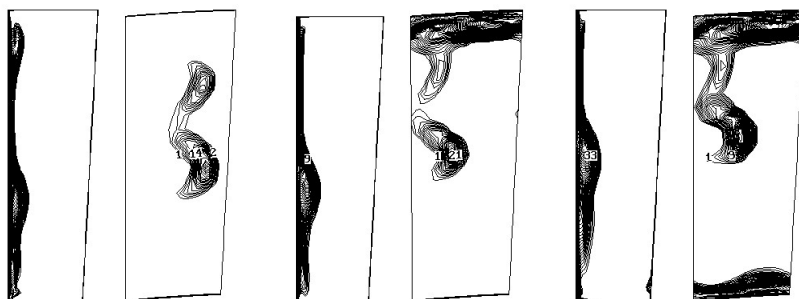


Rys. 105. Izolinie funkcji entropii oraz wektory pola prędkości w wirniku 9% wysokości łopatki od stopy – obliczenia bez przecieków (rys. lewe górne), z przeciekiem nadłopatkowym (rys. prawe górne), z przeciekiem nadłopatkowym i przepływami przytarczowymi (rys. dolne) [382]



FUNKCJA ENTROPII

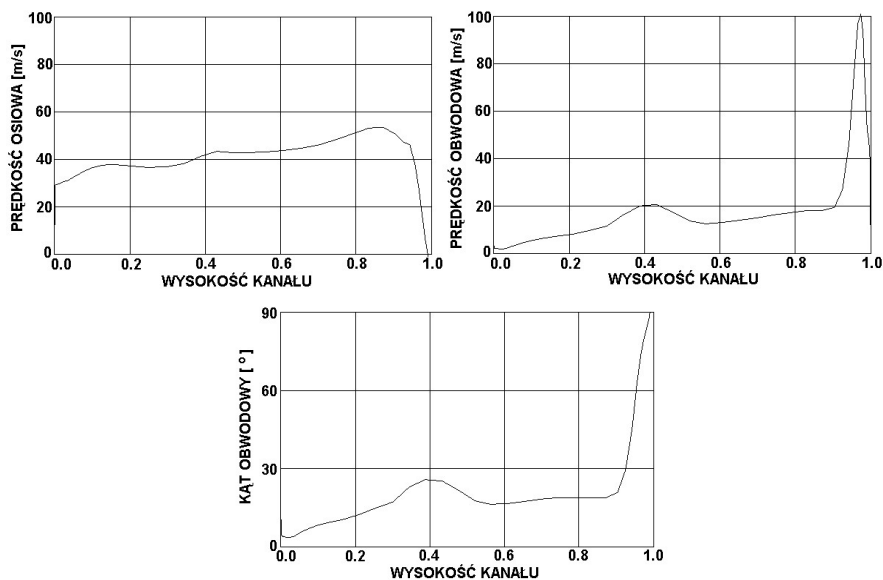
1+ .1257E+06
 11+ .1260E+06
 21+ .1263E+06
 31+ .1266E+06
 41+ .1269E+06
 51+ .1272E+06
 61+ .1274E+06
 71+ .1277E+06



Rys. 106. Izolinie funkcji entropii w wirniku na krawędzi wylotowej i 45% cięciwy osiowej za wirnikiem – obliczenia bez przecieków (rys. lewe), z przeciekiem nadłopatkowym (rys. środkowe), z przeciekiem nadłopatkowym i przepływami przytarczowymi (rys. prawe) [382]

przecieku nadłopatkowego ma głównie charakter lokalny, tj. zlokalizowany przy ograniczeniu zewnętrznym, to zmiany masowego natężenia przepływu przez układ łopatkowy mogą prowadzić także do wzrostu strat przy przeciwległym ograniczeniu. Odpływ strumienia przecieku przytarczowego powoduje dalszy wzrost rozmiarów strefy oderwania, co można także zaobserwować na rys. 106 przedstawiającym izolinie funkcji entropii na krawędzi wylotowej wirnika i za wirnikiem. W dół przepływu od miejsca dolotu przecieku do układu łopatkowego w pobliżu ograniczeń zewnętrznych obserwuje się strefy mieszania strumienia przecieku z przepływem głównym, gdzie koncentrują się właściwe straty przecieku.

Podobnie jak przeciek nad łopatką wolnonośną, przeciek nadbandażowy także prowadzi do niejednorodności w rozkładzie prędkości i kąta wylotowego wzdłuż wysokości kanału, co pokazuje rys. 107. Za wirnikiem w obszarze wpływu przecieku nadbandażowego sięgającym ok. 10% wysokości kanału od ograniczenia zewnętrznego obserwuje się redukcję składowej osiowej prędkości oraz wzrost prędkości obwodowej i kąta obwodowego (w układzie bezwzględny). W zilustrowanym przekroju położonym w odległości 45% cięciwy osio-



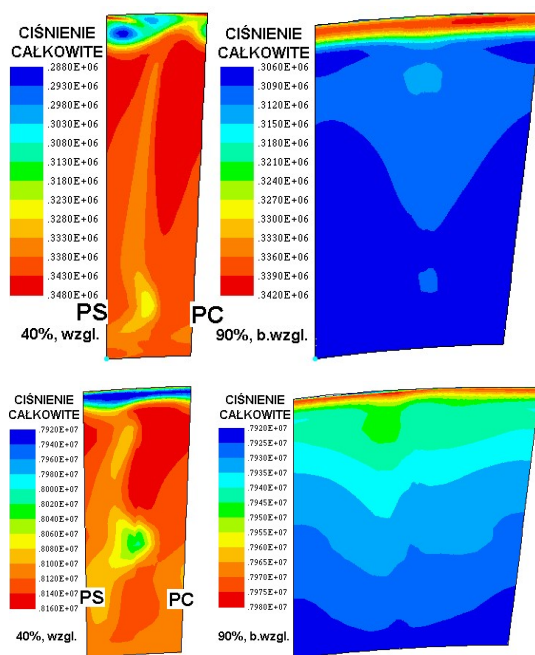
Rys. 107. Rozkład wzdłuż wysokości kanału prędkości osiowej (rys. lewy górny), prędkości obwodowej (rys. prawy górny) i kąta obwodowego (rys. dolny) na wlocie do stopnia 2 [407]

wej wirnika za krawędzią wylotową prędkość osiowa jest o kilkadziesiąt m/s niższa, a prędkość obwodowa o kilkadziesiąt m/s wyższa niż na średnicy podziałowej, przy czym zmiany kierunku przepływu sięgają 60° .

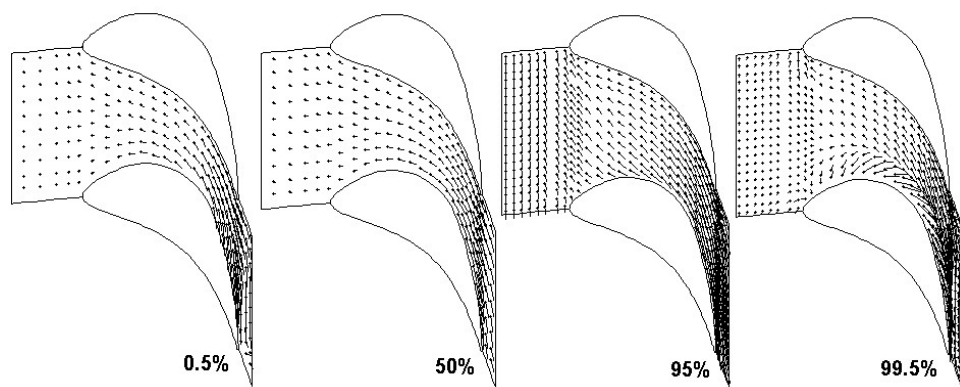
Na rys. 108 przedstawiono porównanie izolinii ciśnienia całkowitego w szczelinie pomiędzy stopniami w grupie stopni SP z łopatkami niebandażowanymi oraz WP z łopatkami bandażowanymi. Rysunek ten pokazuje, że w przeciwieństwie do struktury wirowej przecieku nad łopatką wolnonośną, strumień przecieku nadbandażowego charakteryzuje się nieznaczną niejednorodnością w kierunku obwodowym. Niejednorodność ta związana jest głównie z transportem śladów spływowych z kierownicy przez obszar uszczelnienia labiryntowego. Na rys. 108 zilustrowano także konsekwencje uśrednienia obwodowego parametrów przepływu w szczelinie międzywieńcowej (z zachowaniem niejednorodności w kierunku promieniowym) zastosowanego w przyjętej metodzie obliczeniowej i przedstawiono porównanie kształtu izolinii za wirnikiem w układzie względnym w przekroju oddalonym o 40% szerokości szczeliny międzywieńcowej od krawędzi wylotowej wirnika oraz po uśrednieniu i transformacji do nieruchomego układu współrzędnych w przekroju położonym w 90% szerokości szczeliny osiowej. Z porównania kształtu izolinii przed i po uśrednieniu wynika wyraźnie, że wpływ tej techniki przekazywania parametrów pomiędzy obszarami o różnej ruchomości na kształtowanie przepływu w następnym wieńcu w obszarze wpływu przecieku nadłopatkowego jest znacznie mniejszy w grupie stopni z łopatkami bandażowanymi. W związku z tym badanie oddziaływania przecieku nad łopatką wolnonośną z wieńcem położonym w dół przepływu wymaga zmiany metody obliczeniowej. Jest to główna przyczyna, dla

której analizę przepływu w następnej kierownicy w obszarze wpływu przecieku rozpoczynamy od przypadku stopni z łopatkami bandażowanymi. Warto w tym miejscu także zauważyć, że dzięki dużym prędkościom strumienia przecieku (w układzie bezwzględny) na wylocie z wieńca wirnikowego, obszar wpływu przecieku nadłopatkowego przy ograniczeniu jest na wlocie do kolejnej kierownicy obszarem wysokiego ciśnienia całkowitego.

Na rys. 109 przedstawiono wektory pola prędkości w kierownicy stopnia 2 w różnych przekrojach obwodowych. W obszarze wpływu przecieku obserwuje się napływ na stronę ssącą profilu. Na stronie ssącej leży punkt spiętrzenia przepływu, a rozkład ciśnienia w tych przekrojach wygląda podobnie jak na rys. 60. W warstwie przyściennej przy ograniczeniu zewnętrznym formują się dwa rodzaje przepływu poprzecznego – typowy przepływ poprzeczny od powierzchni wklęsłej do wypukłej zintensyfikowany przez nienominalny kierunek napływu i odwrotny przepływ poprzeczny od punktu spiętrzenia, który odsuwa odnogę ssącą wiru podkowiastego od powierzchni wypukłej. Z uwagi na lokalność oddziaływania przecieku nadłopatkowego, dodatkowym czynnikiem określającym rozwój przepływu w strefie brzegowej jest silny gradient parametrów przepływu wzdłuż wysokości kanału. Na rys. 110 przedstawiono izolinie ciśnienia statycznego

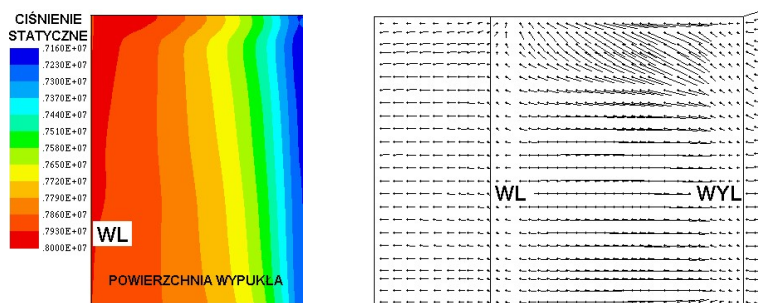


Rys. 108. Izolinie ciśnienia całkowitego w szczelinie osiowej pomiędzy stopniem 1 i 2 w grupie stopni SP z łopatkami niebandażowanymi (rys. lewe) oraz WP z łopatkami bandażowanymi (rys. prawe) w układzie względnym za wirnikiem stopnia 1 (w odległości 40% szerokości szczeliny osiowej) oraz w układzie bezwzględny po uśrednieniu obwodowym przed kierownicą stopnia 2 (w odległości 90% szerokości szczeliny osiowej) [407]

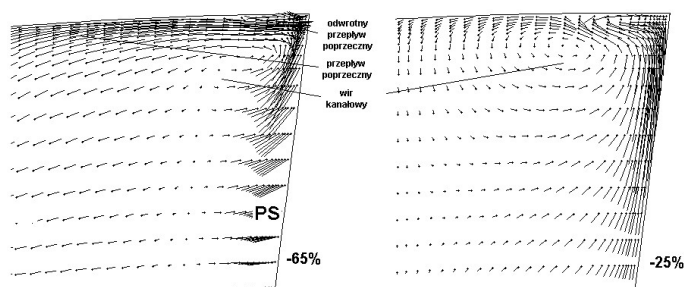


Rys. 109. Wektory pola prędkości w kierownicy stopnia 2 przy stopie (0,5%), na średnicy podziałowej (50%), w obszarze wpływu przecieku nadłopatkowego (95%) i przy wierzchołku (99,5%). Liczby oznaczają odległość przekroju od stopy w % wysokości kanału [170]

nego oraz wektory pola prędkości przy powierzchni wypukłej łopatki kierownicy stopnia 2. W przedniej części kanału przy ograniczeniu zewnętrznym obserwuje się gradient ciśnienia w kierunku średnicy podziałowej i ruch elementów płynu w tym kierunku. Gradient ciśnienia w kierunku przeciwnym, tj. w kierunku ograniczenia zewnętrznego ma miejsce przy powierzchni wklęsłej. W związku z powyższym tworzy się przepływ recyrkulacyjny, będący źródłem wiru kanałowego, który można zaobserwować na rys. 111 przedstawiającym wektory pola prędkości przepływów wtórnych w kolejnych przekrojach obwodowych wewnątrz kanału. Przepływ recyrkulacyjny zaindukowany gradientem ciśnienia przy powierzchniach łopatek jest znacznie bardziej intensywny niż typowy przepływ recyrkulacyjny, jaki ma miejsce w badanej sytuacji przy przeciwnym ograniczeniu. Ten przepływ recyrkulacyjny tworzą nie tylko elementy warstwy przyściennej o niskiej energii kinetycznej, lecz przede wszystkim elementy płynu pochodzące ze strumienia przecieku nadłopatkowego o wysokiej energii kinetycznej. Tak więc wysokoenergetyczna strefa mieszania strumienia przecieku nadłopatkowego zostaje zwinięta wraz z płynem niskoenergetycznym w silną strukturę wiru kanałowego. W dół przepływu centrum wiru kanałowego przesuwa się w kierunku powierzchni wypukłej (ssącej), i dalej w kierunku średnicy podziałowej pod wpływem gradientu ciśnienia panującego przy powierzchni wypukłej. Można oczekiwać, że rozmiary i intensywność wiru kanałowego przy ograniczeniu zewnętrznym w kierownicy stopnia 2 wzrastają ze wzrostem masowego natężenia przecieku z poprzedniego wieńca, co pokazano w dalszej części tego podrozdziału. W przedniej części kanału w narożu pomiędzy ograniczeniem zewnętrznym i powierzchnią wypukłą obserwuje się wąski obszar zablokowanego odwrotnego przepływu poprzecznego, będący źródłem wirowości o kierunku rotacji przeciwnej do głównego wiru kanałowego. W tylnej części kanału ma miejsce oderwanie głównego przepływu recyrkulacyjnego od konturu górnego.



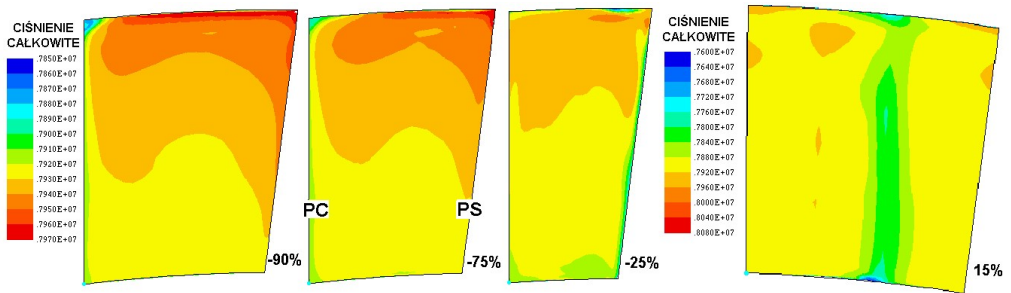
Rys. 110. Izolinie ciśnienia statycznego oraz wektory pola prędkości przy powierzchni ssącej łopatki kierowniczej stopnia 2; WL – krawędź wlotowa, WYL – krawędź wylotowa [170]



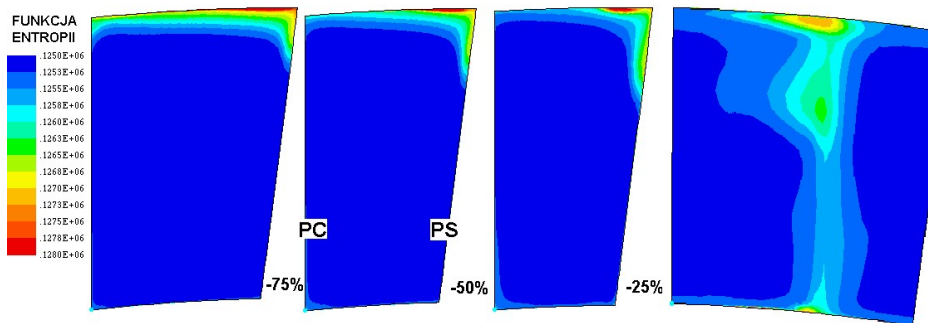
Rys. 111. Wektory pola prędkości przepływów wtórnych w kierownicy stopnia 2 w przekrojach położonych 65% i 25% cięciwy osiowej przed krawędzią wylotową; PS – powierzchnia ssąca [170]

Rozwój strat przepływowych w kanale kierowniczym stopnia 2 można prześledzić analizując rys. 112 i 113 przedstawiające izolinie ciśnienia całkowitego i funkcji entropii w kolejnych przekrojach pomiędzy krawędzią wlotową i wylotową oraz dalej w dół przepływu. Pierwszy rysunek ilustruje stopniową redukcję nadwyżki ciśnienia całkowitego w obszarze wpływu przecieku nadłopatkowego (rys. 112). I choć najwyższe ciśnienie całkowite na wylocie z kierownicy panuje nadal w górnej części kanału, to większość nadwyżki ciśnienia całkowitego strumienia przecieku jest tracona w kierownicy. W dół przepływu strefa mieszania strumienia przecieku nadbandażowego zostaje przetransportowana w obszarze wiru kanałowego w kierunku powierzchni ssącej łopatki i średnicy podziałowej. Strefa ta jest miejscem znacznego wzrostu funkcji entropii. Miejscami obniżonego ciśnienia całkowitego i podwyższonej wartości funkcji entropii przy ograniczeniu zewnętrznym są także obszar oderwania w narożu przy powierzchni wklęsłej spowodowany nienominalnym napływem oraz, przy powierzchni wypukłej, wirowość pochodząca z obszaru zablokowanego odwrotnego przepływu poprzecznego, a następnie z wiru narożnikowego tworzącego się w miejscu oderwania głównego przepływu recyrkulacyjnego od ograniczenia zewnętrznego. Dla porównania na rys. 113 pokazano także kształt izoliny funkcji entropii za kierownicą stopnia 2 otrzymany w przypadku obliczeń bez prze-

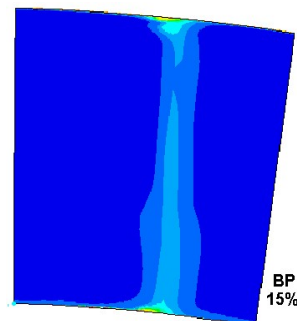
cieku (BP). Zauważmy, że w tym przypadku napływ na łopatkę kierowniczą także nie jest jednorodny – uwzględnia bowiem niejednorodności związane m.in. z przepływami wtórnymi w obszarze wirnika, jakie pozostają za wirnikiem w kierunku promieniowym (po uśrednieniu obwodowym). Jak wynika z rys. 114 pokazującego porównanie rozkładu wzdłuż wysokości kanału kąta wylotowego z kierownicy stopnia 1 i 2, na wylocie z kierownicy stopnia 2 pojawia się niejednorodność w rozkładzie kąta obwodowego sięgająca 3° , co przekłada się na niejednorodność ok. $6\div 7^\circ$ na wlocie do wirnika stopnia 2 w układzie wirującym. Warto także wspomnieć, że wzrost intensywności wiru kanałowego w kolejnym wieńcu w obszarze wpływu przecieku nadłopatkowego zaobserwowano także w pracach eksperymentalnych Petersa i in. [137] oraz Gibboniego i in. [416]



Rys. 112. Izolinie ciśnienia całkowitego w kierownicy stopnia 2 w kolejnych przekrojach położonych w kanale 90%, 75% i 25% cięciwy osiowej przed oraz 15% za krawędzią wylotową [407]



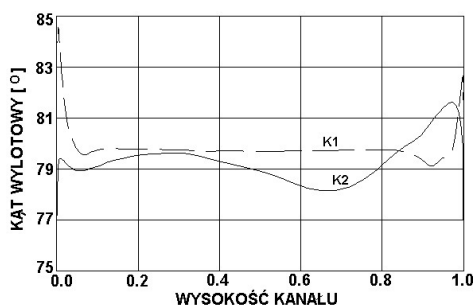
Rys. 113. Izolinie funkcji entropii w kierownicy stopnia 2 w kolejnych przekrojach położonych w kanale 75%, 50% i 25% cięciwy osiowej przed oraz 15% za krawędzią wylotową – obliczenia z przeciekiem (ZP – rys. górne). Izolinie funkcji entropii za kierownicą stopnia 2 w obliczeniach bez przecieku (BP – rys. prawy) [407]



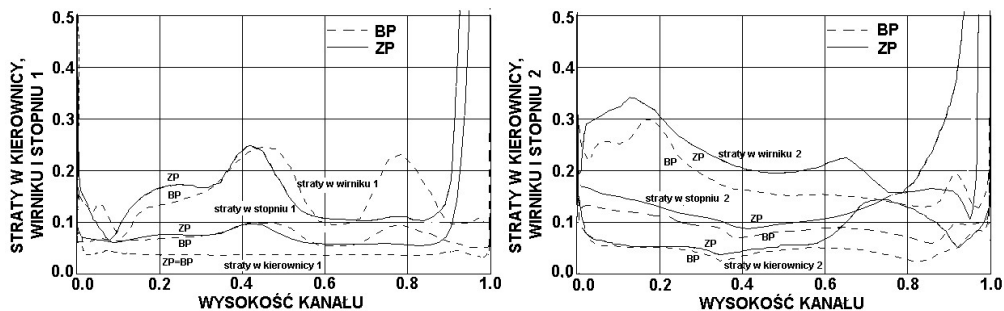
dotyczących interakcji pomiędzy przeciekiem przez uszczelnienia nadbandażowe i przepływem głównym.

Na rys. 115 pokazano porównanie rozkładów wzdłuż wysokości kanału strat entalpii w kierownicy, wirniku oraz strat sumarycznych w stopniu 1 i 2 otrzymanych z obliczeń bez przecieku i z przeciekiem nadbandażowym. Straty w kierownicy obliczono w środku szczeliny międzywieńcowej, a straty w wirniku i stopniu w płaszczyźnie oddalonej od krawędzi wylotowej o 45% cięciwy osiowej wirnika. Współczynnik strat w stopniu nie uwzględnia energii wylotowej. Obszarem akumulacji strat przecieku nadłopatkowego jest obszar położony przy ograniczeniu zewnętrznym kanału. Z porównania odpowiednich krzywych wynika wyraźnie, że przeciek nadłopatkowy prowadzi do zmniejszenia strat przepływów wtórnych w wirniku przy ograniczeniu zewnętrznym. Wzrost strat przepływów wtórnych obserwuje się natomiast w kierownicy stopnia 2. Poziom strat w stopniu 2 jest wyższy z uwagi na niejednorodności parametrów przepływu na wylocie ze stopnia 1 – dotyczy to zarówno obliczeń z uwzględnieniem przecieku, jak i bez.

W tab. 5 przedstawiono porównanie liczbowe procesu narastania strat w poszczególnych wieńcach w badanej grupie dwóch stopni, przy czym wartości współczynnika strat odniesione są tu do całkowitego spadku entalpii w grupie.



Rys. 114. Rozkład wzdłuż wysokości kanału kąta wylotowego z kierownicy stopnia 1 i 2 w przekroju środkowym szczeliny międzywieńcowej; obliczenia z przeciekiem [407]



Rys. 115. Stopień 1 i 2. Rozkład wzdłuż wysokości kanału strat entalpii w kierownicy w przekroju środkowym szczelin międzywieńcowych oraz w wirniku i stopniu 45% cięciwy osiowej za krawędzią wylotową wirnika; porównanie obliczeń bez przecieku (BP) i z przeciekiem nadbandażowym (ZP) [407]

Narastanie strat wzdłuż turbiny	Obliczenia bez przecieku	Obliczenia z przeciekiem	Różnica
Za kierownicą st. 1	1,6%	1,6%	-
Za wirnikiem st. 1	3,8%	5,0%	+1,2%
Za kierownicą st. 2	5,6%	7,4%	+1,8%
Za wirnikiem st. 2	8,8%	12,0%	+3,2%

Tab. 5. Narastanie strat w grupie stopni (straty odniesione są do całkowitego spadku entalpii w grupie) [407]

Obserwuje się przyrost strat w pierwszym wirniku o 1,2%, w drugiej kierownicy o 0,6% i w drugim wirniku o 1,4% (oczywiście mamy na uwadze zmiany sprawności w punktach procentowych). Przyjmując podobny spadek entalpii w każdym stopniu, wzrost strat przepływowych spowodowany przeciekiem nadbandażowym (w porównaniu do sytuacji obliczeń bez przecieku) w stopniu wewnętrznym badanej grupy stopni wynosi ok. 4%, z czego ok. 3/10 przypada na obszar kierownicy, 7/10 na obszar wirnika. Sytuacja ta ma miejsce dla aktualnie badanej konfiguracji stopnia części WP przy $G_T = 2,7\%$, $\gamma = -90^\circ$, $\alpha' = 80^\circ$, a podane wartości mogą ulec zmianie wraz ze zmianą konfiguracji geometrycznej grupy stopni, uszczelnienia labiryntowego, warunków termodynamicznych, itd. Ilościowa ocena poszczególnych składników strat przecieku przez uszczelnienia nadbandażowe w grupie stopni części niskoprężnej turbiny z rozbieżnymi ograniczeniami zewnętrznymi jest przedmiotem pracy numerycznej Giera i in. [132]. Dla pewnej typowej konstrukcji uszczelnień 19% sumarycznej straty związanej z przeciekiem nadbandażowym przypada tam na obszar uszczelnienia, 47,5% na obszar mieszania z przepływem głównym w wieńcu wirnikowym, 12,5% na obszar wieńca położonego w dół przepływu, 19% określa się jako straty związane z przejściem na inną średnicę, a pozostała część przypada na straty tarcia czynnika o bandaż. Przy redukcji rozmiaru szczeliny (masowego natężenia przecieku) maleje udział strat mieszania, zwiększa się udział pozostałych czynników strat.

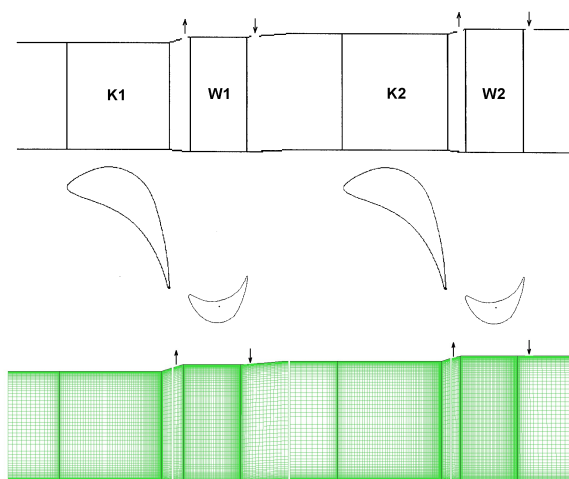
Wpływ natężenia i kierunku przecieku nadbandażowego

W obliczeniach własnych przedstawionych w pracy [138] pominięto efekty przepływów ubocznych przy stopach łopatek. Rozważano grupę stopni o budowie akcyjnej (średnia reakcyjność – 0,2) z krótkimi łopatkami cylindrycznymi z profilami PŁK i R2 o wymiarach charakterystycznych: $h/C = 0,75$ (kierownice) i 2,00 (wirniki), $p/C = 0,75$ (kierownice i wirniki). Przyjęto następujące warunki termodynamiczne pracy grupy stopni: spadek ciśnienia od 88 do 70 bar, temperatura wlotowa – 760 K, masowe natężenie przepływu – 170,0 kg/s. Wykorzystano model typu źródło/upust (opisany w rozdz. 2.7), gdzie przeciek nadłopatkowy przez uszczelnienie modelowano w formie strumienia wypływającego i dopływającego do kanału przepływu głównego. Obliczenia prowadzono w jednym kanale kierowniczym i wirnikowym każdego z grupy stopni z wykorzystaniem programu FlowER (z modelem turbulencji $k-\omega$ SST). Efekt różnego

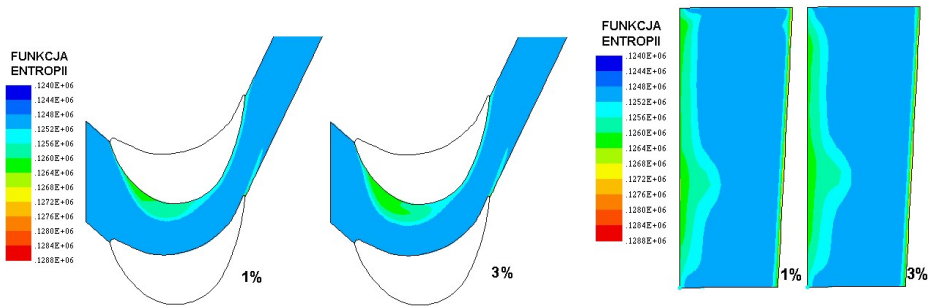
typu hipotetycznych uszczelnień labiryntowych badano zmieniając masowe natężenie strumienia przecieku nadłopatkowego i jego kierunek na dopływie do układu łopatkowego.

Na rys. 116 przedstawiono schemat geometrii układu przepływowego wprowadzony do programu FlowER i widok siatki obliczeniowej w rzucie merydionalnym. Masowe natężenie strumienia przecieku zmieniano w granicach od 1% do 4% natężenia przepływu w kierownicy. Kąt obwodowy α' strumienia przecieku na dolocie do układu łopatkowego (rys. 60) zmieniano pomiędzy 0° i 80° (w badanym układzie kąt wylotowy strumienia głównego z kierownicy jest równy 78°). Kąt merydionalny γ strumienia przecieku zmieniano pomiędzy -90° a -30° (kąt merydionalny $\gamma = -90^\circ$ oznacza brak prędkości osiowej przecieku na dolocie do układu łopatkowego, czyli dolot w kierunku promieniowym).

Przeciek nadłopatkowy kształtuje przepływ w obszarze wierzchołkowym kanału łopatkowego w bieżącym wieńcu łopatkowym, w którym powstaje, jak i w następnym wieńcu położonym w dół przepływu. Zmiany w przepływie zależą zarówno od masowego natężenia strumienia przecieku, jak i od jego kierunku. Wzrost natężenia przecieku i obniżenie średniej wartości prędkości osiowej w kanale może powodować lokalne zmiany w kierunku napływu strumienia na łopatkę wirnikową. Efekt ten można zaobserwować na rysunku izolinii funkcji entropii w przekroju położonym w odległości 10% wysokości kanału od stopy i w przekroju na krawędzi wylotowej wirnika dla dwóch wartości masowego natężenia przecieku równego 1% i 3% natężenia przepływu w kierownicy (rys. 117), gdzie ze wzrostem natężenia przecieku obserwuje się zwiększenie rozmiaru strefy oderwania, która dla zadanego obciążenia stopnia rozciąga się w obszarze od stopy do 35÷40% wysokości kanału. Z drugiej strony, przeciek porывa warstwę przyścienną z ograniczenia zewnętrznego przed wirnikiem do szczeliny nadłopatkowej, co prowadzi do ograniczenia intensywności przepływów wtórnych.

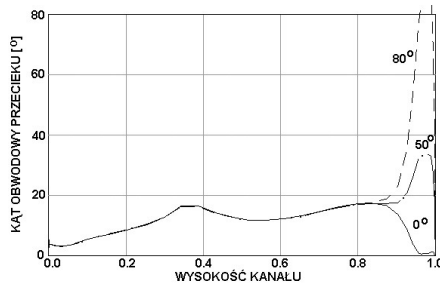


Rys. 116. Schemat układu przepływowego grupy dwóch stopni części WP turbiny oraz widok siatki obliczeniowej układu w rzucie merydionalnym



Rys. 117. Izolinie funkcji entropii w układzie łopatkowym wirnika stopnia 1 10% wysokości kanału od stopy (rys. lewe) i na krawędzi wylotowej (rys. prawe) dla natężenia przecieku 1% i 3% G_1 [138]

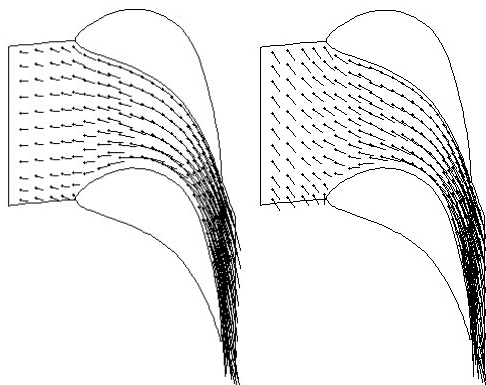
Na rys. 118 przedstawiono porównanie rozkładu prędkości obwodowej w kanale w odległości 75% cięciwy osiowej wirnika za jego krawędzią wylotową. Wraz ze wzrostem kąta obwodowego strumienia przecieku następuje wzrost prędkości obwodowej powyżej średnicy podziałowej w pobliżu ograniczenia zewnętrznego, w wyniku czego należy spodziewać się wzrostu strat mieszania w przepływie. Ze wzrostem kąta obwodowego przepływ na łopatkę kierowniczą przesuwają się w głąb powierzchni ssącej i dla dużych wartości kąta obwodowego jest wyraźnie niekorzystny, co pokazuje porównanie wektorów pola prędkości dla dwóch wartości kąta obwodowego 0° i 80° przedstawione na rys. 119.



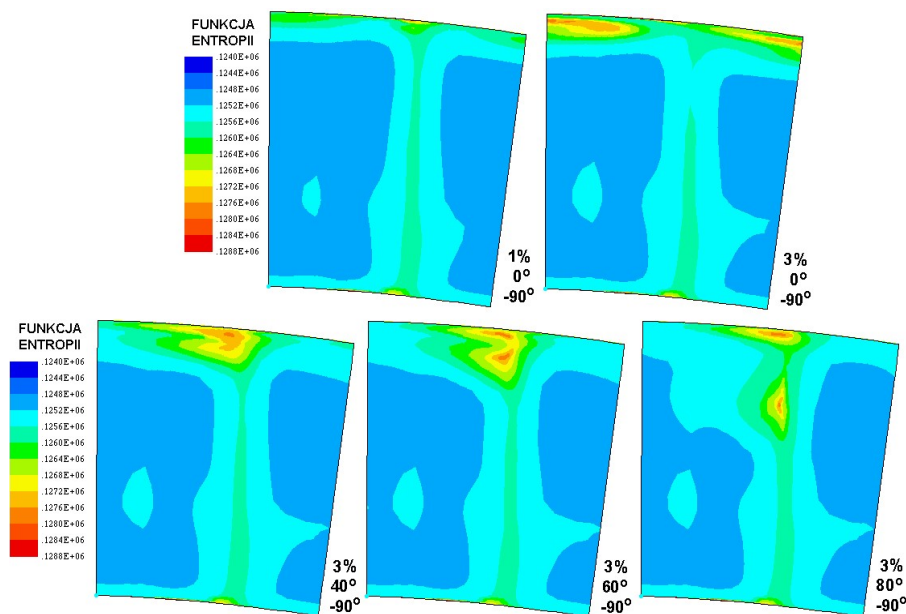
Rys. 118. Rozkład wzdłuż wysokości kanału kąta obwodowego na wylocie z wirnika stopnia 1 dla trzech kierunków dopływu strumienia przecieku nadłopatkowego pod kątem obwodowym 0° , 50° i 80° ; natężenie przecieku 3% G_1 , kąt merydionalny strugi przecieku -90° [138]

Strefa mieszania przecieku nadłopatkowego zostaje porwana przez przepływ poprzeczny w kierownicy następnego stopnia przy ograniczeniu i zwinięta do obszaru wiru kanałowego. Ze wzrostem masowego natężenia i kąta obwodowego strumienia przecieku obserwuje się wzrost strat profilowych przy ograniczeniu zewnętrznym i strat przepływów wtórnych w kierownicy. Powyższe tendencje uwiadczenia porównanie izolinii funkcji entropii za drugą kierownicą dla dwóch natężeń przecieku 1% i 3% (przy wartości kąta obwodowego strugi prze-

cieku 0°), a następnie dla trzech wartości kąta obwodowego strugi przecieku: 40° , 60° i 80° (przy natężeniu przecieku równym 3%), które przedstawiono na rys. 120. Jak widać z rysunku, recyrkulacyjne centrum strat przepływów wtórnych powiększa się i przesuwają głęboko w kierunku średnicy podziałowej ze wzrostem masowego natężenia strumienia przecieku i jego kąta obwodowego na dolocie do układu łopatkowego, zwiększając poziom strat przepływu.



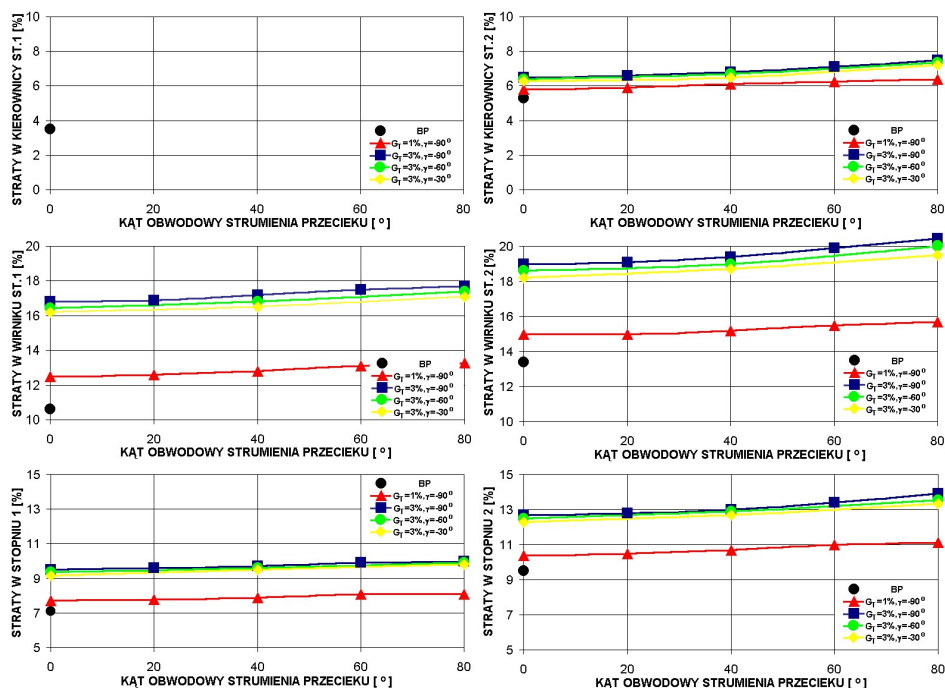
Rys. 119. Wektory pola prędkości w kierownicy stopnia 2 8% wysokości kanału od wierzchołka dla kąta obwodowego strumienia przecieku 0° (rys. lewy) i 80° (rys. prawy); natężenie przecieku 3% G_1 , kąt merydionalny strugi przecieku -90° [138]



Rys. 120. Izolinie funkcji entropii za kierownicą stopnia 2: – natężenie przecieku 1% i 3% G_1 ; kąt obwodowy 0° , kąt merydionalny -90° (wiersz górny); – natężenie przecieku 3% G_1 ; kąt obwodowy 40° , 60° i 80° , kąt merydionalny -90° (wiersz dolny) [138]

Na rys. 121 przedstawiono zmiany wartości średnich w uśrednieniu promieniowym i obwodowym strat entalpii w kolejnych wieńcach i stopniach w funkcji kąta obwodowego strumienia przecieku na dolocie do kanału przepływu głównego dla dwóch względnych wartości natężenia przecieku 1% i 3% oraz trzech wartości kąta merydionalnego strumienia przecieku: -90° , -60° i -30° . Wartości strat w kierownicach dotyczą przekrojów położonych w odległości 10% cięciwy osiowej za krawędziami wylotowymi kierownic (straty w kierownicy stopnia 1 nie ulegają zmianie), natomiast straty w kolejnych wirnikach i stopniach mierzono w odległości 75% cięciwy osiowej za krawędziami wylotowymi wirników. Obliczone wartości strat wykazują jednoznaczną tendencję wzrostową ze wzrostem masowego natężenia przecieku. Straty rosną także ze wzrostem kąta merydionalnego i obwodowego strumienia przecieku. Strumień przepływu głównego na wylocie z wirników ma pewną niezerową prędkość obwodową, w związku z czym minimum strat entalpii wypada nie dla wartości kąta obwodowego strugi przecieku 0° , lecz pomiędzy 0° i 20° . Przy redukcji kąta obwodowego strumienia przecieku z 80° do 0° , obliczone straty entalpii w drugim stopniu zostają zmniejszone o prawie 1,5% (przy natężeniu przecieku równym 3% G_1). Spadek strat pochodzi tu zarówno z obszaru wirnika jak i kierownicy. Przy niskiej reaktywności stopnia wkład drugiej kierownicy stanowi tu ok. 60% spadku strat w stopniu. Dla natężenia strumienia przecieku równego 1% G_1 obliczony przyrost sprawności w stopniu przy odwróceniu kierunku przecieku, tj. przy redukcji kąta obwodowego strumienia przecieku z 80° do 0° , jest mniejszy i wynosi 0,6%. Przedstawione tu wyniki znalazły się w publikacji [138].

Jak wynika z przeprowadzonych obliczeń, odwrócenie kierunku strumienia przecieku w obszarze uszczelnienia i zbliżenie go do kierunku przepływu głównego w układzie łopatkowym prowadzi do obniżenia strat mieszania przecieku nadbandażowego i przepływu głównego. Taką koncepcję ograniczenia strat przepływu można zrealizować poprzez zamocowanie miniaturowych łopatek na bandażu (wirujących z bandażem) odchylających strumień przecieku w obszarze uszczelnienia, Wallis i in. [417]. W pracy [138] badano także efekty energetyczne tej koncepcji na przykładzie grupy dwóch stopni części wysokoprężnej turbiny parowej o mocy 200 MW. Redukcji strat przecieku nadbandażowego poświęcona jest także praca Rosica i Dentona [418], gdzie zastosowano stacjonarne miniaturowe łopatki zamontowane w ograniczeniu zewnętrznym. Zarówno redukcję masowego natężenia przecieku, jak i redukcję prędkości obwodowej można uzyskać poprzez połączenie uszczelnień labiryntowych z technologią plastrów miodu (ang. *honeycomb*), Li i in. [419], Wróblewski i in. [420], Frączek i in. [421].



Rys. 121. Uśrednione straty entalpii w kierownicy, wirniku i stopniu 1 (kolumna lewa) oraz w kierownicy, wirniku i stopniu 2 (kolumna prawa) w funkcji kąta obwodowego strumienia przecieku na dolocie do kanału przepływu głównego dla dwóch wartości natężenia przecieku 1% i 3% G_1 oraz dla trzech wartości kąta merydionalnego -90° , -60° , -30° . Rezultaty obliczeń bez przecieku zaznaczono czarnymi kropkami [138]

3.4. Oddziaływanie śladu spływowego

W niniejszym podrozdziale przedstawiono wyniki badań własnych niestacjonarnego oddziaływania wieńców w przepływie trójwymiarowym. W pracach tych uwzględnia się oddziaływanie wirowości zarówno w kierunku normalnym (dwuwymiarowe ślady spływowe), jak i wirowości wzdłużnej (wiry przepływów wtórnych i przecieku nadłopatkowego) na charakter przepływu w kolejnym wieńcu. Prowadzone są obliczenia przepływu niestacjonarnego, które jak wynika m.in. z prac Yamamoto i in. [422], Gallusa i in. [168], Sharmy i in. [423], poza tym że umożliwiają wnikięcie w naturę zjawiska, lepiej przewidują uśrednione w czasie położenie wiru kanałowego w przekroju wylotowym wirnika, a w związku z tym również rozkłady promieniowe niektórych parametrów, np. strat entalpii czy kąta wylotowego. Wyniki obliczeń przepływu niestacjonarnego uśrednione w czasie mogą odbiegać od wyników obliczeń przepływu niestacjonarnego. Dodatkowo obserwuje się znaczne różnice w kształcie wektorów pola prędkości w kolejnych chwilach cyklu periodyczności przepływu oraz znaczne odchylenia wartości chwilowych parametrów przepływu od wartości uśrednio-

nych w czasie, widoczne szczególnie wyraźnie w obszarach dominacji wirów kanałowych.

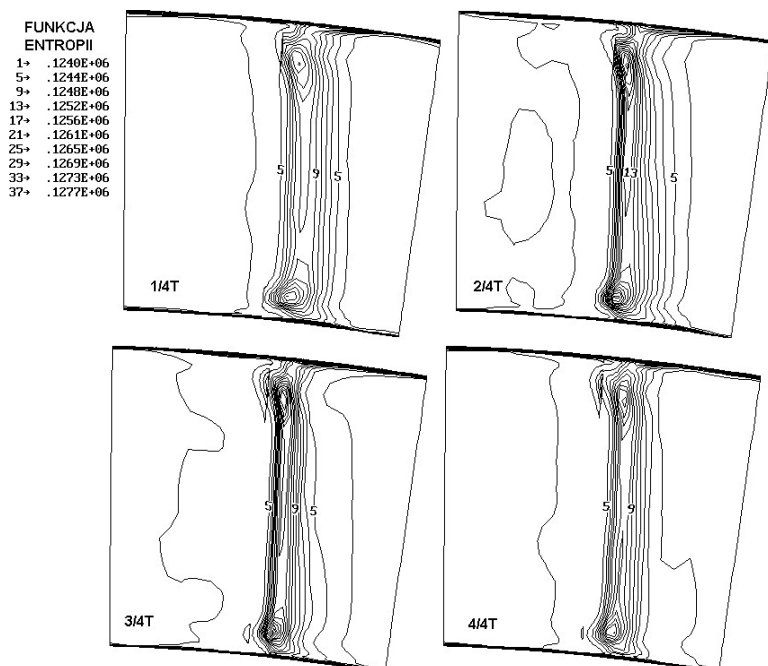
W badaniach efektów niestacjonarnych prowadzonych przez autora rozważano dwie geometrie układu łopatkowego. Pierwszą geometrią był stopień akcyjny części WP turbiny T13K215 z łopatkami cylindrycznymi o profilach PŁK i R2 pracujący przy spadku ciśnienia $p_2/p_1 = 0,9$ od 79 do 71 bar, temperaturze wlotu – 780 K, masowym natężeniu przepływu – 165 kg/s, średniej reakcyjności – 0,15. Wymiary charakterystyczne układu łopatkowego to $h/C = 0,8$ (kierownica), 2,0 (wirnik), $p/C = 0,8$ (kierownica i wirnik), $h/D = 0,08$ (kierownica i wirnik). Łopatki wirnikowe są w rzeczywistości bandażowane, jednakże obliczenia prowadzono bez uwzględnienia przepływów ubocznych. Zbadano zmiany w przepływie chwilowym związane z transportem śladów spływowych oraz wyznaczono niestacjonarne obciążenia łopatki wirnikowej. Wyniki obliczeń przepływu niestacjonarnego porównano z rezultatami obliczeń przepływu stacjonarnego wykonanych dla tych samych warunków brzegowych [158]. Drugą geometrią była grupa 3 wieńców (kierownica – wirnik – druga kierownica) modelowej turbiny powietrznej z Aachen (Walraevens i Gallus [396]) z krótkimi łopatkami i profilami typu reakcyjnego. W warunkach nominalnych układ ten pracuje w obszarze poddźwiękowym przy nadciśnieniu wlotowym 1,54 bar, temperaturze wlotowej 309,2 K, masowym natężeniu przepływu 6,8 kg/s i prędkości obrotowej wirnika 3500 obr/min. Wymiary charakterystyczne układu łopatkowego to $h/C = 0,89$ (kierownice), 0,92 (wirnik), $p/C = 0,86$ (kierownice), 0,76 (wirnik). Łopatki wirnikowe tej turbiny nie posiadają bandaża, a obliczenia prowadzono z uwzględnieniem szczelin nadłopatkowych o rozmiarach 0,4 i 1,0 mm. Badano efekty oddziaływania trójwymiarowych śladów spływowych, obejmujących także intensywne wiry kanałowe i wir przecieku nadłopatkowego w układzie wielowieńcowym [401].

Badanie przepływu niestacjonarnego wymaga wiernego przekazywania parametrów przepływu pomiędzy kierownicą i wirnikiem. Obliczenia prowadzono w jednym kanale każdego z wieńców przy zastosowaniu hipotezy uogólnionej periodyczności czasowo-przestrzennej, opisanej w podrozdz. 2.7. Obliczenia wykonano na siatce typu H o rozmiarach $56 \times 52 \times 80$ komórek w każdym wieńcu w przypadku stopnia turbiny T13K215 oraz $76 \times 72 \times 100$ komórek w każdym wieńcu w przypadku turbiny modelowej z Aachen. Obliczenia przepływu niestacjonarnego w stopniu turbiny T13K215 prowadzono z zastosowaniem modelu turbulencji Baldwina-Lomaxa, a turbiny modelowej z Aachen z zastosowaniem modelu turbulencji $k-\omega$ SST Mentera. Czasy obliczeń są o co najmniej rząd wielkości wyższe niż w przypadku alternatywnych obliczeń przepływu stacjonarnego.

Przepływ niestacjonarny w stopniu części wysokoprężnej

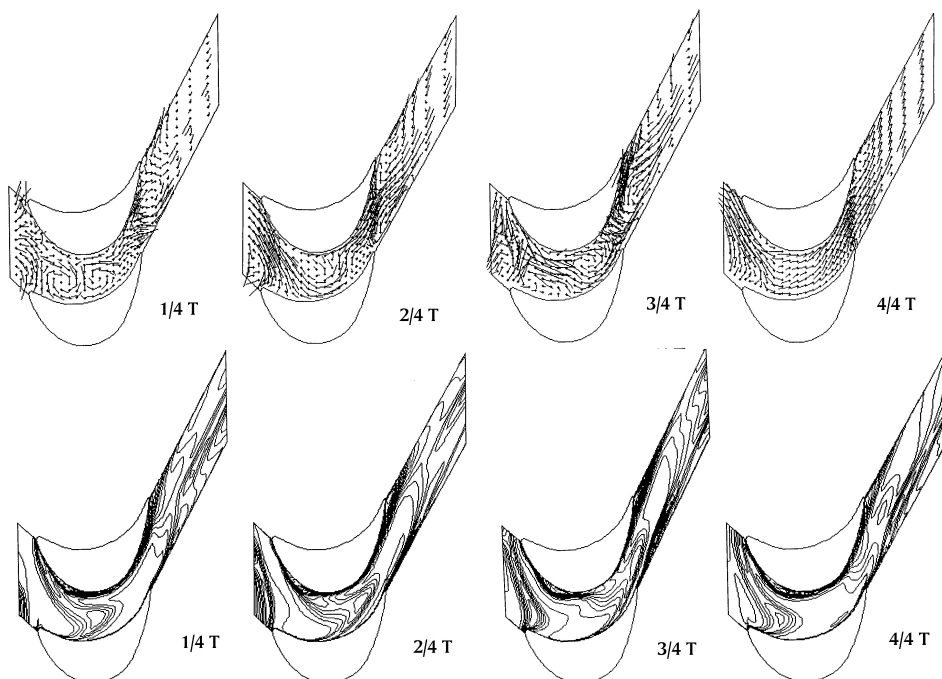
Na rys. 122 zobrazowano zmiany izolinii funkcji entropii w śladzie za kierownicą w przepływie niestacjonarnym w wybranych chwilach czasu pełnego okresu periodyczności przepływu. Obszar defektu prędkości obserwowany na rysun-

kach naprzemiennie zmienia swoje rozmiary z lewej lub z prawej strony osi śladu, z uwagi na zmiany intensywności wirowości spływającej z poszczególnych powierzchni. Są one związane z przechodzeniem łopatek wirnikowych za krawędziami spływowymi kierownic, tj. oddziaływaniem ruchomego wieńca wirnikowego w górę przepływu. Można ponadto dopatrzeć się nieznacznej oscylacji intensywności i położenia centrów przepływów wtórnych. Warto także zwrócić uwagę, że przyjęta rozdzielczość siatki obliczeniowej jest zdecydowanie niewystarczająca do odtworzenia struktury ścieżki wirowej von Karmana.

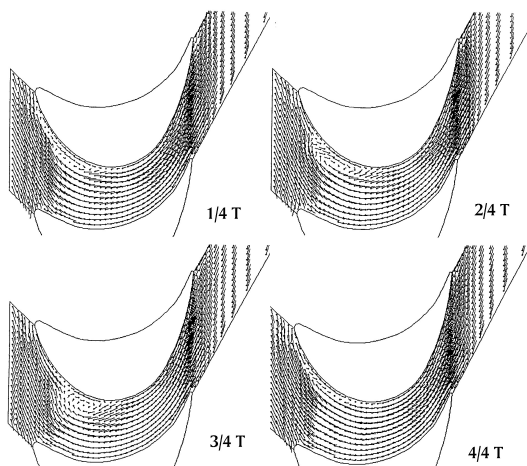


Rys. 122. Izolinie funkcji entropii w śladzie za kierownicą w przepływie niestacjonarnym w wybranych chwilach czasu [158]

Na rys. 123 pokazano wektory pola fluktuacji prędkości (odjęto lokalnie uśrednioną po czasie wartość prędkości) oraz kontury funkcji entropii na średnicy podziałowej uchwycone w czterech chwilach czasu w ramach jednego okresu przepływu. Przypomnijmy tu, iż periodyczność przepływu w wirniku związana jest z liczbą łopatek kierowniczych lub inaczej, z liczbą śladów spływowych z łopatek kierowniczych, natomiast w kierownicy z liczbą łopatek wirnikowych – równania (295)–(296). Rysunki obrazują transport śladu przez wieńiec wirnika. W chwili 3/4T następuje podział śladu na segmenty, które w dół przepływu unoszone są już sąsiednimi kanałami. Pierwsze zakrzywienie śladu w obszarze wirnika pojawia się w przekroju wlotowym, gdyż prędkość w środkowej części kanału jest większa niż w pobliżu punktu spiętrzenia przy krawędzi wlotowej. Różnica prędkości pomiędzy powierzchnią ssącą i cisnącą powoduje dalsze zakrzywienie śladu wewnątrz kanału. Na obrazach wektorów pola prędkości zau-



Rys. 123. Wektory pola fluktuacji prędkości i izolinie funkcji entropii w wirniku na średnicy podziałowej w przepływie niestacjonarnym w wybranych chwilach czasu [158]



Rys. 124. Wektory pola prędkości w wirniku 15% wysokości kanału od stopy w przepływie niestacjonarnym w wybranych chwilach czasu [158]

ważyc można efekt ujemnego strumienia odpowiadającego za poprzeczny transport gazu w kierunku powierzchni ssącej. Przy powierzchni ssącej strumień ten rozchodzi się na boki, co prowadzi do rozszerzenia strefy śladu w bezpośrednim sąsiedztwie tej powierzchni i utworzenia recyrkulacyjnego przepływu kompensującego. Efektem tego jest para wirów o przeciwnej rotacji z obu stron osi zde-

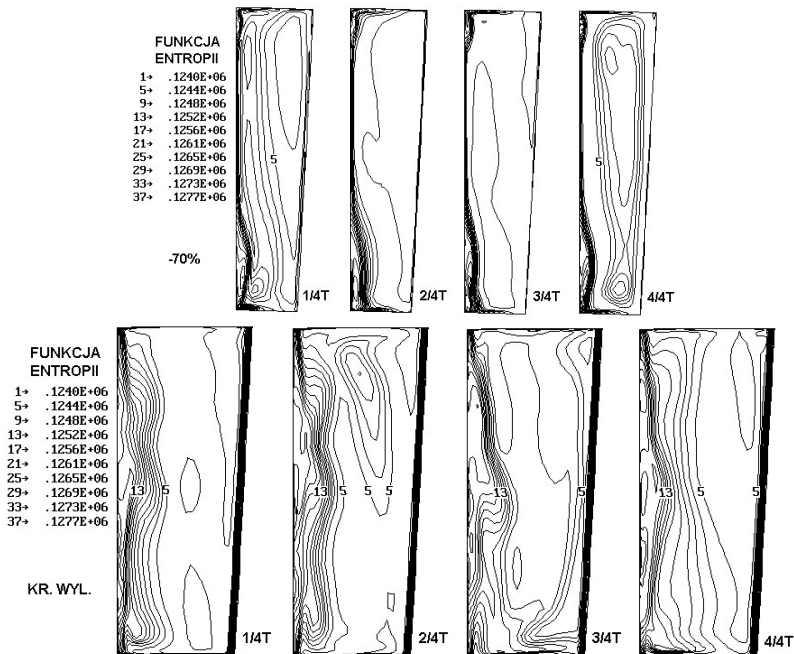
formowanego śladu. Te przepływy wirowe powodują znaczne fluktuacje ciśnienia statycznego w środkowej części kanału wirnikowego. Jak można się spodziewać, centra wirów są miejscami obniżonego ciśnienia statycznego. Niższe ciśnienie panuje także w przedniej części śladu przy powierzchni ssącej, natomiast obszar przepływu wstecznego przy powierzchni ssącej w tylnej części śladu jest obszarem wzrostu ciśnienia statycznego.

Przemieszczający się ślad spływowy powoduje lokalne zmiany kierunku przepływu. Zastosowanie reguły trójkąta prędkości przy zmianie układu współrzędnych prowadzi do wniosku, że defekt prędkości w obszarze śladu oznacza przesunięcie napływu na stronę ssącą łopatki wirnikowej w chwili przejścia śladu. Dzięki temu obserwuje się efekt oscylacji rozmiarów strefy oderwania przy powierzchni ssącej wirnika, które ma miejsce wzdłuż znacznej części wysokości łopatki (ok. 70%) począwszy od stopy. Jak wynika z rys. 124, przedstawiającego wektory pola prędkości w wirniku w przekroju położonym w odległości 15% wysokości kanału od stopy w wybranych chwilach czasu, strefa oderwania w momencie przemieszczania się śladu (tj. w chwilach $1/4T$ i $4/4T$) ulega wyraźnej redukcji i ma pomijalnie małe rozmiary w porównaniu do rozmiarów, które obserwuje się w chwilach czasu $2/4T$ i $3/4T$. Oscylacjom rozmiarów strefy oderwania mogą towarzyszyć także zmiany stanu warstwy przyściennej.

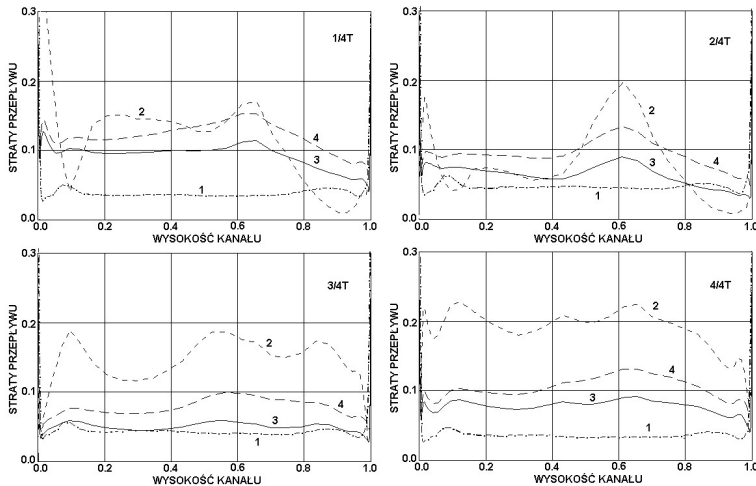
Segmenty śladu spływowego z kierownic przemieszczającego się nad krawędzią wylotową wirnika powodują zmiany intensywności i kształtu śladu z wirnika, co widać na rys. 123. Badanie oddziaływania śladu kierowniczego ze śladem wirnikowym w dół przepływu od krawędzi wylotowej wirnika jest jednak utrudnione z uwagi na stacjonarny warunek brzegowy na wylocie z wirnika.

Na rys. 125 pokazano kontury funkcji entropii w wirniku w przekroju promieniowym położonym w odległości 30% cięciwy osiowej za krawędzią wlotową oraz na krawędzi wylotowej w wybranych chwilach czasu. Rysunki te pokazują oscylacje rozmiarów strefy oderwania przy stopie oraz obszarów dominacji przepływów wtórnych. Jak widać z rysunku, w momencie oddziaływania śladu nie tylko strefa oderwania, ale także strefy przepływów wtórnych wykazują tendencję do kurczenia się. W tym momencie centra przepływów wtórnych pozostają bliżej ograniczeń zewnętrznych, co można zauważyć szczególnie przy ograniczeniu górnym przy braku oddziaływania ze strefą oderwania. W największym skrócie można to wyjaśnić jako efekt periodycznego przesunięcia napływu na stronę ssącą łopatki wirnikowej, prowadzący do redukcji intensywności przepływu poprzecznego w warstwie przyściennej w momencie przejścia śladu. Zauważmy też, że ślad jest przekoszony w kierunku promieniowym z uwagi na różne prędkości unoszenia śladu u stopy i wierzchołka.

Na rys. 126 przedstawiono rozkład wzdłuż wysokości kanału strat entalpii w poszczególnych wieńcach i w stopniu w przepływie niestacjonarnym w wybranych chwilach czasu pełnego okresu periodyczności przepływu. Zmiany strat przepływu w wieńcu kierowniczym w kolejnych chwilach czasu są słabo zauważalne. Najbardziej wyraźne są oscylacje poziomemu strat w wirniku związane



Rys. 125. Kontury funkcji entropii w wirniku 30% cięciwy osiowej za krawędzią wlotową (rys. lewe) oraz na krawędzi wylotowej (rys. prawe) w przepływie niestacjonarnym w wybranych chwilach czasu [158]



Rys. 126. Rozkład wzdłuż wysokości kanału strat entalpii w kierownicy (1), wirniku (2) i stopniu bez energii wylotowej (3) i z energią wylotową (4) w przepływie niestacjonarnym w wybranych chwilach czasu [158]

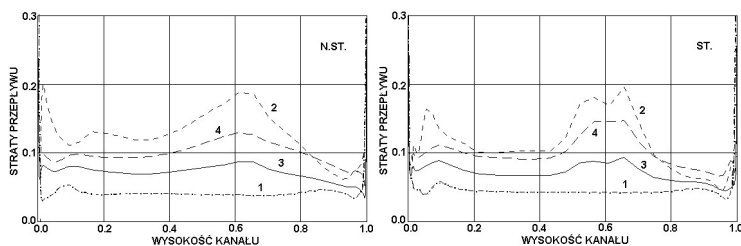
Z przemieszczaniem się śladów spływowych z kierownicy. W przekroju wylotowym w pobliżu średnicy podziałowej dochodzi do połączenia centrów strat przepływów wtórnych, pochodzących od warstw przyściennych z przeciwle-

głych ograniczeń. W chwili kiedy tylna część kanału wirnikowego jest wolna od śladu ($2/4T$), następuje wypiętrzenie centrum strat. W pozostałych chwilach czasu, kiedy następuje oddziaływanie śladu z przepływami wtórnymi w tylnej części kanału wirnikowego krzywa strat ulega wypłaszczeniu. Oddziaływanie śladu powoduje zatem redukcję strat oderwania i przepływów wtórnych, lecz już sam fakt przemieszczania się śladu przez kontur wylotowy, powoduje podniesienie ogólnego poziomu strat przepływowych. Z uwagi na niską reakcyjność stopnia chwilowe zmiany strat przepływu w skali stopnia są mniej odczuwalne, choć sięgają nawet 3,5%.

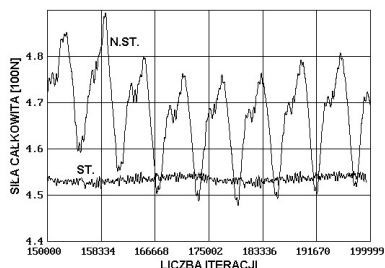
Na rys. 127 przedstawiono porównanie rozkładu wzdłuż wysokości kanału strat entalpii w poszczególnych wieńcach i w stopniu bez i z uwzględnieniem energii wylotowej w przepływie niestacjonarnym uśrednionym i w przepływie stacjonarnym. Straty w kierownicy w przepływie stacjonarnym są o 0,3% wyższe (4,5% w przepływie stacjonarnym, 4,2% w przepływie uśrednionym). Wydaje się, że rozbieżność ta jest przede wszystkim związana z procedurą uśredniania parametrów w kierunku obwodowym w przekroju wylotowym kierownicy. Redystrybucja strat w palisadzie wirnikowej jest znaczna z wyraźnie zarysowanym centrum strat przepływów wtórnych w obliczeniach przepływu stacjonarnego. W przepływie niestacjonarnym uśrednionym obserwuje się natomiast wzrost poziomu strat poza obszarem akumulacji strat przepływów wtórnych. Obliczone straty w wirniku badanego stopnia są wyższe w przepływie niestacjonarnym o 1,2% (11,6% w przepływie stacjonarnym, 12,8% w przepływie uśrednionym). Zmiany w kształcie rozkładu strat w stopniu są czytelne – dotyczą głównie obszaru przepływów wtórnych. Jednakże wartości średnie rozkładu strat w stopniu bez energii wylotowej w przepływie stacjonarnym i niestacjonarnym uśrednionym są takie same (7,2%). Straty w stopniu łącznie z energią wylotową są o 0,1% mniejsze w przepływie uśrednionym (10,3% w przepływie stacjonarnym, 10,2% w przepływie uśrednionym) z uwagi na mniejszy poziom niejednorodności w strumieniu wylotowym i mniejszą energię wylotową. Pomimo tak znacznych zmian w postaci rozkładu strat wzdłuż wysokości kanału pomiędzy obliczeniami przepływu stacjonarnego i niestacjonarnego, wartości końcowe strat przepływu nie wykazują praktycznie żadnych różnic. Pozwala to na stwierdzenie, że błąd oceny podstawowych charakterystyk stopnia turbinowego (takich jak jego sprawność, moc czy poziom reakcyjności) w oparciu o rozwiązanie przepływu stacjonarnego pomijające oddziaływanie typu kierownica/wirnik jest nieznaczny, a rozwiązanie takie otrzymuje się przy znacznej redukcji kosztów obliczeniowych o $1\div 2$ rzędy wielkości w porównaniu z rozwiązaniem przepływu niestacjonarnego.

Transport śladów pływowych z kierownicy jest źródłem oscylacji obciążeń łopatki wirnikowej o naturze wysokoczęstotliwościowej ($50\text{ Hz} \times \text{liczba łopatek kierowniczych}$). Amplitudy tych oscylacji w odniesieniu do siły całkowitej działającej na łopatkę wirnikową badanego stopnia turbinowego określa się na 4% wartości średniej, równej w przedstawionym przypadku 462 N, co pokazano na rys. 128. Wartość całkowitej siły działającej na łopatkę wirnikową w oblicze-

niach przepływu stacjonarnego jest o ok. 2% niższa od wartości średniej w przepływie niestacjonarnym. Powyższe rezultaty obliczeń porównawczych przepływu niestacjonarnego i stacjonarnego w badanym stopniu turbinowym części WP przedstawiono w pracy [329].



Rys. 127. Porównanie rozkładu wzdłuż wysokości kanału strat entalpii w kierownicy (1), wirniku (2), stopniu bez energii wylotowej (3) i z energią wylotową (4) w przepływie niestacjonarnym uśrednionym (rys. lewy) i stacjonarnym (rys. prawy) [158]

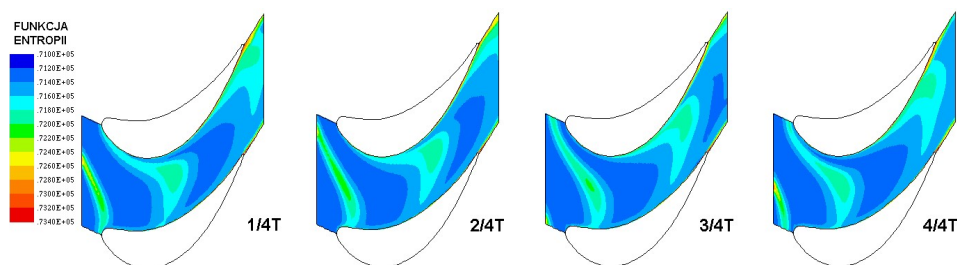


Rys. 128. Oscylacje siły całkowitej działającej na łopatkę wirnikową w przepływie niestacjonarnym i stacjonarnym [158]

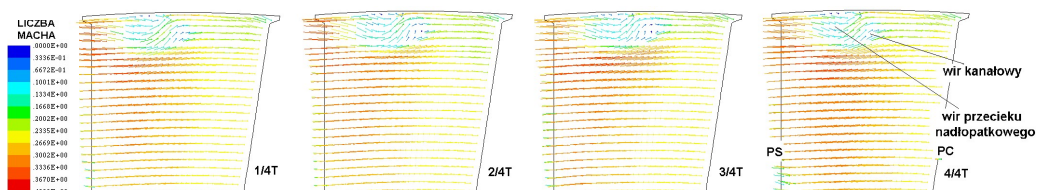
Przepływ niestacjonarny w turbinie modelowej z Aachen

Przedstawione tu wybrane wyniki obliczeń przepływu niestacjonarnego w modelowej 1 i 1/2-stopniowej turbinie powietrznej Aachen zamieszczono w pracy [401]. Na rys. 129 przedstawiono izolnie funkcji entropii na średnicy podziałowej w wybranych chwilach czasu pełnego okresu periodyczności przepływu niestacjonarnego pokazujące transport dwuwymiarowego defektu prędkości przez palisadę wirnikową. Kształt defektu prędkości napływającego na łopatkę wirnikową nie jest identyczny wzdłuż wysokości kanału. W obszarze przepływów wtórnych w śladzie pojawia się składowa promieniowa oraz dodatkowe składowe obwodowa i osiowa. Efekty te są jednak relatywnie słabe w odniesieniu do pierwszej kierownicy przy małym udziale przepływów wtórnych w bilansie strat. Transport śladu kierowniczego można więc w przybliżeniu potraktować jako przemieszczanie się przez trójwymiarowy kanał wirnikowy dwuwymiarowego defektu prędkości przekoszonego wzdłuż wysokości kanału z uwagi na różne prędkości unoszenia u stopy i przy wierzchołku. Na rys. 130 i 131 przedstawiono wektory pola prędkości i izolnie ciśnienia całkowitego w przekrojach przy krawędzi wylotowej wirnika w wybranych chwilach czasu. Z porównania rysunków wynika, że zmiany w czasie rozmiaru wiru przecieku nadłopatkowego

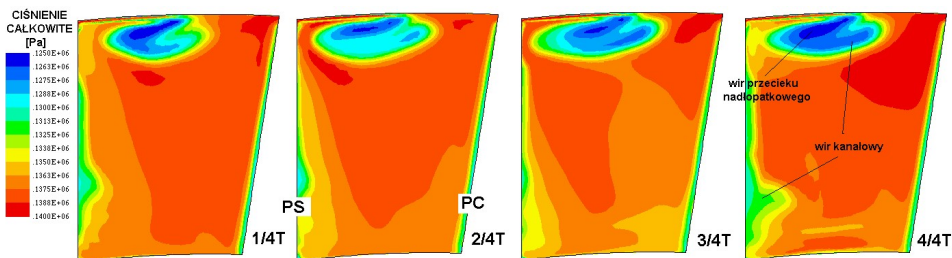
nie są znaczne w przeciwieństwie do wyraźnych zmian rozmiarów i położenia centrów wirów kanałowych (zarówno przy ograniczeniu dolnym, jak i górnym w sąsiedztwie przecieku nadłopatkowego). Potwierdza to wcześniejsze spostrzeżenia, że lokalne zmiany kierunku napływu mają dużo większy wpływ na kształtowanie przepływów wtórnych niż przeciek nadłopatkowy. Przeciek nadłopatkowy spycha mniej intensywną strukturę górnego wiru kanałowego w kierunku średnicy podziałowej. W chwilach oddziaływania śladu następuje jednak redukcja intensywności wiru kanałowego, a jego centrum pozostaje bliżej ograniczenia górnego i powierzchni cisańcej. Rezultaty obliczeń są jakościowo zgodne z wynikami badań eksperymentalnych Stephana i in. [169].



Rys. 129. Izolinie funkcji entropii w wirniku na średnicy podziałowej w przepływie niestacjonarnym w wybranych chwilach czasu [407]



Rys. 130. Wektory pola prędkości w górnej części kanału wirnikowego w przekroju przed krawędzią wylotową kolorowane wg liczby Macha w przepływie niestacjonarnym w wybranych chwilach czasu [407]

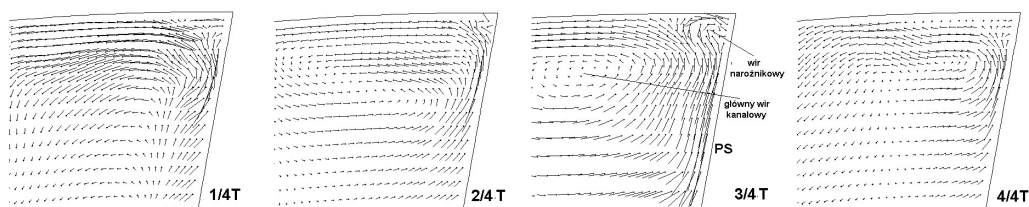


Rys. 131. Izolinie ciśnienia całkowitego na krawędzi wylotowej wirnika w przepływie niestacjonarnym w wybranych chwilach czasu [407]

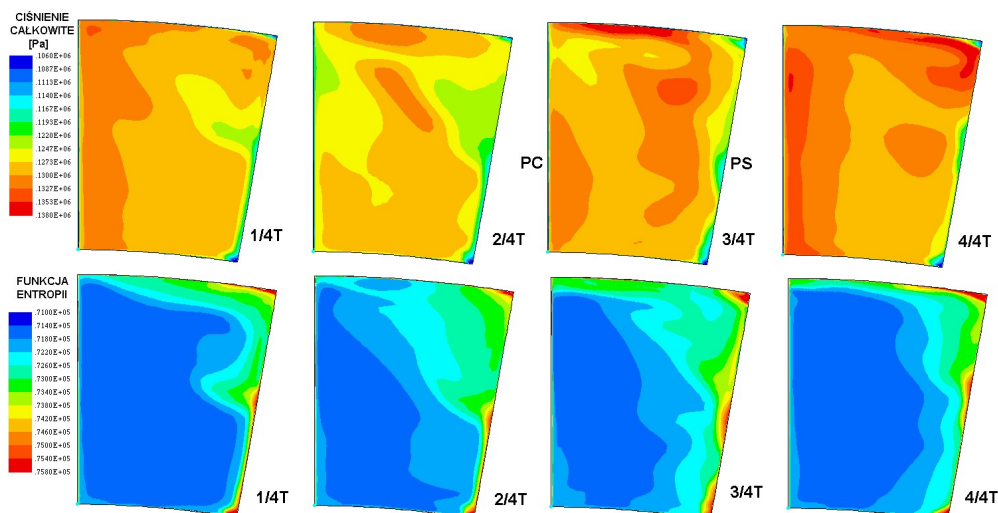
Ślad spływowy z wirnika ma już wyraźnie trójwymiarową strukturę, w górnej części kanału zdominowaną przez wir przecieku nadłopatkowego, w dolnej przez wir kanałowy. Segmentacja tej struktury na krawędziach wlotowych kie-

rownic i dalszy transport w kanale kierowniczym ma charakter bardzo złożony. Na rys. 132 przedstawiającym wektory pola prędkości w górnej części kanału drugiej kierownicy przy powierzchni ssącej w odległości 40% cięciwy osiowej za krawędzią wlotową w wybranych chwilach czasu obserwuje się rozległy przepływ recyrkulacyjny, porywający warstwę przyścienną z ograniczenia oraz, w sposób pulsacyjny, porożcinane krawędziami wlotowymi segmenty wiru przecieku nadłopatkowego o kierunku rotacji zgodnym z przepływem recyrkulacyjnym. Z tego przepływu recyrkulacyjnego powstaje pulsujący główny wir kanałowy. Ponadto w górnej części kanału w narożu przy powierzchni ssącej w chwili oddziaływania wiru przecieku nadłopatkowego obserwuje się pulsujący wir narożnikowy pochodzący z odwrotnego przepływu poprzecznego od punktu spiętrzenia przesuniętego na powierzchnię ssącą i kompensującego lokalnego przepływu recyrkulacyjnego, w dół przepływu zasilany wirowością pochodzącą z oderwania głównego przepływu recyrkulacyjnego od ograniczenia. W chwili wolnej od oddziaływania przecieku nadłopatkowego rozmiary głównego wiru kanałowego ulegają wyraźnej redukcji. Wir narożnikowy praktycznie zanika, gdyż jest to chwila okołonominalnego napływu na łopatkę drugiej kierownicy i powrót do regularnego przepływu poprzecznego od powierzchni cisnącej do ssącej – z rys. 132 można wnosić, że jest to chwila $4/4T$. Z uwagi na dużą rozległość wiru przecieku nadłopatkowego (łącznie z wirem kanałowym) w odniesieniu do szerokości kanału (rys. 131) czas, w którym oddziaływanie ma miejsce stanowi dużą część okresu periodyczności przepływu niestacjonarnego, natomiast czas, kiedy nie obserwuje się oddziaływania jest znacznie krótszy.

Energia kinetyczna wiru przecieku nadłopatkowego ulega częściowej dysypacji podczas transportu w strukturze głównego wiru kanałowego. Na rys. 133 przedstawiono izolinie ciśnienia całkowitego i funkcji entropii w drugiej kierownicy w przekroju przy krawędzi wylotowej w wybranych chwilach czasu. Pozostałości wiru przecieku nadłopatkowego są rozpoznawalne na krawędzi wylotowej, szczególnie w chwilach $3/4T$ i $4/4T$, jako obszary o podwyższonej wartości ciśnienia całkowitego w górnej części kanału bliżej powierzchni ssącej. Dysypacja energii kinetycznej przecieku nadłopatkowego objawia się wzrostem funkcji entropii w obszarach wysokich naprężeń w płynie w górnej części kanału. Centrum strat przecieku nadłopatkowego przesuwają się diagonalnie w kierunku powierzchni ssącej i średnicy podziałowej. Powierzchniowe rozkłady ciśnie-



Rys. 132. Wektory pola prędkości w górnej części kanału drugiej kierownicy przy powierzchni ssącej 40% cięciwy osiowej za krawędzią wlotową w przepływie niestacjonarnym w wybranych chwilach czasu [407]



Rys. 133. Izolinie ciśnienia całkowitego i funkcji entropii w drugiej kierownicy na krawędzi wylotowej w przepływie niestacjonarnym w wybranych chwilach czasu [407]

nia całkowitego i funkcji entropii w górnej części kanału ulegają znacznym oscylacjom w pełnym okresie periodyczności przepływu. Oscylacje związane z oddziaływaniem śladu spływowego w dolnej części kanału wirnikowego są mniejsze, choć także widoczne, m.in. w obszarze przepływów wtórnych.

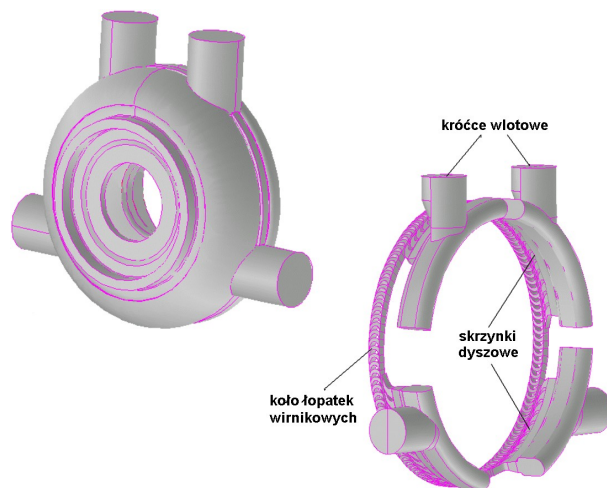
3.5. Specyfika stopnia regulacyjnego zasilanego na części obwodu.

Stopień regulacyjny i przepływ w warunkach częściowego zasilania wydają się być ciekawymi tematami badań. Badania numeryczne są jednak bardzo kosztowne, w związku z czym ilość prac w literaturze CFD dedykowanych tym problemom jest znikoma. Na wcześniejszym etapie nieliczne dostępne w literaturze prace numeryczne nad przepływem w warunkach częściowego zasilania prowadzono w modelu 2D na średnicy podziałowej. Dotyczyły one turbin małej mocy o małej liczbie łopatek lub z uwzględnieniem jedynie części obwodu, Wakeley i Potts [188,424], He [425], Skopek i in. [189]. Prace [188,425] odwołują się do wyników eksperymentu na modelowej turbinie wodnej (stopień akcyjny z dziesięcioma łopatkami w kierownicy i wirniku, przy czym pięć kanałów kierowniczych jest zasilanych), autorstwa Boulbina i in. [191]. W pracach tych można znaleźć porównanie obliczonej i pomierzonej siły obwodowej działającej na łopatki wirnikowe. Badano też zjawiska przepływowe i problem generacji strat przepływu w warunkach częściowego zasilania. W pracach numerycznych [192÷194] analizowano działanie stopnia regulacyjnego zarówno z wykorzystaniem modelu 2D na średnicy podziałowej jak i w modelu 3D pełnej geometrii stopnia regulacyjnego.

W dalszej części niniejszego rozdziału przedstawiono szczegółowe wyniki własnych prac numerycznych nad przepływem w obszarze wlotu do turbiny T13K215 oraz nad wyznaczeniem niestacjonarnych obciążeń łopatek wirnikowych i wirnika stopnia regulacyjnego.

Stopień regulacyjny turbiny T13K215

Na rys. 134 pokazano w zarysie geometrię stopnia regulacyjnego turbiny T13K215 przygotowaną w programie Ansys. Układ kierowniczy badanego stopnia regulacyjnego składa się z czterech skrzynek dyszowych. Są one rozmieszczone niesymetrycznie wzdłuż obwodu, a obszary pomiędzy skrzynkami zablokowane dla przepływu mają różne długości wzdłuż obwodu. Całkowita liczba kierownic wynosi 45, w kolejnych skrzynkach mamy 10, 14, 12 i 9 kierownic. Liczba kanałów wirnikowych równa jest 114. Łopatki wirnikowe są bandażowane. W obszarze nadbandażowym mamy typowe uszczelnienie labiryntowe, które także należy do obszaru obliczeniowego. Ponadto w skład obszaru obliczeniowego wchodzi cztery króćce wlotowe, komora stopnia regulacyjnego, obszar wlotu do części wysokoprężnej turbiny, oraz komora nieszczelności wraz z kanałami przecieków do komory nieszczelności. Na bazie powyższej geometrii przygotowano kilka siatek obliczeniowych różniących się stopniem złożoności, m.in. siatkę pełnej geometrii trójwymiarowej wlotu do turbiny i stopnia regulacyjnego oraz siatkę dwuwymiarową na całym obwodzie na średnicy podziałowej układu łopatkowego.



Rys. 134. Geometria stopnia regulacyjnego turbiny parowej wprowadzona do programu obliczeniowego [190]

Rozważano dwa warianty pracy stopnia regulacyjnego, odpowiadające mocy turbiny:

- (1) 215 MW – nominalne obciążenie turbiny,
- (2) 140 MW – pewne niskie obciążenie turbiny, dla którego jednak moc stopnia regulacyjnego osiąga wartość maksymalną.

Warunki termodynamiczne pracy stopnia regulacyjnego potrzebne jako warunki brzegowe do obliczeń CFD stopnia regulacyjnego zostały przygotowane w oparciu o program REG-Z obliczający bilans ciepło-przepływowy stopnia regulacyjnego na poziomie 0D/1D, Błażko i Lidke [426]. Program ten pozwala na określenie rozdziału pary do poszczególnych skrzynek dyszowych dla zadanego obciążenia turbiny. I tak dla przypadku obciążenia nominalnego turbiny trzy zawory na króćcach dolotowych są praktycznie całkowicie otwarte, a czwarty zawór jest otwarty tylko częściowo. Natomiast w drugim wariantcie tylko dwa zawory są otwarte całkowicie, jeden zawór jest otwarty częściowo przy bardzo niskim poziomie otwarcia, a ostatni zawór jest zamknięty. Warunki termodynamiczne dla dwóch rozpatrywanych wariantów zasilania częściowego potrzebne dla solverów przepływowych, uwzględniające masowe natężenie przepływu, ciśnienia za poszczególnymi zaworami regulacyjnymi i w komorze stopnia regulacyjnego oraz temperaturę wlotową zebrano w Tab. 6.

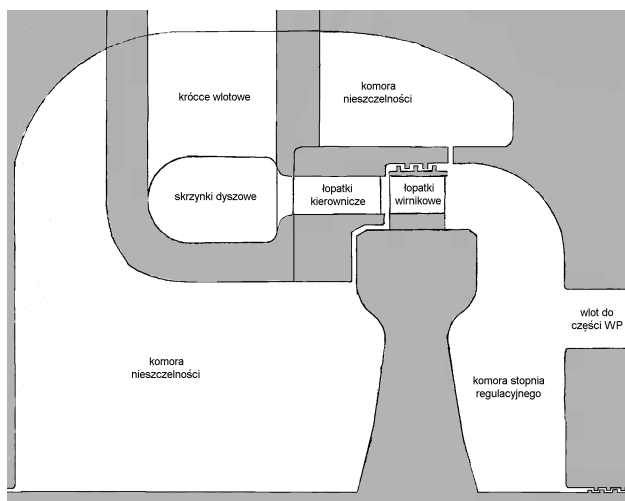
Wariant	Moc turbiny [MW]	Natężenie przepł. [kg/s]	Ciśnienie wlotowe do skrz. dysz. [bar]		Temperatura wlotowa [°C]	Ciśn. wylotowe [bar]
1	215	182,0	SD1	122,0	532,0	95,7
			SD2	103,1		
			SD3	122,3		
			SD4	122,1		
2	140	115,4	SD1	120,9	532,0	59,8
			SD2	Zamknięta		
			SD3	121,5		
			SD4	60,1		

Tab. 6. Parametry termodynamiczne dla obliczeń stopnia regulacyjnego [190]

W przepływie z niejednorodnością obwodową, jak ma to miejsce w przypadku zasilania na części obwodu, traci moc założenie o identyczności przepływu w każdym kanale i warunki uogólnionej periodyczności czasowo-przestrzennej. Dla pełnego rozwiązania zagadnienia częściowego zasilania, obliczenia przepływu niestacjonarnego należy prowadzić na całym obwodzie, czyli we wszystkich kanałach układu łopatkowego. Nietrudno policzyć, że w geometrii stopnia regulacyjnego turbiny T13K215 z 45 kanałami kierowniczymi i 114 wirnikowymi tylko sama siatka w obszarze łopatkowym spełniająca wymogi modelu turbulencji przyściennej powinna zawierać ok. 80 000 000 komórek. Przyjęcie siatki o mniejszej rozdzielczości ok. 150 000 komórek w pojedynczym kanale międzyłopatkowym daje ponad 24 miliony komórek w samym układzie łopatkowym. Doliczając pozostałe elementy obszaru obliczeniowego otrzymuje się ponad 30 milionów komórek oraz zapotrzebowanie na pamięć przekraczające kilkadziesiąt GB, oraz czasy obliczeń wyrażające się w dziesiątkach dni pracy procesora (grupy procesorów).

Część obliczeń zrealizowano jednakże w pełnej geometrii trójwymiarowej stopnia regulacyjnego i wlotu do turbiny, obejmującej króćce wlotowe, skrzynki

dyszowe, wszystkie kanały kierownicze i wirnikowe, komorę wyrównawczą stopnia regulacyjnego, obszary przepływów ubocznych (szczelina nadbandażowa nad łopatkami wirnikowymi, szczelina przytarczowa, komora nieszczelności) oraz wlot do części wysokoprężnej turbiny, rys. 135. Celem tych obliczeń było określenie rozprywu pary w stopniu regulacyjnym i ocena niejednorodności obwodowej w przepływie. Obliczenia wykonano na siatce zbudowanej z 2 800 000 komórek. Jest to siatka strukturalna podzielona na bloki. Siatka obliczeniowa została zgęszczona w pobliżu ścianek w obszarach warstwy przyściennej. Jest to siatka typu H w kanałach łopatkowych. Z uwagi na ogromną złożoność geometrii siatka jest dość zgrubna. Należy mieć świadomość, że obliczenia na tej siatce nie mogą posłużyć do szczegółowej oceny zjawisk przepływowych w kanałach łopatkowych, ani też do oceny sprawności stopnia regulacyjnego. Obrazy trójwymiarowej siatki obliczeniowej ukazujących różne elementy układu przepływowego przedstawiono na rys. 136÷137.

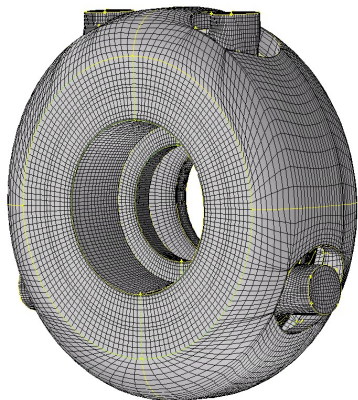


Rys. 135. Schemat wlotu do turbiny, układu łopatkowego stopnia regulacyjnego i wlotu do części wysokoprężnej w przekroju merydionalnym [190]

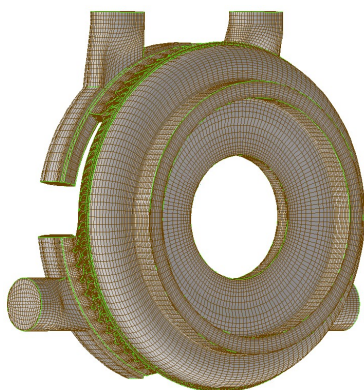
Obliczenia niestacjonarnych obciążeń wirnika prowadzono z kolei w dwuwymiarowym obszarze obliczeniowym zbudowanym na całym obwodzie na średnicy podziałowej układu łopatkowego. Dwuwymiarowy obszar obliczeniowy rozciągał się na wszystkie kanały łopatkowe dostępne dla przepływu. Siatka typu H składała się z ponad 800 000 objętości (każdy kanał kierowniczy i wirnikowy obejmowała 4750 objętości skończonych – 88×54). Siatka została zgęszczona przy ściankach i w obszarach krawędzi wlotowych i wylotowych. Stosownie do przyjętego modelu turbulencji przyściennej, zgęszczenia statki przy ściankach dobrano tak, aby wartość y^+ wynosiła $1 \div 2$. Widok siatki obliczeniowej 2D przedstawiono na rys. 138.

Obliczenia stopnia regulacyjnego prowadzono w oparciu o model przepływu RANS uzupełniony o model turbulencji $k-\omega$ SST dostępne w programie Flu-

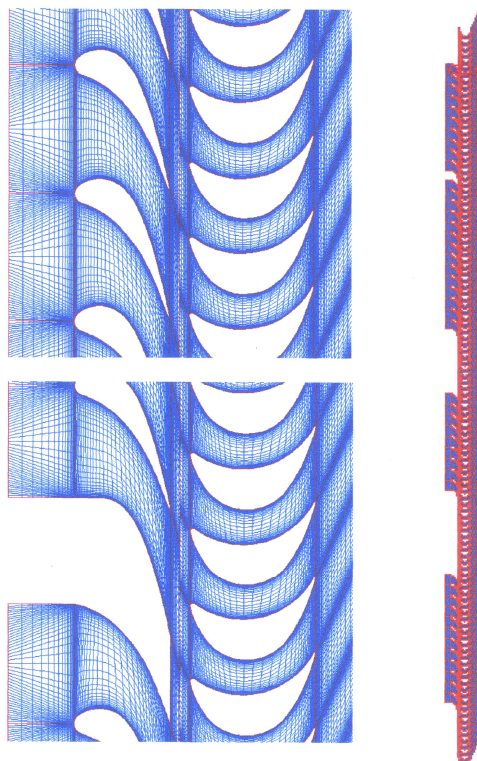
ent. Wykorzystano solver typu „segregated” z sekwencyjnym rozwiązywaniem układu równań, algorytm SIMPLE dla korekcji ciśnienia i prędkości oraz dyskretyzację strumieni konwekcyjnych w oparciu o schemat numeryczny typu „upwind” drugiego rzędu dokładności i dyskretyzację w czasie za pomocą schematu typu „implicit”. Wyniki obliczeń przedstawione w niniejszej pracy obejmują ponad jeden obrót wirnika dla pełnej geometrii trójwymiarowej oraz $4 \div 10$ obrotów na siatce dwuwymiarowej. Do obliczeń zastosowano model siatek ruchomych. Krok czasowy przyjęto na poziomie $\Delta t = 3 \cdot 10^{-5}$ s, co oznacza, że do pełnego obrotu wirnika potrzeba ok. 667 kroków czasowych.



Rys. 136. Siatka na powierzchni zewnętrznej obszaru obliczeniowego wlotu do turbiny T13K215 i stopnia regulacyjnego [190]



Rys. 137. Siatka na powierzchni króćców wlotowych, skrzynek dyszowych, łopatek kierowniczych i wirnikowych oraz na powierzchni tarczy wirnikowej - widok od strony wylotu (wlotu do części WP turbiny) z zasiatkowaną powierzchnią zewnętrzną komory stopnia regulacyjnego [190]

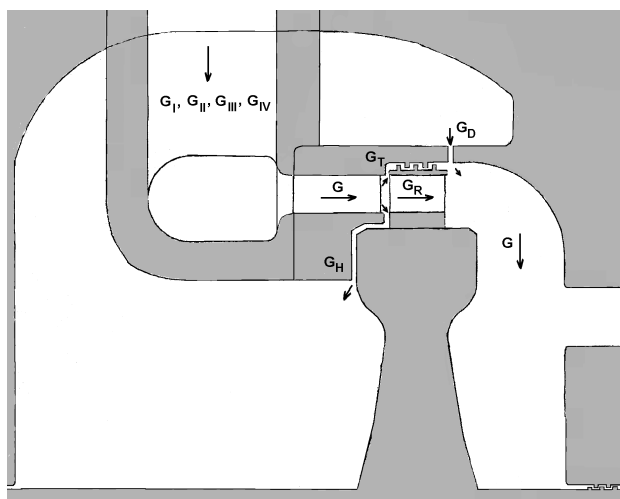


Rys. 138. Siatka dwuwymiarowa – rozwinięcie obszaru obliczeniowego na średnicy podziałowej na powierzchnię (rys. prawy), powiększenie siatki w obrębie skrzynek dyszowych (rys. lewy górny), powiększenie siatki w obszarze pomiędzy skrzynkami dyszowymi (rys. lewy dolny) [190]

Rozpływ pary w stopniu regulacyjnym

W niniejszym podrozdziale przedstawiono, jak kształtują się wartości masowego natężenia przepływu w kolejnych skrzynkach dyszowych oraz w obszarach przecieku nad łopatkami wirnikowymi i przecieku do komory nieuszczelności w dwóch badanych wariantach zasilania częściowego. Obliczenia w pełnej geometrii 3D prowadzono z zastosowaniem stacjonarnych warunków brzegowych na wlocie i wylocie, jak w tab. 6. Przyjęto następujące oznaczenia dla rozważanych wydatków masowych:

- $G_I, G_{II}, G_{III}, G_{IV}$ – masowe natężenie przepływu w kolejnych skrzynkach dyszowych,
- G_R – masowe natężenie przepływu w wirniku,
- G_T – masowe natężenie przecieku nadbandażowego,
- G_D – masowe natężenie przecieku nadłopatkowego do komory nieuszczelności,
- G_H – masowe natężenie przecieku podłopatkowego do komory nieuszczelności,
- G – masowe natężenie przepływu głównego na wylocie ze stopnia regulacyjnego.



Rys. 139. Rozpływ pary w stopniu regulacyjnym. Definicje strumieni [190]

Wymienione powyżej strumienie zaznaczono na rys. 139, a ich wartości dla dwóch wariantów obciążenia turbiny podano w tab. 7 (ujemne wartości strumieni przecieków w obliczeniach 3D oznaczają strumienie wypływające z obszaru międzyłopatkowego, wartości dodatnie dotyczą strumieni wpływających). Tabela ta zawiera też porównanie wyników obliczeń w modelu 3D pełnej geometrii z wynikami otrzymanymi z programu REG-Z [343]. Wartości natężenia przepływu w przeciekach wyznaczone z obliczeń 3D są zsumowane z całego obwodu, przy czym należy brać pod uwagę fakt, iż strumienie cząstkowe mogą mieć przeciwne kierunki w zależności od położenia fragmentów obszaru względem

łuku zasilania. W przyjętej geometrii obszaru obliczeniowego sumaryczne strumienie przecieku do komory nieszczelności ponad łopatkami wirnikowymi i u stopy kierownic powinny mieć identyczne wartości i przeciwne kierunki (strumień wypływający i wpływający) względem obszaru międzyłopatkowego. Nie uwzględnia się bowiem wypływu z komory nieszczelności przez uszczelnienia przy wale.

Masowe natężenie przepływu	Wariant 1		Wariant 2	
	Obliczenia 3D	Obliczenia REG-Z	Obliczenia 3D	Obliczenia REG-Z
G_I [kg/s]	48,1	47,9	58,8	58,4
G_{II} [kg/s]	33,5	32,6	0,0	0,0
G_{III} [kg/s]	43,9	43,4	53,5	52,7
G_{IV} [kg/s]	57,4	57,5	1,9	3,8
$G_I+G_{II}+G_{III}+G_{IV}$ [kg/s]	182,9		114,2	
G_R [kg/s]	178,2		111,0	
G_T [kg/s]	-4,7		-3,1	
G_D [kg/s]	1,0		3,1	
G_H [kg/s]	-1,1		-3,9	
G [kg/s]	183,5		113,0	

Tab. 7. Rozpływ pary w stopniu regulacyjnym (wariant 1,2);
porównanie wyników obliczeń 3D i REG-Z [190]

Odpowiedni bilans strumieni wskazuje na obecność pewnych residuów, które w obliczeniach 3D są miarą niepełnej zbieżności procesu obliczeniowego. Są to jednak nieznaczące błędy obliczeniowe. Dla przykładu w wariancie pierwszym niezgodność wartości $G_I+G_{II}+G_{III}+G_{IV}$ oraz G jest poniżej 0,4% G , mała jest także rozbieżność pomiędzy wartościami G_D oraz G_H . W drugim wariancie niezgodność jest nieco większa, tzn. różnica pomiędzy $G_I+G_{II}+G_{III}+G_{IV}$ oraz G jest na poziomie 1,0% G , większa jest też niezgodność pomiędzy wartościami G_D oraz G_H . Porównanie obliczeń 3D i REG-Z w obrębie skrzynek dyszowych wypada tu dość korzystnie, szczególnie w wariancie 1.

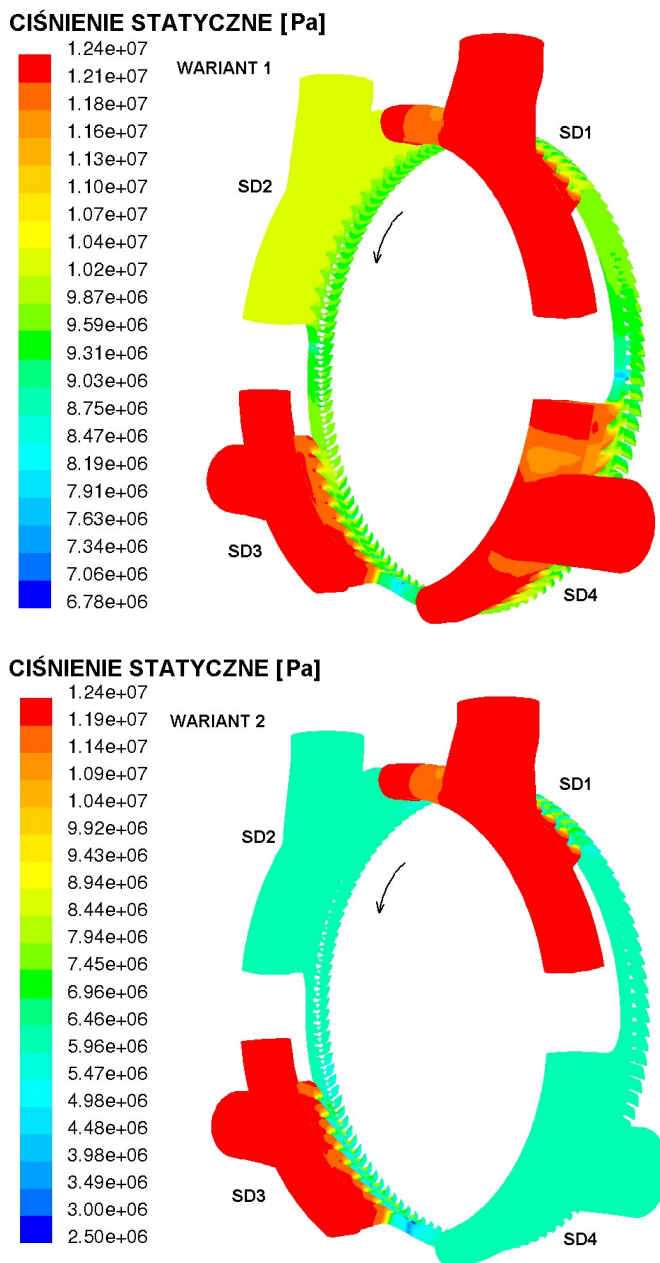
Sumaryczna wartość strumienia przecieku nadbandażowego to 4,7 kg/s w wariancie 1 oraz 3,1 kg/s w wariancie 2, co w obu przypadkach stanowi nieco poniżej 3% masowego natężenia przepływu przez stopień regulacyjny. Sumaryczny strumień przecieku do komory nieszczelności to ponad 1 kg/s w wariancie 1 i ponad 3 kg/s w wariancie 2. Przy stopie obserwuje się wypływ czynnika do komory nieszczelności, z kolei ponad łopatkami obserwuje się dopływ czynnika do obszaru przepływu głównego. Są to wartości natężeń przepływu w przeciekach zsumowane z całego obwodu. Należy oczekiwać, że przedstawione kierunki przepływu w przeciekach dotyczą fragmentów obszaru znajdujących się w łuku zasilania. Poza łukiem zasilania kierunek przepływu w przeciekach może ulec zmianie, podobnie jak zmienia się tam kierunek przepływu głównego. Należy w tym miejscu także zwrócić uwagę na fakt, iż masowe natężenia przecieków mogą być w obliczeniach zaniżone, co jest typowym efektem numerycznym w kanałach przepływowych wynikającym z przyjęcia siatki o nie wystar-

czającej rozdzielczości, a objawiającym się zwiększoną dysypatywnością i wzrostem oporów przepływu.

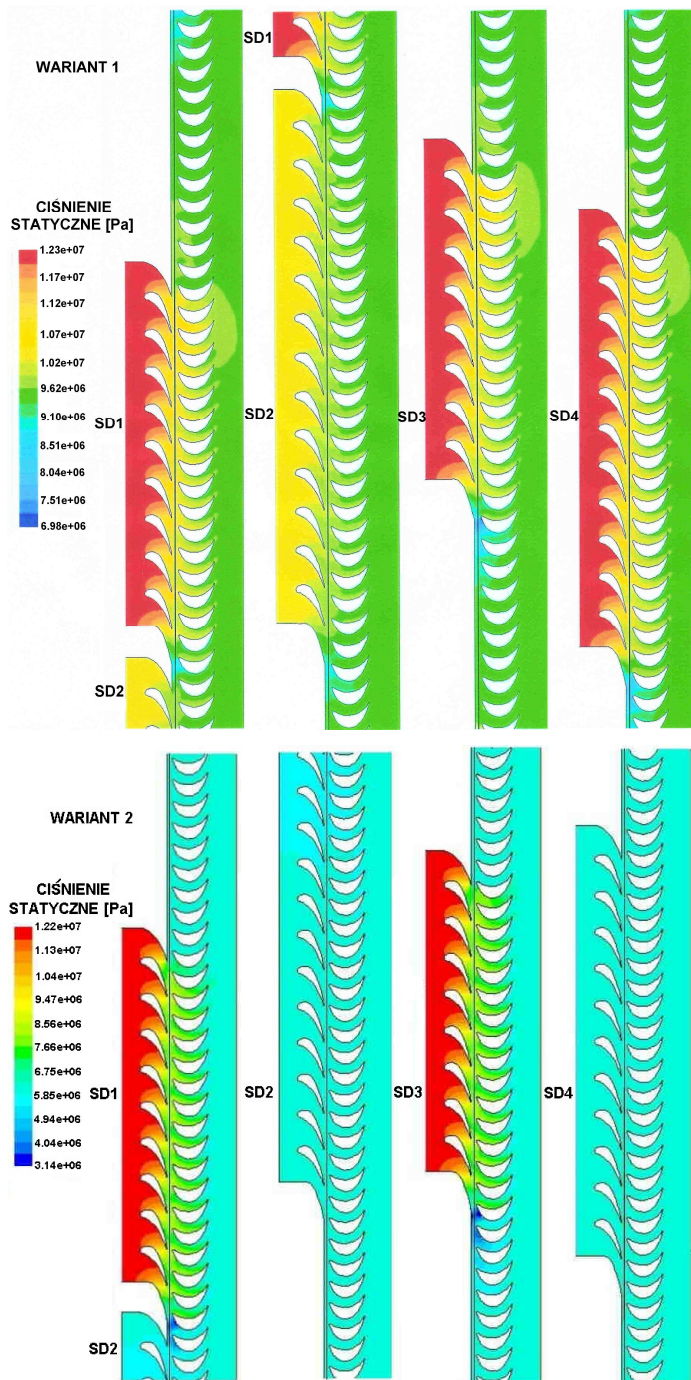
Osobliwości przepływu

Na rys. 140 przedstawiono chwilowe izolinie ciśnienia statycznego na powierzchni króćców wlotowych, skrzynek dyszowych oraz łopatek kierowniczych i wirnikowych dla dwóch rozważanych wariantów częściowego zasilania. Spadek ciśnienia w zasilanych kanałach przy pełnym otwarciu zaworów wynosi $p_2/p_0=0,78$ dla pierwszego wariantu zasilania częściowego oraz 0,49 dla wariantu drugiego. Obrazy przepływu podlegają znacznym zmianom pomiędzy tymi wariantami. Istotne są także różnice w ekspansji pomiędzy sąsiadującymi kanałami łopatkowymi. Najmniejsze spadki ciśnienia obserwuje się w pierwszych kanałach kierowniczych, gdy łopatka wirnikowa wchodzi w łuk zasilania. Ekspansja jest tam bowiem hamowana przez będący w zastoju płyn w kanale wirnikowym. Ciśnienie obniża się za kolejnymi kierownicami w kierunku zgodnym z obrotem łopatek wirnikowych, gdy płyn w kanale wirnikowym doznaje przyspieszenia i podlega regularnej ekspansji. Największy spadek ciśnienia obserwuje się w ostatnim kanale. Ciśnienie spada tam znacznie poniżej średniego ciśnienia wylotowego ze stopnia regulacyjnego, lokalnie do około 70 bar w wariantcie 1 oraz do 40 bar w wariantcie 2, co widać wyraźnie na rys. 133. Spadki ciśnienia połączone są ze wzrostem liczby Macha w tych obszarach do 1,0 w wariantcie 1 lub do 1,4 w wariantcie 2, przy średniej wartości liczby Macha za kierownicami w środku łuku zasilania na poziomie odpowiednio 0,4 i 0,8. W najbliższym sąsiedztwie skrzynek dyszowych pojawiają się silne przepływy w kierunku obwodowym.

Aby prześledzić różnice w ekspansji pomiędzy poszczególnymi kanałami, wygodnie jest wykorzystać rezultaty obliczeń 2D na średnicy podziałowej. Na rys. 141 przedstawiono chwilowe izolinie ciśnienia statycznego w kanałach kierowniczych i wirnikowych dla dwóch rozważanych wariantów częściowego zasilania, które potwierdzają tendencje zaobserwowane w trakcie obliczeń 3D. Ciśnienie za kierownicami okazuje się być najwyższe w kanałach znajdujących się na wejściu do obszaru zasilania, gdzie ekspansja strumienia pary z kierownicy jest blokowana przez nieaktywny płyn w kanale wirnikowym wchodzącym w obszar zasilania. Wysokie ciśnienie za kierownicą pozwala na usunięcie obszaru zastoju i przywrócenie regularnej ekspansji w kanale wirnikowym. W wariantcie 1 ciśnienie statyczne za kierownicami położonymi w środku łuku zasilania (przy pełnym otwarciu zaworów) wynosi 103 bar, podczas gdy za drugą kierownicą jest równe 107 bar. W drugim wariantcie wynosi 75 bar za środkowymi kierownicami, 80 bar za drugą kierownicą. Nie jest przypadkiem, że najniższe ciśnienie jest właśnie za drugą kierownicą nie zaś za pierwszą. Za pierwszą kierownicą obserwuje się bowiem dodatkowy efekt w postaci ekspansji pary wzdłuż ścianki zablokowanego obszaru w kierunku przeciwnym do ruchu wirnika. Wydaje się, że regularna ekspansja jest odnowiona już w trzecim kanale kierowniczym.



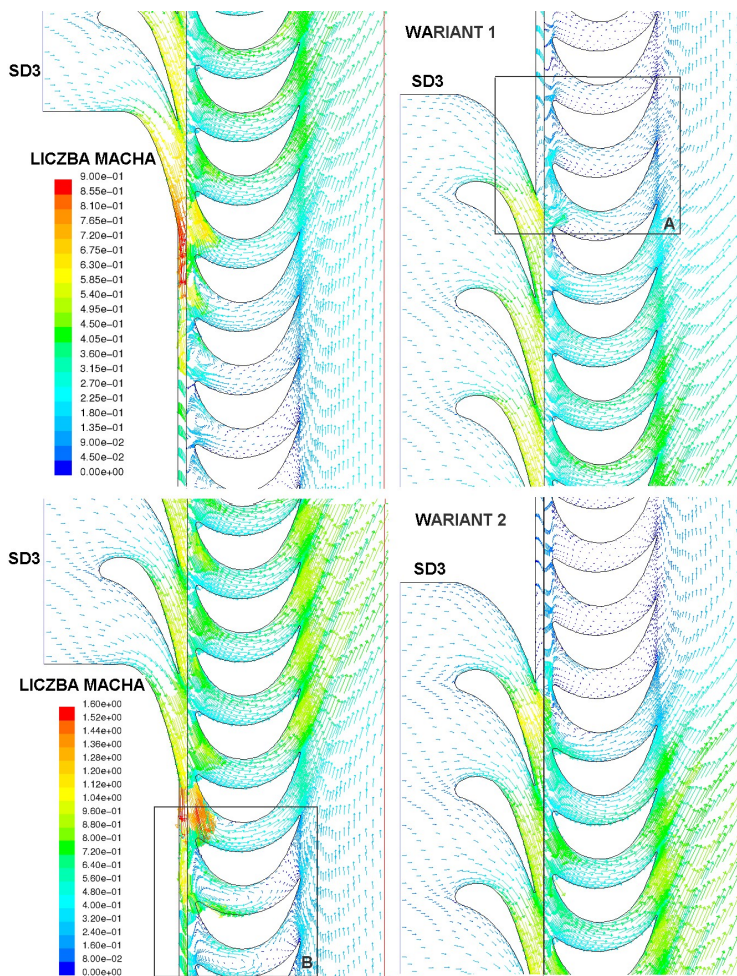
Rys. 140. Ciśnienie statyczne na ściankach króćców wlotowych, skrzynek dyszowych (SD) oraz łopatek kierowniczych i wirnikowych stopnia regulacyjnego; wariant 1 i 2 [190]



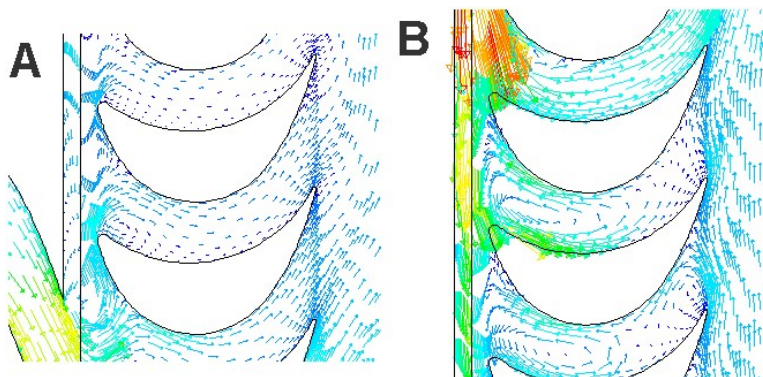
Rys. 141. Chwilowe izolinie ciśnienia statycznego w palisadach stopnia regulacyjnego, wariant 1 i 2 [190]

Ciśnienie za kierownicami obniża się w kierunku zgodnym z ruchem łopatek wirnikowych. Najniższą wartość ciśnienia można zaobserwować za ostatnią kierownicą, gdzie łopata wirnikowa opuszcza obszar zasilania. Mamy tu do czynienia z efektem „próżni”, który pojawia się, kiedy kanał wirnikowy wypełniony czynnikiem o dużej prędkości (dużej bezwładności) wpada nagle w obszar, gdzie następuje przerwa w dostawie czynnika. Obserwuje się wówczas znaczny spadek ciśnienia na wylocie z kierownicy i wzrost prędkości strumienia w kierownicy. Strumień ten jest hamowany w kanale wirnikowym wstecznym gradientem ciśnienia i następuje napływ płynu z obszaru nieaktywnego, co pozwala zatrzymać płyn w kanale po wejściu w obszar niezasilany. Obserwuje się też ekspansję strumienia pary z ostatniej kierownicy wzdłuż ścianki zablokowanego obszaru w kierunku zgodnym z ruchem wirnika. Średnie ciśnienie statyczne za ostatnią kierownicą spada do 95 bar w wariancie 1 oraz do 70 bar w wariancie 2. W dół przepływu przy przedniej części powierzchni ssącej łopatki wirnikowej i przy ścianie zablokowanego obszaru ciśnienie spada lokalnie poniżej 75 barów w wariancie 1 oraz do ok. 40 bar w wariancie 2 (tj. znacznie poniżej ciśnienia wylotowego), co już wcześniej zaobserwowano w obliczeniach 3D.

Na rys. 142 przedstawiono wektory pola prędkości w wybranych kanałach kierowniczych (w układzie nieruchomym) i wirnikowych (w układzie związanym z wirnikiem) dla obu wariantów zasilania częściowego. Wektory kolorowane są według wartości liczby Macha w odpowiednim układzie odniesienia. Liczba Macha na wylocie z kierownic w środku łuku zasilania wynosi 0,5 (war. 1) oraz 0,8 (war. 2), podczas gdy na wylocie z wirnika mamy odpowiednio 0,4 i 0,8. Liczba Macha za poszczególnymi kierownicami zmienia się od 0,4 (kierownice na wejściu do obszaru zasilania) do 0,6 za ostatnią kierownicą w wariancie 1 i od 0,7 do 0,9 w wariancie 2. W sąsiedztwie zasilanych skrzynek pojawiają się intensywne przepływy w kierunku obwodowym. Przy wyjściu z obszaru zasilania przy ścianie obszaru zablokowanego liczba Macha osiąga 0,9 w wariancie 1 oraz 1,5 w wariancie 2. Liczba Macha przy przedniej części powierzchni ssącej łopatki wirnikowej wychodzącej z obszaru zasilania osiąga lokalnie 0,7 w wariancie 1 oraz 1,3 w wariancie 2. W tym drugim wariancie powrót do przepływu poddźwiękowego odbywa się przy udziale fali uderzeniowej. W niezasilanych kanałach wirnikowych formy przepływu zmieniają się od przepływu „słabo ekspandującego”, poprzez całkowity obszar zastoju do przepływu wyraźnie wstecznego. Przepływ słabo ekspandujący z obszarami recyrkulacji w pobliżu krawędzi natarcia łopatki przy powierzchni cisańcej ma miejsce w kanałach wirnikowych tuż przed wejściem w obszar zasilania – szczegół A na rys. 143. Przepływ ten jest charakterystyczny dla stopni regulacyjnych o niezerowej reaktywności i jest spowodowany nieznacznym gradientem ciśnienia, którego doznają kanały wirnikowe przed wejściem do obszaru zasilania. Przepływ wsteczny z kolei ma miejsce w kanałach łopatkowych wirnika po wyjściu z obszaru zasilania – szczegół B na rys. 143. Spowodowany jest efektem próżni, który tworzy się na wejściu do kanału właśnie wychodzącego z obszaru zasilania.



Rys. 142. Chwilowe wektory pola prędkości w kanałach łopatkowych stopnia regulacyjnego; wariant 1 i 2 [190]

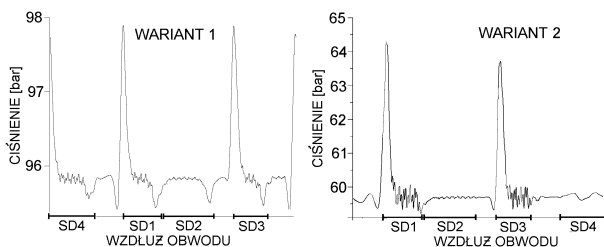


Rys. 143. Powiększenie wektorów prędkości w kanałach na wejściu (A) i wyjściu (B) z obszaru zasilania [190]

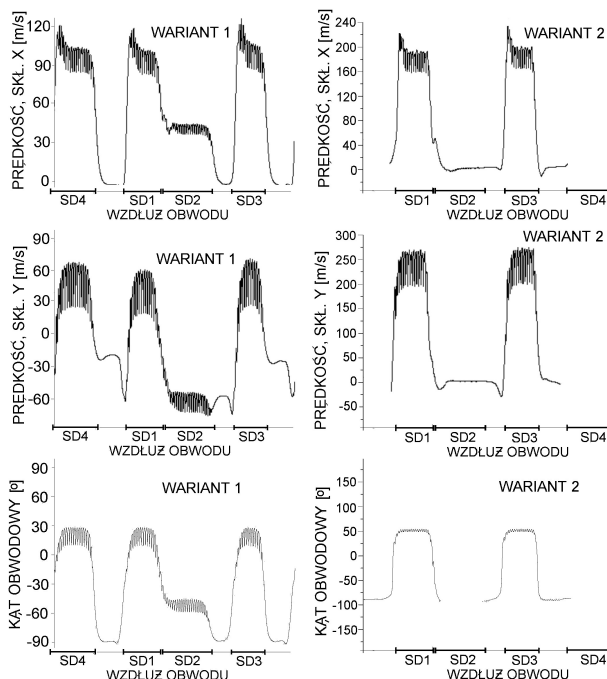
Do tego kanału następuje zasysanie czynnika z kanału wirnikowego położonego poniżej, który już wcześniej opuścił obszar zasilania. Towarzyszy temu duża strefa recyrkulacji w pobliżu krawędzi natarcia łopatki przy powierzchni cisańcej. Powstaje ona w efekcie wyhamowania strumienia z ostatniej kierownicy ekspandującego przy ścianie zablokowanego obszaru przepływem wstecznym w kanale wirnikowym. Kierunek rotacji tej strefy recyrkulacji jest tu przeciwny do kierunku rotacji strefy recyrkulacji w kanałach przed wejściem do obszaru zasilania. Zwróćmy jeszcze uwagę, że obrazy przepływu zaprezentowane na rys. 140÷143 mają charakter chwilowy i mogą podlegać pewnym ilościowym zmianom w czasie obrotu wirnika.

Obliczenia prowadzono przy stałym wzdłuż obwodu ciśnieniu statycznym zadany na wylocie z obszaru obliczeniowego. W przypadku obliczeń 2D przekrój wylotowy położony jest dość blisko, bo w odległości 100% cięciwy osiowej wirnika za jego krawędzią wylotową. Jest to dość zgrubne założenie zważywszy fakt, że w turbinach wielostopniowych niesymetria obwodowa związana z zasilaniem na części obwodu może przenosić się nawet na obszar kilku stopni turbiny leżących w dół przepływu za stopniem regulacyjnym. Założenie to ma niewątpliwie wpływ na rozwiązanie, jednakże nie eliminuje całkowicie niesymetrii obwodowej w obszarze wylotowym, gdzie obserwuje się znaczne niejednorodności w rozkładzie ciśnienia statycznego sięgające kilku barów. Zilustrowano to na rys. 144 przedstawiającym zmiany ciśnienia wzdłuż obwodu w przekroju położonym w odległości 20% cięciwy osiowej za krawędzią wylotową wirnika. Najniższe ciśnienie na wylocie ze stopnia panuje w rejonie wyjścia z obszaru zasilania, najwyższe na wejściu do obszaru zasilania.

Interesujący też jest rozkład obu składowych prędkości i kąta obwodowego na wylocie z wirnika, które otrzymano z obliczeń 2D, rys. 145. W wariancie 1 naprzeciw skrzynek dyszowych zasilanych strumieniem o maksymalnym ciśnieniu składowa obwodowa (Y) prędkości w układzie nieruchomym ma nieznaczną wartość (40 m/s) w porównaniu do składowej osiowej (X) prędkości (95 m/s). Stąd kierunek wylotu w układzie nieruchomym jest w miarę bliski kierunkowi osiowemu (kąt wylotowy wynosi tu 17°), natomiast za łopatką wirnikową w obszarze zasilania strumieniem o niższym ciśnieniu wzrasta wartość prędkości obwodowej i maleje prędkość osiowa, skąd średni kąt wylotowy wynosi -55° . W wariancie 2 przy wzroście obciążenia stopnia regulacyjnego kierunek przepływu na wylocie jest silnie nieosiowy. Naprzeciw skrzynek dyszowych zasilanych strumieniem o maksymalnym ciśnieniu prędkość obwodowa wzrasta do 230 m/s przy prędkości osiowej na poziomie 170 m/s, skąd średni kąt wypływu z wirnika jest bardzo niekorzystny i wynosi ok. 50° . Poza obszarem zasilania na dużej części obwodu obserwuje się przepływ wsteczny lub w kierunku obwodowym.



Rys. 144. Rozkład ciśnienia statycznego wzdłuż obwodu 20% cięciwy za krawędzią wylotową wirnika; wariant 1 i 2 [190]



Rys. 145. Zmiany składowych prędkości i kąta obwodowego wzdłuż obwodu 20% cięciwy za krawędzią wylotową wirnika; wariant 1 i 2 [190]

Niepełny łuk zasilania jest zatem źródłem niejednorodności obwodowej rozkładu parametrów przepływu w stopniu regulacyjnym. Z uwagi na budowę stopnia regulacyjnego zjawisko to występuje nawet w sytuacji pełnego otwarcia wszystkich skrzynek dyszowych, które ze względów konstrukcyjnych są rozmieszczone w sposób dyskretny na obwodzie (są od siebie odseparowane warstwami metalu, które stanowią obszar zablokowany dla przepływu). Wpływ niejednorodności przepływu w kierunku obwodowym jest bardziej istotny i inny jakościowo niż np. niejednorodności przepływu w kierunku promieniowym. Z uwagi na tę niejednorodność obwodową na wirnik stopnia regulacyjnego działa nie zrównoważona siła poprzeczna powodująca znaczne obciążenie łożysk turbiny.

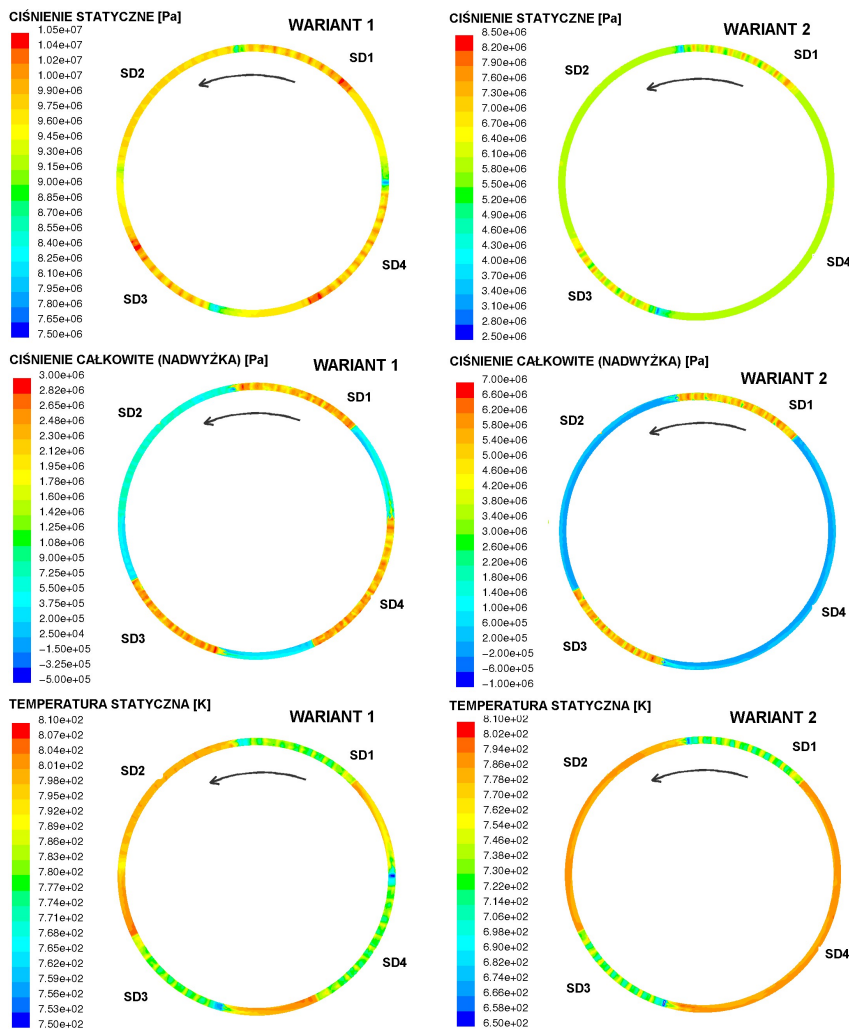
Propagacja niejednorodności obwodowej w stopniu regulacyjnym

Rozwój niejednorodności obwodowej w czterostopniowej powietrznej turbinie modelowej z zasilaniem w oparciu o regulację napełnieniową i stopień regulacyjny (z ołopatkowaniem typu reakcyjnego) był przedmiotem pracy eksperymentalnej Bohna i Funke [427]. Dla rozważanego tam poziomu zasilania 80% (zasilanie z czterech sektorów, przy czym jeden sektor pozostaje zablokowany) niejednorodność rozkładu obwodowego ciśnienia całkowitego za stopniem regulacyjnym na wlocie do części wysokoprężnej turbiny wynosi 0,06 bar przy średnim ciśnieniu 1,91 bar, natomiast niejednorodność pola temperatury wynosi odpowiednio 8 K przy średniej temperaturze równej 343 K. Maksymalne różnice w rozkładzie powierzchniowym masowego natężenia przepływu (z pominięciem obszarów przysciennych) w przekroju wlotowym do turbiny czterostopniowej sięgają ok. $\pm 50\%$ wartości średniej (od 35 do 110 kg/m²s). Praca [427] wskazuje na znaczny udział układu kierowniczego pierwszego stopnia czterostopniowej turbiny w wyrównywaniu niesymetrii obwodowej pola ciśnień i masowego natężenia przepływu. Dla poziomu zasilania 80%, niejednorodności rozkładu obwodowego ciśnienia całkowitego są praktycznie nieodczuwalne już za pierwszym stopniem. Nie można jednakże wykluczyć, że przy niższych poziomach zasilania częściowego niejednorodności obwodowe w polu ciśnień mogą propagować się znacznie dalej w dół przepływu. Inaczej wygląda propagacja niejednorodności obwodowej w polu temperatury. Dla badanego poziomu zasilania 80%, niejednorodności te za pierwszym stopniem wynoszą 7 K, a za ostatnim stopniem sięgają 6 K. A zatem niejednorodności temperatury przenoszą się w dół przepływu bez znaczącej redukcji. Widoczne jest przesuwanie się niejednorodności w polu temperatury w kierunku obwodowym z powodu odchyłania, jakiego doznają elementy płynu w obszarze kierownic i wirników. Jak można wywnioskować, efekty wymiany ciepła są nieznaczne z uwagi na wysokie prędkości elementów płynu i krótki czas ich przebywania w turbinie.

Rezultaty badań własnych pochodzą z obliczeń numerycznych w modelu 3D pełnej geometrii stopnia regulacyjnego i wlotu do turbiny. Na rys. 146 przedstawiono zmiany ciśnienia statycznego, ciśnienia całkowitego (nadwyżkę ciśnienia całkowitego nad ciśnieniem statycznym na wylocie ze stopnia) oraz temperatury statycznej za kierownicami stopnia regulacyjnego dla dwóch rozważanych wariantów częściowego zasilania. Za kierownicami niejednorodności pola ciśnienia statycznego przekraczają 20 bar w wariancie 1 oraz 45 bar w wariancie 2 i, jak już uprzednio stwierdzono, najwyższe ciśnienie panuje za kierownicami na wejściu do obszaru zasilania, najniższe zaś na wyjściu. Podobna tendencja kształtuje się w rozkładzie temperatury statycznej za kierownicami. Różnice w poziomie temperatur sięgają 40 K w wariancie 1 oraz 120 K w wariancie 2. Ciśnienie statyczne i całkowite w obszarze zablokowanym dla przepływu są bliskie wartości ciśnienia statycznego na wylocie. Niejednorodności wzdłuż obwodu ciśnienia całkowitego pomiędzy obszarem zasilanym i niezasilanym, w największym przybliżeniu sięgają różnicy pomiędzy poziomem ci-

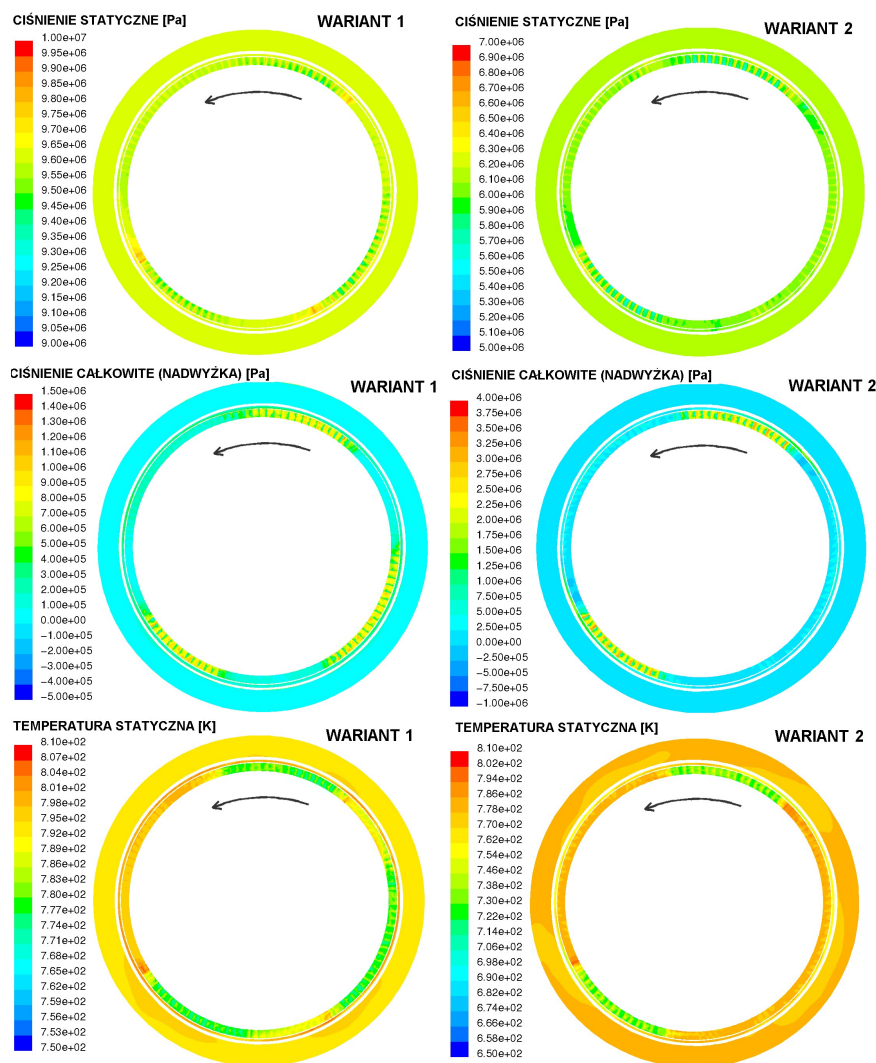
śnienia całkowitego na wlocie do stopnia oraz ciśnienia statycznego na wylocie, tzn. kształtują się powyżej 25 bar w wariancie 1 i powyżej 60 bar w wariancie 2.

Na rys. 147 przedstawiono zmiany ciśnienia statycznego, ciśnienia całkowitego oraz temperatury statycznej za wirnikiem stopnia regulacyjnego. Przekroje za wirnikiem zawierają trzy pierścienie. Pierścień wewnętrzny to przekrój przez główny kanał przepływowy tuż za krawędzią wylotową łopatek wirnikowych. Zewnętrzny pierścień reprezentuje przekrój przez fragment komory nieszczelności ponad łopatkami wirnikowymi. Z kolei cienki pierścień w środku pomiędzy pierścieniem zewnętrznym i wewnętrznym to przekrój przez obszar wylotu prze-



Rys. 146. Niejednorodność obwodowa ciśnienia statycznego (rys. górne), ciśnienia całkowitego (rys. środkowe) oraz temperatury statycznej (rys. dolne) za kierownicami stopnia regulacyjnego; wariant 1 (rys. lewe), wariant 2 (rys. prawe). Izolinie ciśnienia całkowitego przedstawiają nadwyżkę ponad wartość ciśnienia statycznego na wylocie [190]

cieku nadłopatkowego nad częścią bandaża wystającą poza łopatkę wirnikową. Jak wynika z przekroju na wewnętrznym pierścieniu, niejednorodności obwodowe ciśnienia statycznego i temperatury statycznej w przepływie głównym za wirnikiem są już znacznie mniejsze niż bezpośrednio za kierownicą. Wydaje się, że nie przekraczają 5 bar i 30 K w wariancie 1 oraz 10 bar i 70 K w wariancie 2 z tendencją taką jak za kierownicami, gdzie najwyższe ciśnienie panuje naprzeciw (w dół przepływu od) wejścia do łuku zasilania, a najniższe na wyjściu.



Rys. 147. Niejednorodność obwodowa ciśnienia statycznego (rys. górne), ciśnienia całkowitego (rys. środkowe) oraz temperatury statycznej (rys. dolne) za wirnikiem stopnia regulacyjnego; wariant 1 (rys. lewe), wariant 2 (rys. prawe). Izolinie ciśnienia całkowitego przedstawiają nadwyżkę ponad wartość ciśnienia statycznego na wylocie [190]

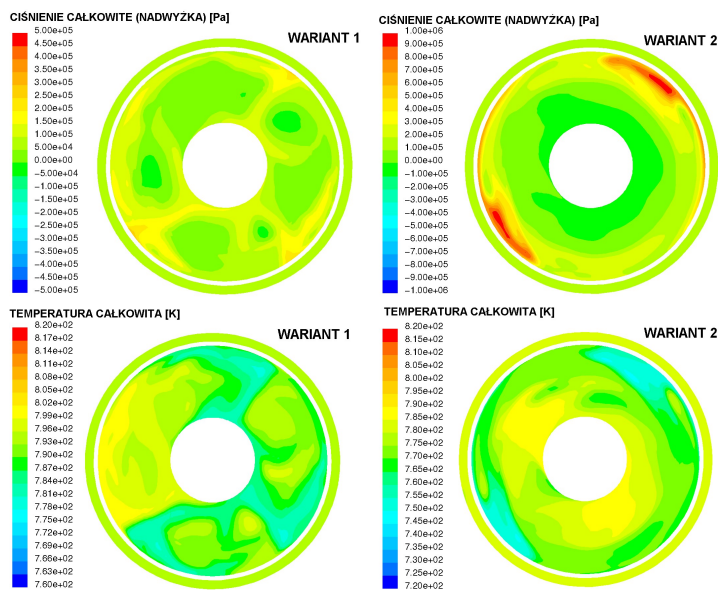
Różnice w poziomie ciśnienia całkowitego pomiędzy obszarem położonym w dół przepływu od łuku zasilania a obszarem niezasilanym wynoszą około 10 bar w wariancie 1 i około 30 bar w wariancie 2.

Na zewnętrznym pierścieniu, czyli na przekroju przez fragment komory nieszczelności ponad łopatkami wirnikowymi, ewentualne niejednorodności ciśnienia statycznego są niezauważalne w przyjętej skali, a niejednorodności temperatury statycznej w tym przekroju nie przekraczają kilku K. Ten niski poziom niejednorodności wynika z faktu, że przeciek ekspandującego czynnika do komory nieszczelności odbywa się w innej części tej komory, tj. u stopy pomiędzy kierownicą i wirnikiem. Strumień tego przecieku podlega mieszaniu z czynnikiem przebywającym w komorze nieszczelności i w części komory położonej ponad łopatkami wirnikowymi jest już niemal całkowicie mieszany z pozostałym czynnikiem. W tej mieszanej formie strumień przecieku powraca z komory nieszczelności do przepływu głównego ponad łopatkami wirnikowymi.

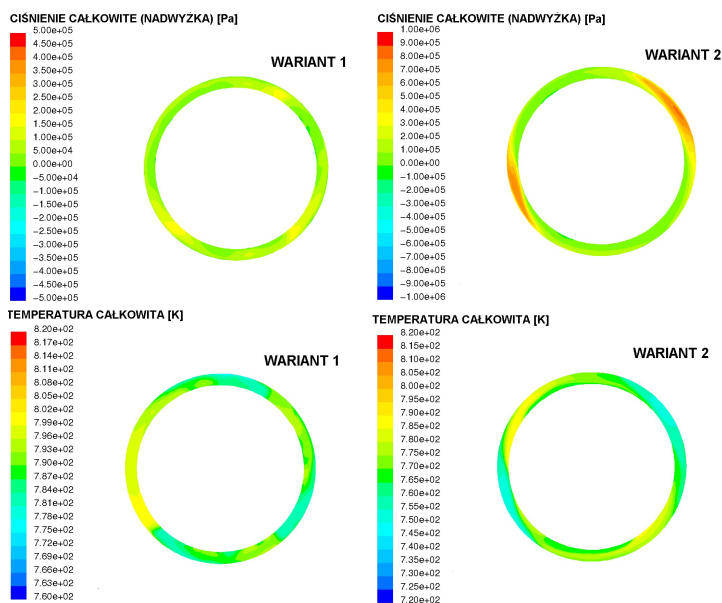
Zmiany w obszarze przecieku nadłopatkowego ilustruje cienki środkowy pierścień na rys. 147. Strumień przecieku nadłopatkowego doznaje spadku ciśnienia podobnie jak przepływ w kanałach łopatkowych wirnika, ale nie oddaje pracy. Na drodze przez uszczelnienie labiryntowe następuje redukcja prędkości czynnika (szczególnie składowej osiowej) na skutek działania uszczelnienia oraz tarcia o bandaż i ograniczenie zewnętrzne kanału. Jak wynika z przekroju na cienkim środkowym pierścieniu, poziom niejednorodności w końcowej części obszaru przecieku jest mniejszy niż za łopatkami wirnika. W obszarze przecieku zachodzi bowiem znaczne wyrównanie niejednorodności obwodowej, jako że strumień przecieku nie napotyka na bariery ograniczające proces mieszania w kierunku obwodowym, jakimi w kanałach wirnikowych są łopatki wirnika.

Na rys. 148 i 149 przedstawiono rozkład ciśnienia całkowitego i temperatury całkowitej w przekroju środkowym przez komorę stopnia regulacyjnego oraz w przekroju wlotowym do części WP turbiny dla dwóch rozważanych wariantów częściowego zasilania. W dół przepływu od krawędzi wylotowych wirnika czynnik trafia do komory wyrównawczej stopnia regulacyjnego, która ma w części wlotowej charakter dyszy rozbieżnej, a w części wylotowej – dyszy zbieżnej, przy czym odbywa się tutaj także transport przepływu na mniejszą średnicę.

Wraz z wlotem czynnika do komory stopnia regulacyjnego następuje transport niejednorodności parametrów przepływu w kierunku obwodowym i promieniowym w kierunku niższych średnic. Z uwagi na niższe prędkości i dłuższy czas przebywania elementów czynnika w komorze stopnia regulacyjnego, proces ten jest znacznie bardziej zaawansowany w wariancie 1, gdzie niejednorodność obwodowa pochodząca z układu łopatkowego stopnia regulacyjnego jest zauważalna w przekroju środkowym komory stopnia regulacyjnego nawet przy samym wale. W wariancie 2 znaczna niejednorodność obwodowa parametrów przepływu utrzymuje się w pobliżu ograniczenia zewnętrznego, a przepływ jest bliski jednorodnemu w pobliżu wału. Strefy niejednorodności parametrów przepływu



Rys. 148. Niejednorodność obwodowa ciśnienia całkowitego (rys. górne) i temperatury całkowitej (rys. dolne) w przekroju środkowym komory stopnia regulacyjnego; wariant 1 (rys. lewe), war. 2 (rys. prawe). Izolinie ciśnienia całkowitego przedstawiają nadwyżkę ponad wartość ciśnienia statycznego na wylocie [190]



Rys. 149. Niejednorodność obwodowa ciśnienia całkowitego (rys. górne) i temperatury całkowitej (rys. dolne) na wlocie do części WP turbiny; wariant 1 (rys. lewe), wariant 2 (rys. prawe). Izolinie ciśnienia całkowitego przedstawiają nadwyżkę ponad wartość ciśnienia statycznego na wylocie [190]

przesuwają się w wariancie 2 szybciej wzdłuż obwodu niż w wariancie 1, z uwagi na większą prędkość obwodową na wylocie z wirnika w wariancie 2. W obszarze ekspandującego czynnika w dół przepływu od łuku zasilania wynosi ona w układzie nieruchomym ponad 200 m/s w wariancie 2, przy wartości 40 m/s w wariancie 1 (podobne wartości można także odczytać z rozkładu składowych prędkości na wylocie z wirnika otrzymanego z obliczeń 2D na średnicy podziałowej – rys. 145).

Ilościowo, niejednorodności rozkładu ciśnienia całkowitego w przekroju środkowym stopnia regulacyjnego nie przekraczają 3 bar w wariancie 1 oraz 10 bar w wariancie 2. Niejednorodności rozkładu temperatury całkowitej w tym przekroju sięgają 20 K w wariancie 1 i 40 K w wariancie 2. W przekroju wlotowym do części WP turbiny powyższe niejednorodności ulegają zmniejszeniu odpowiednio do około 2 bar i 15 K w wariancie 1 oraz do około 7 bar i 35 K w wariancie 2. Obserwuje się duży udział ciśnienia dynamicznego w niejednorodności ciśnienia całkowitego w przekroju wlotowym do części WP turbiny. Najwyższe ciśnienie całkowite i najniższa temperatura całkowita panują w obszarach położonych w dół przepływu od odcinków łuku zasilania. Niejednorodności w rozkładzie temperatury w drugim wariancie są znaczne i trudne do zniwelowania w kolejnych stopniach części wysokoprężnej turbiny zważywszy, że średni spadek temperatury w typowym pojedynczym stopniu nisko-obciążonym części WP jest na poziomie $15\div 20$ K. Jest to o tyle istotne, że szereg prac, m.in. wspomniane już badania Bohna i Funke [427], a także praca Simone i in. [428] mówią o dużym znaczeniu niejednorodności pola temperatury dla charakterystyk przepływowych stopni turbinowych.

Niestacjonarne obciążenia łopatek wirnika stopnia regulacyjnego

W układach łopatkowych zasilanych na pełnym obwodzie, głównym źródłem niestacjonarnych obciążeń aerodynamicznych łopatek wirnikowych (o charakterze wysokoczęstotliwościowym) jest wirowość pochodząca ze śladów spływowych z kierownic. Przy niepełnym łuku zasilania łopatki wirnikowe stopnia regulacyjnego doznają dodatkowych niestacjonarnych obciążeń aerodynamicznych o charakterze niskoczęstotliwościowym, związanych z wchodzeniem i wychodzeniem z obszaru zasilania. W wielostopniowych turbinach wielkiej mocy efekty te nabierają szczególnego znaczenia wraz ze spadkiem obciążenia turbiny, czyli przy wzroście obciążenia zasilanych kanałów stopnia regulacyjnego.

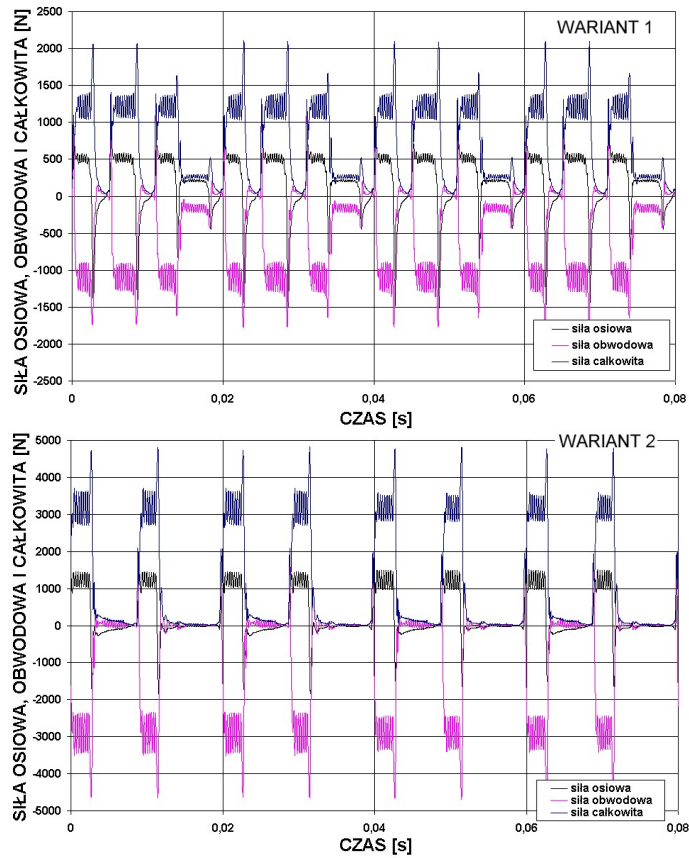
Badania niestacjonarnych obciążeń łopatek wirnikowych oraz wirnika wymagają analizy wyników z co najmniej kilku obrotów wirnika. Badania te prowadzono w modelu 2D na całym obwodzie na średnicy podziałowej. Na rys. 150 pokazano zmiany w czasie siły osiowej, obwodowej i całkowitej działającej na wybraną łopatkę wieńca wirnikowego w obrębie czterech okresów czasu, tj. czterech obrotów wirnika. Powyższe wyniki otrzymano z obliczeń 2D przy założeniu stacjonarnych warunków brzegowych na wlocie i wylocie oraz dla idealnej geometrii układu łopatkowego. Zmienne obciążenia są powtarzalne w kolejnych okresach czasu. Obciążenia poszczególnych łopatek wieńca są względem

siebie przesunięte w fazie. Wartości sił wyznaczone są tu jako iloczyn sił jednostkowych na jednostkę długości z obliczeń 2D i długości łopatki.

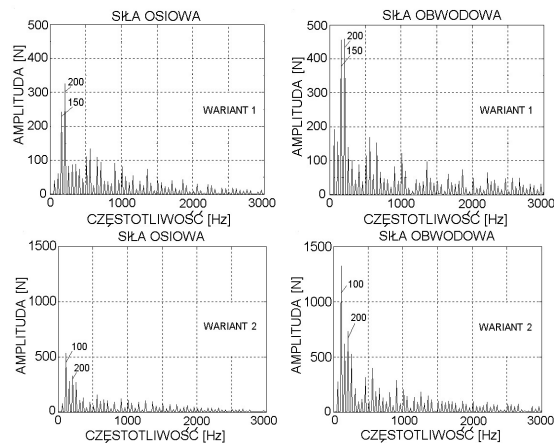
W chwili, gdy łopatka wirnikowa porusza się wzdłuż zablokowanego obszaru, wartości sił zmierzają do zera. W obszarze zasilania wartości sił osiągają określony poziom i doznają niewielkich oscylacji z tytułu napływu śladów z kierownic na krawędź natarcia łopatki wirnikowej i na skutek ich dalszego transportu przez kanał wirnikowy. Obliczenia pokazują, że efekty te odpowiadają za oscylacje wartości siły osiowej i obwodowej sięgające 10% wartości średniej w obszarze zasilania. Można sprawdzić, że liczba małych pików o podobnych rozmiarach w tym obszarze obciążeń jest skorelowana z liczbą śladów spływowych z kierownic. Mianowicie, jest równa liczbie kierownic (lub śladów spływowych licząc ślad, który tworzy się przy opływie ostrej krawędzi na wlocie do obszaru zasilania, a nie licząc śladu, który może się utworzyć także za krawędzią na wylocie z obszaru zasilania) pomniejszonej o liczbę 3. Oznacza to, że od czasu, gdy łopatka wirnikowa przetnie trzeci ślad, tj. minie dwie pierwsze kierownice, do czasu, gdy osiągnie przedostatni ślad, tj. minie przedostatnią kierownicę, zmiany obciążenia łopatki w obszarze zasilania zdeterminowane są jedynie przez niestacjonarne oddziaływanie typu kierownica/wirnik. Innymi słowy, co można było już wcześniej zaobserwować z rys. 151, pomiędzy trzecią a przedostatnią kierownicą warunki opływu łopatki wirnikowej ulegają niewielkim zmianom, przy niewielkim wpływie granic obszarów zasilania częściowego.

Największe zmiany obciążenia pojedynczej łopatki wirnikowej obserwuje się na wejściu i wyjściu z obszaru zasilania. Zmiany te mogą przekraczać 50% wartości średniej w odniesieniu do siły całkowitej, a w odniesieniu do składowych sił mogą być dużo większe, albowiem znaczne zmiany ciśnienia przy powierzchni łopatek wirnikowych w cyklu zasilania częściowego zmieniają nie tylko wartość obciążenia, lecz także jego kierunek. Obecność dużych pików na wykresach sił przy wejściu i wyjściu z obszaru zasilania szczególnie łatwo jest wyjaśnić dla składowej obwodowej. Mianowicie, wejście łopatki wirnikowej w obszar zasilania wiąże się z przeciwnym impulsem siły obwodowej, co jest związane z faktem, że strona wypukła („ssąca”) jest już w obszarze zasilania, natomiast strona wklęsła („cisnąca”) pozostaje jeszcze w obszarze zastoju.

Impuls ten daje chwilowy moment obrotowy w kierunku przeciwnym do kierunku obrotu. Z kolei wyjście łopatki wirnikowej z obszaru zasilania daje dodatkowy impuls siły obwodowej, gdyż strona wypukła („ssąca”) jest już poza obszarem zasilania, a strona wklęsła („ciśnieniowa”) jest w dalszym ciągu obciążona. Impuls ten daje chwilowy moment obrotowy znacznie przewyższający średni moment obrotowy w obszarze zasilania. Należy zwrócić uwagę, że ujemna wartość siły obwodowej na rysunkach wynika z przyjętej orientacji układu współrzędnych, gdzie dodatni kierunek osi jest przeciwny do kierunku obrotów wirnika. Oba impulsy, na wejściu i wyjściu z obszaru zasilania, są bardzo wyraźne. Impulsy siły obwodowej sięgają 70% średniej wartości siły obwodowej w obszarze zasilania. Siła osiowa nie wykazuje piku na wejściu do obszaru zasilania. Z drugiej zaś strony na wyjściu z obszaru zasilania, duże spadki ciśnienia



Rys. 150. Zmiany w czasie siły osiowej, obwodowej i całkowitej działających na pojedynczą łopatkę wirnikową stopnia regulacyjnego dla dwóch wariantów zasilania częściowego [190]



Rys. 151. Analiza harmoniczna obciążeń łopatki wirnikowej stopnia regulacyjnego dla dwóch wariantów zasilania częściowego [190]

w wirniku przy przedniej części powierzchni ssącej łopatkę dają duży przeciwny impuls siły osiowej. W wariancie 1 impuls ten sięga 200% (!) wartości średniej siły osiowej w obszarze zasilania i 100% w wariancie 2. Zmienne obciążenia łopatkę wirnikowej wzrastają wraz z malejącą mocą turbiny, tj. z rosnącym spadkiem ciśnienia w stopniu regulacyjnym. Zmiany sił przy wejściu i wyjściu z obszaru zasilania w wariancie 1 przekraczają 2000 N, w wariancie 2 sięgają 5000 N. Zmianom tym towarzyszą zmiany momentów sił działających na łopatki. Zmiany obciążeń odpowiadają za wzrost niestacjonarnych naprężeń mechanicznych w łopatkach i miejscach ich zamocowania, co sprawia, że łopatki stopnia regulacyjnego są bardziej podatne na zniszczenia mechaniczne.

Zmiany w czasie siły osiowej i obwodowej działającej na pojedynczą łopatkę wirnikową poddano analizie fourierowskiej, a jej wyniki przedstawiono na rys. 151. W obu wariantach widmo częstotliwościowe zmian obciążeń łopatkę zawiera kolejne krotności częstości obrotowej. Najwyższe amplitudy obserwuje się dla częstotliwości odpowiadających liczbie otwartych (częściowo otwartych) skrzynek dyszowych, co jest związane z cyklem zasilania częściowego. Są to wartości 150 Hz i 200 Hz w wariancie 1 (trzy zawory regulacyjne otwarte całkowicie, czwarty otwarty częściowo) oraz 100 Hz i 200 Hz w wariancie 2 (praktycznie jedynie dwie skrzynki są otwarte). Widmo częstotliwościowe zawiera także wyższe częstości, co jest związane z łącznym efektem ilości skrzynek dyszowych i ilości śladów spływowych z kierownic. Obserwuje się znaczne amplitudy praktycznie co 50 Hz. Z uwagi na szerokie spektrum częstotliwościowe niestacjonarnych obciążeń aerodynamicznych łopatek wirnikowych stopnia regulacyjnego, prawdopodobieństwo wystąpienia rezonansu w przypadku pokrycia się obserwowanych częstości wymuszeń z częstościami własnymi łopatek jest tu znacznie wyższe w porównaniu z łopatkami pracującymi w warunkach zasilania na pełnym obwodzie.

3.6. Układy łopatkowe wysoko obciążone

Podrozdział ten dedykowany jest przepływowi w palisadach i stopniach turbinowych wysoko obciążonych, gdzie sprawność przepływowa może być relatywnie niska. Stosowanie stopni wysoko obciążonych w turbinach gazowych jest powszechne w celu zmniejszenia masy i gabarytów urządzeń, Chmielniak i in. [429], co wydaje się szczególnie ważne w aplikacjach lotniczych. Z kolei w turbinach parowych pracujących w energetyce stosowanie stopni wysoko obciążonych związane jest z podnoszeniem parametrów obiegu i wydłużeniem linii ekspansji, Chmielniak i in. [430,431]. Wiedza z dziedziny maszyn wirnikowych podpowiada nam, że wraz ze wzrostem obciążenia stopni turbinowych i przesunięciem w kierunku niższych wartości współczynnika prędkości u/c_{0t} (u – prędkości obrotowa, c_{0t} – prędkość izentropowa) następuje spadek sprawności przepływowej układu łopatkowego, Denton [18], Puzyrewski [2]. Wzrost odchylenia przepływu w palisadzie stopni wysoko obciążonych i wzrost gęstości palisady (redukcja stosunku podziałka/cięciwa) prowadzą do wzrostu zarówno strat przepływu w obszarach warstw przysciennych przy profilu, Coull i Hodson [57],

Bear i in. [432], oraz przy ograniczeniach zewnętrznych, przy czym obserwuje się także wzrost intensywności przepływów wtórnych i przecieku nadłopatkowego, Gregory-Smith [20], Sjolander [21]. Wzrasta także udział strat krawędziowych w bilansie strat profilowych przy przejściu do obszaru naddźwiękowego, Denton i Xu [53], oraz przy znacznie grubszych krawędziach wylotowych i większej intensywności wirowości w śladzie spływowym, Zhou i in. [433], Melzer i Pullan [434]. Wysoko obciążone stopnie turbinowe cechuje wzrost odchylenia przepływu w palisadzie i wzrost gęstości palisady, co prowadzi zarówno do wzrostu strat przepływu w obszarach warstw przyściennych, wzrostu intensywności przepływów wtórnych i przecieków nadłopatkowych oraz zwiększonej intensywności efektów niestacjonarnego oddziaływania wieńców spowodowanego transportem śladów spływowych przez obszar wieńca położonego w dół przepływu. To właśnie w przypadku stopni turbinowych wysoko obciążonych upatruje się największych możliwości poprawy sprawności.

W niniejszym rozdziale przedstawiono analizę numeryczną sprawności przepływowej układów łopatkowych:

- wysoko obciążonej palisady łopatkowej National Research Council of Canada (NRCC), Moustapha i in. [435] (palisada nr 1),
- wysoko obciążonej palisady łopatkowej z National Aerospace Laboratory w Tokio, Yamamoto i in. [115] (palisada nr 2).

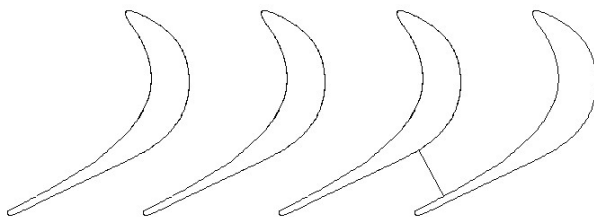
Powyższe dwie palisady charakteryzują się bardzo dużymi kątami odchylenia przepływu. Stosowane są w turbinach gazowych. Powstały w rezultacie realizacji prac nad obniżeniem wartości wskaźnika określającego stosunek wagi układu łopatkowego do mocy przezeń generowanej. Analiza ich aerodynamiki wzbogaca wiedzę o mechanizmach generacji strat przepływu w układach łopatkowych.

Palisada NRCC

Rozważana palisada pierścieniowa powietrzna NRCC ma następujące parametry geometryczne:

- promień wewnętrzny – 0,3815 m,
- promień zewnętrzny – 0,5715 m,
- wysokość kanału H – 0,19 m,
- cięciwa profilu C – 0,214 m,
- cięciwa osiowa profilu C_{ax} – 0,1885 m,
- podziałka palisady p – 0,124 m,
- liczba łopatek – 24,
- wysokość względna H/C – 0,89,
- podziałka względna p/C – 0,58,
- projektowy kąt wlotowy – -64° ,
- projektowy kąt wylotowy – $64,5^\circ$, co daje odchylenie palisady na poziomie $128,5^\circ$.

Na rys. 152 przedstawiono kształt kanału łopatkowego badanej palisady w przekroju obwodowym na średnicy podziałowej.

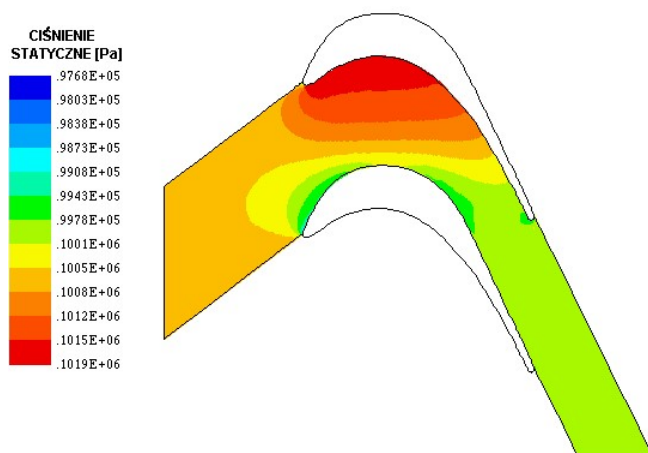


Rys. 152. Palisada NRCC

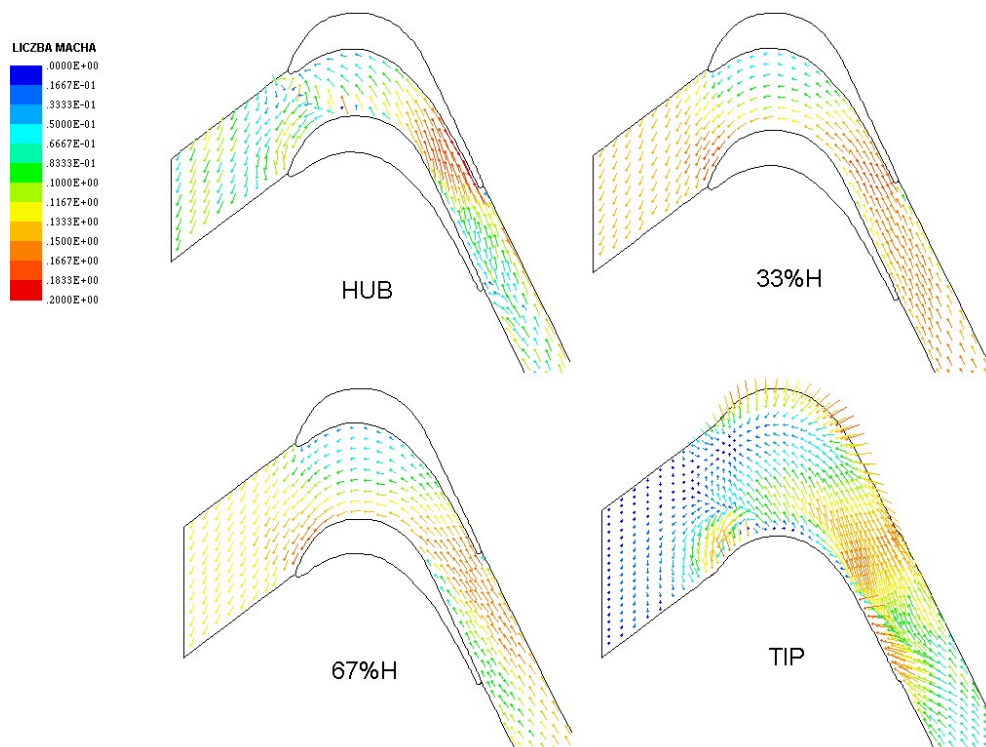
Palisada pracuje w zakresie prędkości wlotowej $V_{in}=23\text{--}47$ m/s, co odpowiada zakresowi liczby Reynoldsa odniesionej do prędkości wlotowej i cięciwy profilu na poziomie $3\cdot 10^5\div 6\cdot 10^5$. Dla celów obliczeniowych przyjęto nominalne warunki napływu na palisadę. Palisada pracuje w warunkach nadciśnienia na wlocie $p_{Tex}=1.02$ bar, a wylot następuje do atmosfery – $p_{in}=1$ bar.

Obliczenia prowadzono z wykorzystaniem solwera FlowER, z uwzględnieniem przecieku nadłopatkowego. Nad łopatką wolnonośną pozostawiono szczelinę o rozmiarze 1,4% wysokości kanału. Na rys. 153 i 154 przedstawiono izolinie ciśnienia statycznego na średnicy podziałowej oraz wektory pola prędkości kolorowane według liczby Macha w czterech przekrojach: przy stopie, na wysokości 33% i 67% wysokości kanału oraz przy ograniczeniu zewnętrznym palisady. W przekrojach średnich odbywa się regularny bezoderwaniowy przepływ czynnika. Przy stopie obserwuje się intensywny przepływ poprzeczny w kanale, a odnoga ciśnieniowa wiru podkowiastego zbliża się do powierzchni ssącej profilu w odległości 30% cięciwy osiowej profilu. Przy ograniczeniu górnym obserwuje się zarówno strumień przecieku nadłopatkowego, jak i strumień przepływu poprzecznego. Linia rozdziału tych strumieni przebiega przy/ponad powierzchnią cisnącą łopatki.

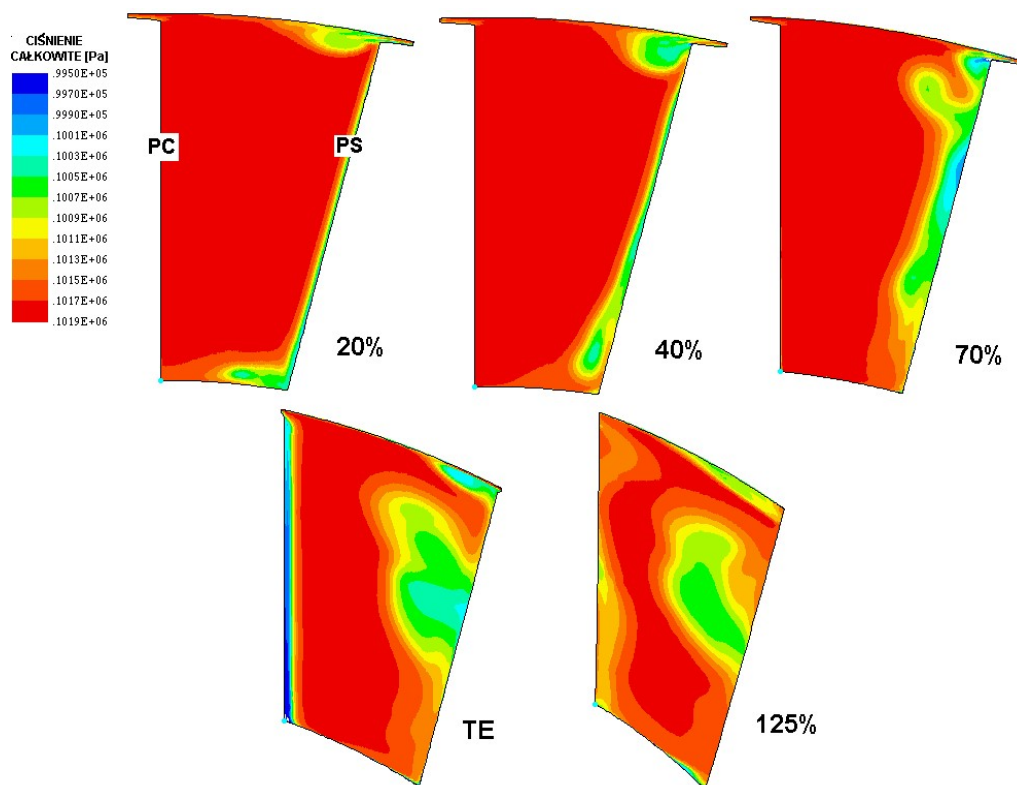
Na rys. 155 przedstawiono izolinie ciśnienia całkowitego w przekrojach położonych w kanale łopatkowym w odległości 20%, 40% i 70% cięciwy osiowej za krawędzią wlotową łopatki, a następnie na krawędzi wylotowej i w przekroju położonym za nią w odległości 25% cięciwy osiowej. Wiry kanałowe przy obu ograniczeniach są już dobrze ukształtowane w przedniej części kanału (20% i 40%). Strumień przecieku nadłopatkowego zablokowany przepływem poprzecznym związa się w strukturę wirową, co widać w przekroju położonym w odległości 70% cięciwy osiowej za krawędzią wlotową. Oddziaływanie wiru przecieku nadłopatkowego z wirami kanałowymi powoduje przemieszczanie się tego drugiego w kierunku średnicy podziałowej i równocześnie w kierunku powierzchni cisnącej łopatki. Wir kanałowy przy stopie przemieszcza się w kierunku średnicy podziałowej. W przekroju położonym przy krawędzi wylotowej (TE) obserwuje się interakcję wirów kanałowych pochodzących z przeciwnych ograniczeń i utworzenie silnego centrum strat przepływów wtórnych w pobliżu średnicy podziałowej. Obszar obniżonej wartości ciśnienia całkowitego zajmuje ok. 50% szerokości kanału, tj. odległości pomiędzy powierzchnią cisnącą i ssącą sąsiednich łopatek.



Rys. 153. Izolinie ciśnienia statycznego na średnicy podziałowej palisady NRCC



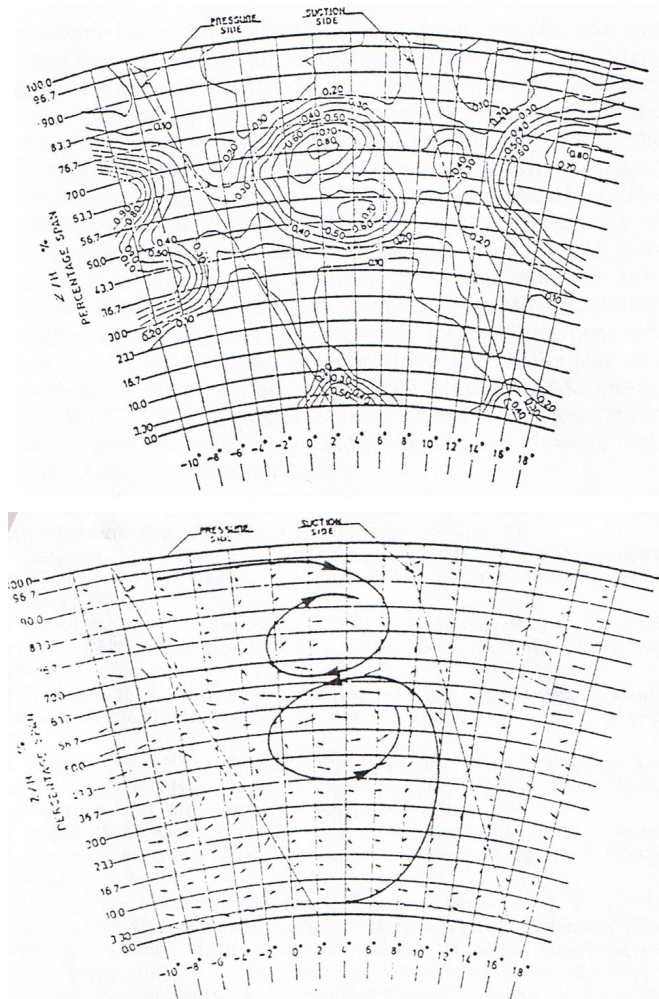
Rys. 154. Wektory pola prędkości w kolejnych przekrojach od stopy (HUB) do wierzchołka (TIP). Liczby oznaczają położenie przekroju względem stopy w % wysokości (H).



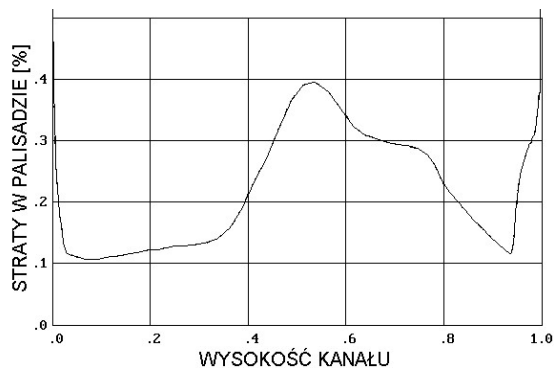
Rys. 155. Izolinie ciśnienia całkowitego w kolejnych przekrojach od wlotu do wylotu palisady NRCC. Liczby oznaczają położenie przekroju względem krawędzi wlotowej w % cięciwy osiowej; TE - krawędź wylotowa.

Na rys. 156 przedstawiono zaczerpnięte z pracy [435] wyniki badań eksperymentalnych palisady NRCC bez przecieku nadłopatkowego - kontury ciśnienia całkowitego i wektory przepływów wtórnych w płaszczyźnie wylotowej. Zgodność wyników badań eksperymentalnych i oceny numerycznej rozwoju przepływów wtórnych przedstawionej na rys. 155 ma tu charakter jakościowy.

Na rys. 157 przedstawiono wyznaczony numerycznie rozkład wzdłuż wysokości kanału strat entalpii w palisadzie NRCC w odległości 30% cięciwy osiowej za krawędzią wylotową palisady. Straty przecieku nadłopatkowego stanowią tu niewielką część ogólnego poziomu strat. Straty przepływów wtórnych są bardzo wysokie. Stanowią ok. 45% całej straty przepływu w palisadzie, która w badanym przekroju jest równa 22,6%. W dół przepływu następuje dalsze mieszanie wirów kanałowych i przecieku nadłopatkowego z przepływem głównym. Straty przepływu odpowiadające pełnemu wymieszaniu strumieni sięgają 30%.



Rys. 156. Kontury ciśnienia całkowitego i wektory przepływów wtórnych w płaszczyźnie wylotowej palisady NRCC – wyniki pomiarów [435]



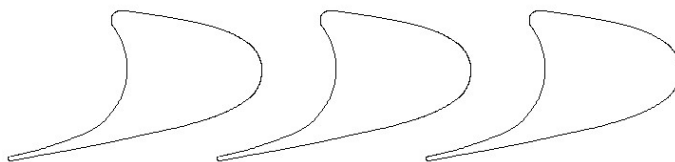
Rys. 157. Rozkład wzdłuż wysokości kanału strat entalpii w palisadzie NRCC

Palisada Yamamoto

Palisada pierścieniowa Yamamoto i in. [115] ma następujące parametry geometryczne:

- średnica wewnętrzna – 0,3555 m,
- średnica zewnętrzna – 0,487 m,
- wysokość kanału H – 0,06575 m,
- cięciwa profilu C – 0,0729 m,
- cięciwa osiowa profilu C_{ax} – 0,06 m,
- podziałka palisady p – 0,0827 m,
- liczba łopatek – 16,
- wysokość względna H/C – 0,9,
- podziałka względna p/C – 1,175
- projektowy kąt wlotowy – -78° ,
- projektowy kąt wylotowy – 72° ; odchylenie przepływu w palisadzie wynosi więc 150° .

Szczelina nadłopatkowa ma o rozmiar 1,8 mm, co stanowi 2,75% wysokości kanału. Kształt kanału łopatkowego badanej palisady w przekroju obwodowym na średnicy podziałowej pokazano na rys. 158.



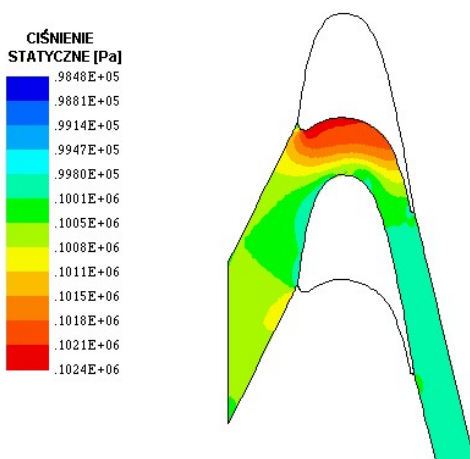
Rys. 158. Palisada Yamamoto

Przyjęto nominalne warunki napływu na palisadę. W obciążeniu nominalnym – liczba Reynoldsa w przekroju wylotowym odniesiona do cięciwy profilu wynosi $1,4 \cdot 10^5$. Założono nadciśnienie wlotowe $p_{Tex} = 1,025$ bar i wylot do atmosfery – $p_{in} = 1$ bar.

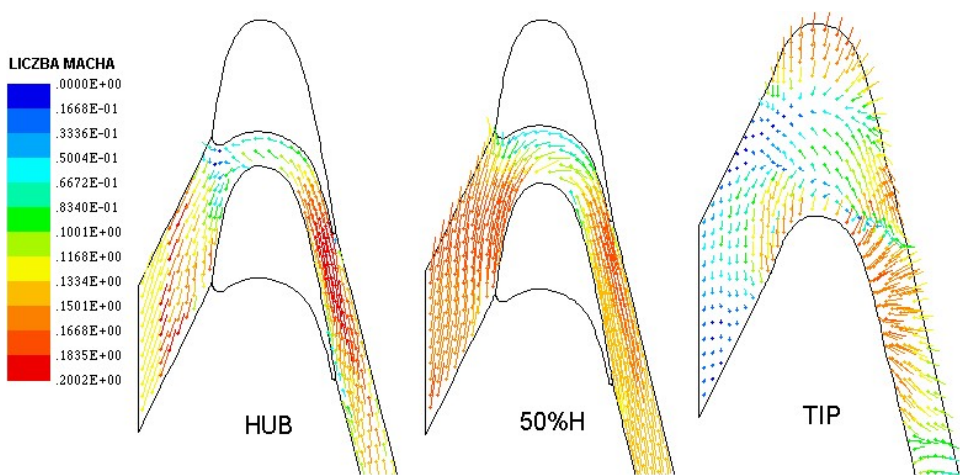
Obliczenia z uwzględnieniem przecieku nadłopatkowego prowadzono z wykorzystaniem solwera FlowER. Obraz przepływu w palisadzie Yamamoto jest jakościowo podobny do tego, co zaobserwowano w palisadzie NRCC. Na rys. 159 i 160 przedstawiono izolinie ciśnienia statycznego na średnicy podziałowej oraz wektory pola prędkości kolorowane według liczby Macha w trzech przekrojach – przy stopie, na średnicy podziałowej oraz przy ograniczeniu zewnętrznym palisady. Przepływ poprzeczny w kanale przy stopie sięga powierzchni ssącej już w przedniej części kanału. Przy ograniczeniu górnym przeciek nadłopatkowy jest bardziej intensywny niż w palisadzie NRCC – względna wysokość szczeliny (odniesiona do wysokości kanału) jest tu dwukrotnie większa. Linia rozdziału strumieni przecieku nadłopatkowego i przepływu poprzecznego przebiega podobnie przy/ponad powierzchnią cisnącą łopatki.

Na rys. 161 przedstawiono izolinie ciśnienia całkowitego w przekrojach położonych w kanale łopatkowym w odległości 40% i 70% cięciwy osiowej za

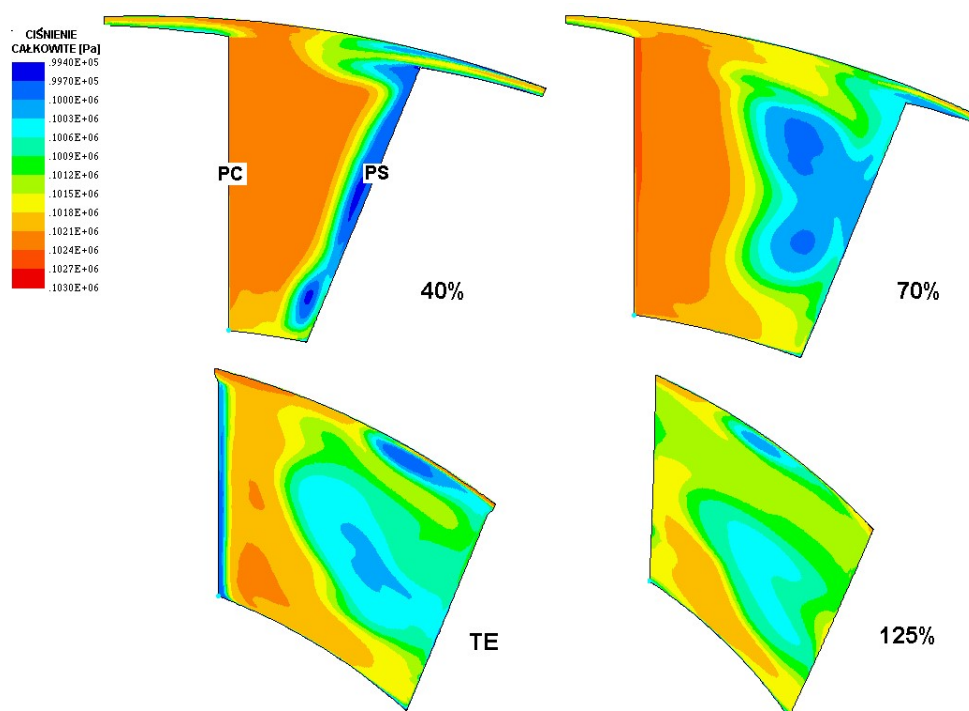
krawędzią wlotową łopatki, na krawędzi wylotowej i za nią w odległości 25% cięciwy osiowej. Wir przecieku nadłopatkowego jak i wiry kanałowe przy obu ograniczeniach są już dobrze ukształtowane w przekroju położonym w odległości 40% cięciwy osiowej za krawędzią wlotową. Do interakcji wirów kanałowych pochodzących z przeciwnych ograniczeń, która ma miejsce w okolicy średnicy podziałowej dochodzi już w przekroju położonym w odległości 70% cięciwy osiowej za krawędzią wlotową. Oddziaływanie wiru przecieku nadłopatkowego z wirem kanałowym powoduje przemieszczanie się wiru kanałowego w kierunku powierzchni cisnącej łopatki. W przekroju położonym przy krawędzi wylotowej (TE) centrum strat przepływów wtórnych jest wyraźnie przekoszone w kierunku powierzchni cisnącej sąsiedniej łopatki od strony ograniczenia zewnętrznego. Powyżej średnicy podziałowej obszar obniżonej wartości ciśnienia



Rys. 159. Izolinie ciśnienia statycznego na średnicy podziałowej palisady Yamamoto



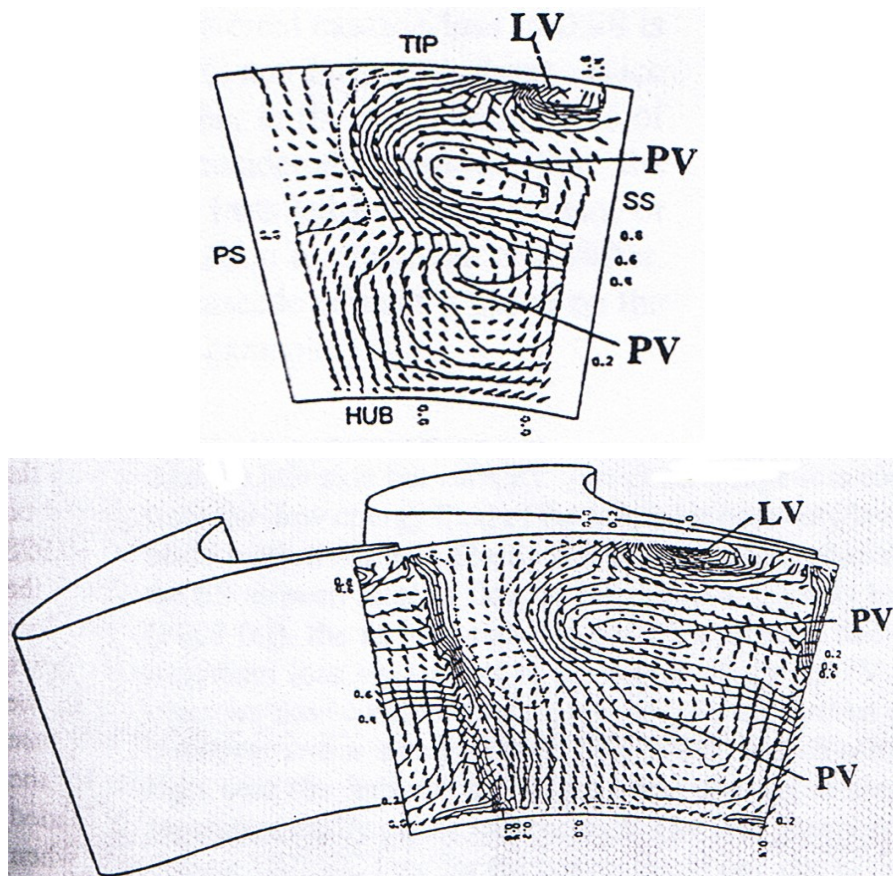
Rys. 160. Wektory pola prędkości w kolejnych przekrojach od stopy do wierzchołka [170]



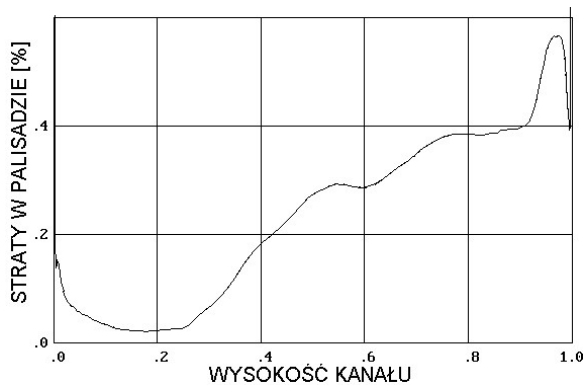
Rys. 161. Izolinie ciśnienia całkowitego w kolejnych przekrojach od wlotu do wylotu palisady Yamamoto. Liczby oznaczają położenie przekroju względem krawędzi wlotowej w % cięciwy osiowej; TE - krawędź wylotowa [170].

całkowitego zajmuje ok. 75% szerokości kanału. Dla porównania na rys. 162 przedstawiono pochodzące z pracy [115] wyniki badań eksperymentalnych palisady Yamamoto – kontury ciśnienia całkowitego wraz z wektorami przepływów wtórnych w dwóch przekrojach położonych w niewielkiej odległości przed i za krawędzią wylotową. Obrazy przepływu są jakościowo podobne do tych, które otrzymano w trakcie obliczeń w niniejszej pracy (rys. 161), tzn. obserwuje się rozległe przekoszone centrum strat przepływów wtórnych i rozległy obszar zajmowany przez wir przecieku nadłopatkowego.

Na rys. 163 przedstawiono rozkład wzdłuż wysokości kanału strat entalpii w palisadzie Yamamoto w odległości 30% cięciwy osiowej za krawędzią wylotową palisady. Straty przepływów wtórnych i przecieku nadłopatkowego są bardzo wysokie. Trudno jest wyodrębnić poszczególne składniki strat i określić np. stratę profilową. Wir kanałowy przy stopie przemieszczając się w kierunku średnicy podziałowej porywa ze sobą warstwę przyścienną z powierzchni ssącej, dzięki czemu obserwuje się redukcję poziomu strat w dolnej części kanału. Uśredniona masowo strata przepływu w badanym przekroju wynosi 23,7%. Straty przepływu odpowiadające pełnemu wymieszanemu strumieni przekraczają 30%.



Rys. 162. Wektory przepływów wtórnych w palisadzie Yamamoto 8% cięciwy osiowej przed (rys. lewy) oraz 2% za krawędzią wylotową – wyniki pomiarów [115].



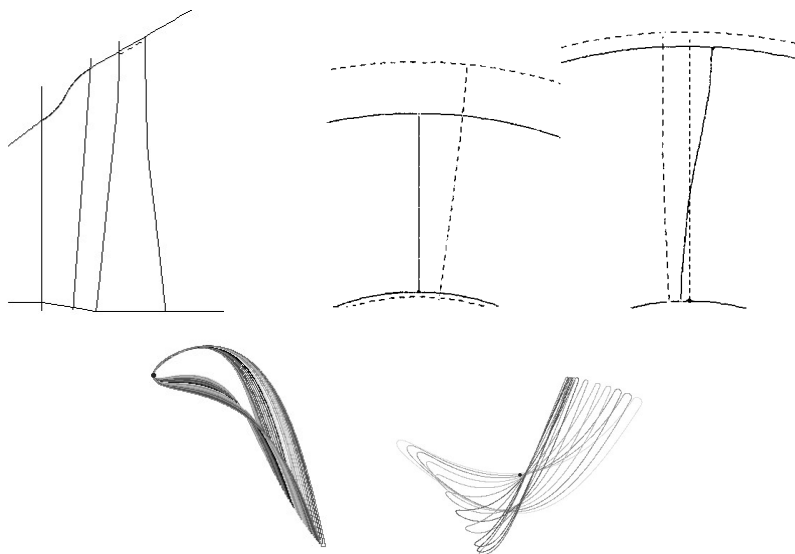
Rys. 163. Rozkład wzdłuż wysokości kanału strat entalpii w palisadzie Yamamoto [170]

3.7. Stopień wylotowy części niskoprężnej turbiny

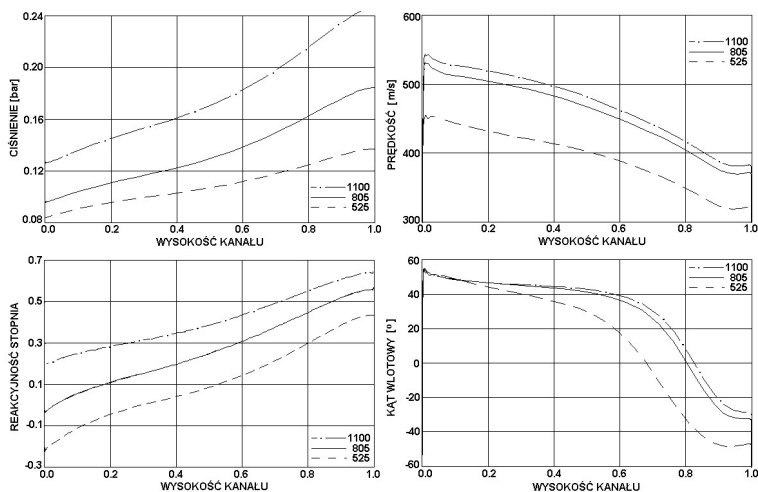
Badany stopień wylotowy pochodzi z części niskoprężnej turbiny o mocy 200 MW. Posiada łopatkę wirnikową wolnonośną o długości 78 cm. Stosunek wysokości kanału do średnicy podziałowej w obszarze kierownicy i wirnika zmienia się w zakresie $0,25 \div 0,35$. Badany stopień wylotowy pracuje w szerokim zakresie obciążeń: stosunek ciśnienia na wylocie i wlocie w zakresie $p_2/p_0 = 0,2 \div 0,5$, temperatura na wlocie $340 \div 350$ K, objętościowe natężenie przepływu na wylocie $G_{v2} = 400 \div 1200$ m³/s, stopień suchości na wylocie $x_2 = 0,92 \div 0,98$. W obliczeniach rozważano trzy obciążenia:

- nominalne – przy spadku ciśnienia $p_2/p_0 = 0,34$, czemu odpowiada masowe natężenie przepływu dla konstrukcji oryginalnej $G = 56,1$ kg/s, objętościowe natężenie przepływu na wylocie $G_{v2} = 805$ m³/s;
- niskie – $p_2/p_0 = 0,51$, $G = 37,9$ kg/s, $G_{v2} = 525$ m³/s;
- wysokie – $p_2/p_0 = 0,25$, $G = 75,3$ kg/s, $G_{v2} = 1100$ m³/s.

Obliczenia numeryczne prowadzono w oparciu o model gazu doskonałego przy stałej wartości stosunku ciepł właściwych i stałej gazowej. W zależności od punktu pracy przyjmowano: $\kappa = 1,08 \div 1,09$, $R = 440 \div 450$ J/kgK. W obliczeniach zmiany obciążenia stopnia uzyskiwano poprzez zmiany ciśnienia wlotowego, pozostawiając ciśnienie na wylocie nie zmienione. Geometrię konstrukcji stopnia w rzucie merydionalnym i promieniowym, pokazującym krawędzie wlotową i wylotową kierownicy i wirnika, oraz w formie profili łopatki kierowniczej i wirnikowej przedstawiono na rys. 164.

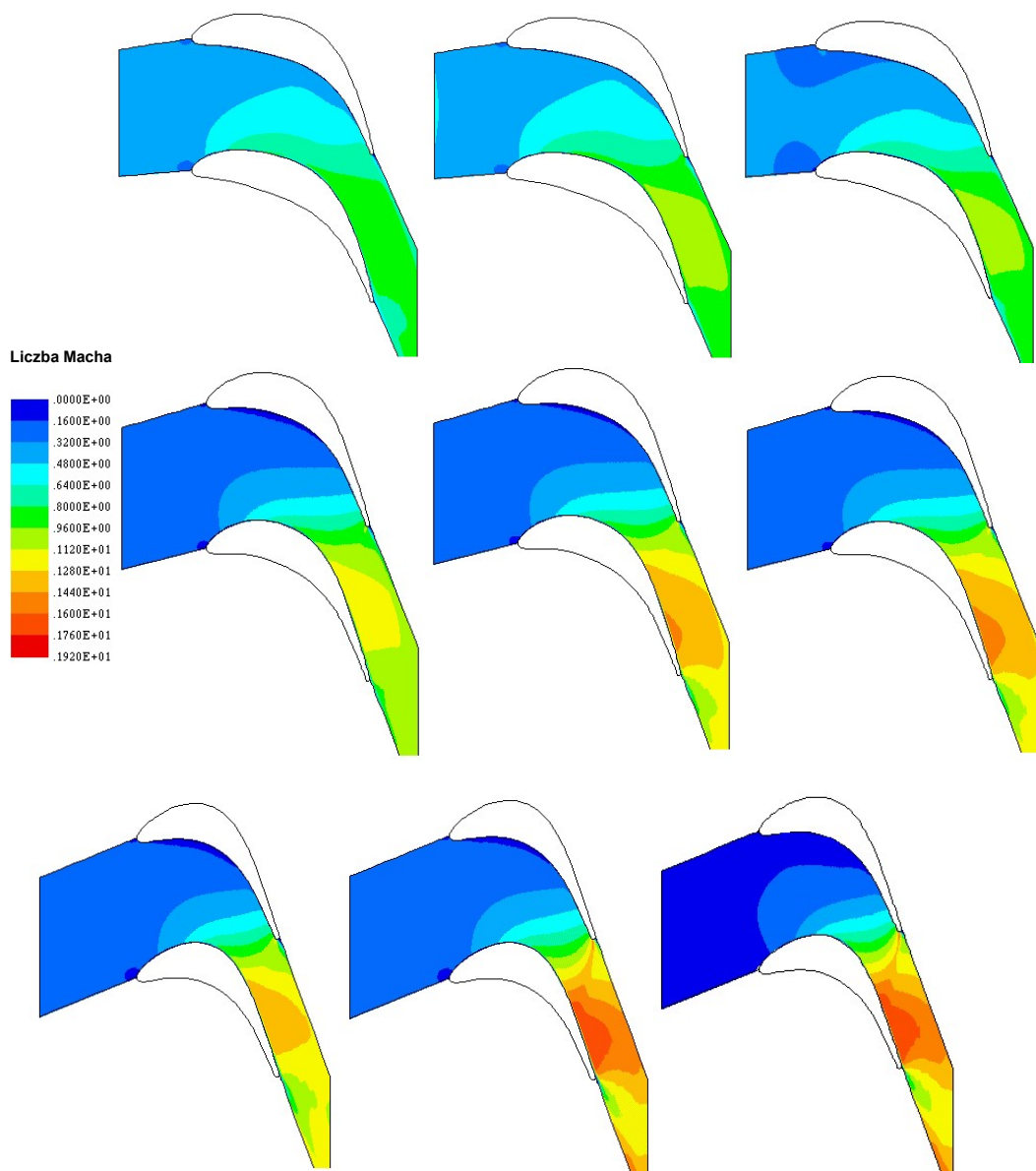


Rys. 164. Geometria konstrukcji oryginalnej. Rzut merydionalny (rys. lewy górny) i promieniowy (rys. prawe górne) kanału w obrębie kierownicy i wirnika; profile łopatki kierowniczej i wirnikowej (rys. dolny)



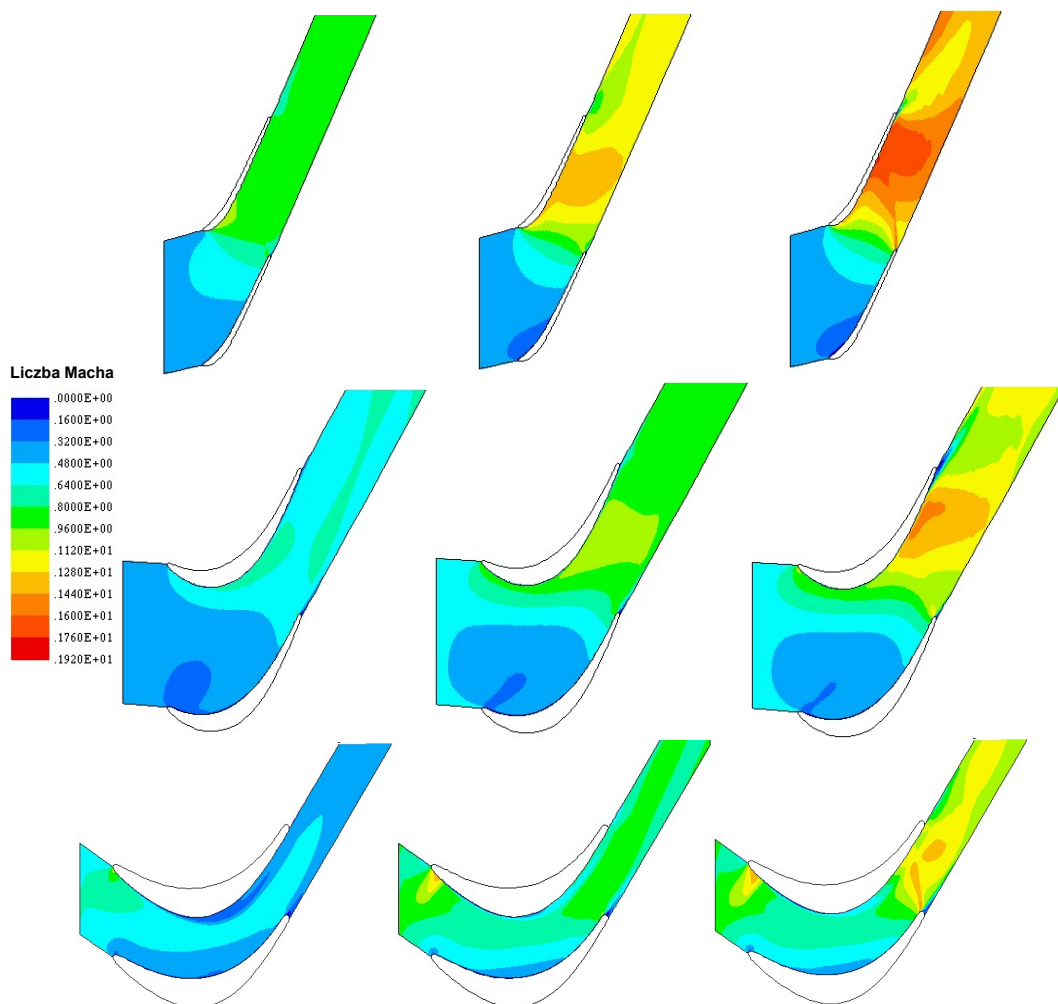
Rys. 165. Rozkład wzdłuż wysokości kanału ciśnienia statycznego i prędkości za kierownicą (rys. górne) oraz rozkład reakcyjności stopnia i kąta napływu na łopatkę wirnikową (rys. dolne) dla trzech badanych obciążeń

Cechą charakterystyczną stopni wylotowych części niskoprężnej jest duży gradient parametrów przepływu wzdłuż wysokości kanału w szczeliny osiowej między wieńcem kierowniczym i wirnikowym. Na rys. 165 pokazano rozkład ciśnienia i prędkości za kierownicą oraz rozkład reakcyjności i kąta wlotowego do palisady wirnikowej w układzie ruchomym. Obserwuje się wysokie ciśnienie w szczeliny międzywieńcowej i wysoką reakcyjność przy wierzchołku, niskie ciśnienie w szczeliny i niską reakcyjność przy stopie. Oznacza to duży spadek ciśnienia w kierownicy i przeciążenie łopatki kierowniczej przy stopie oraz mały spadek ciśnienia w kierownicy i małe obciążenie kierownicy przy wierzchołku. Odwrotnie w wirniku. Łopatką wirnikową jest mocno obciążona przy wierzchołku i niedociążona przy stopie. Dużym zmianom ciśnienia wzdłuż wysokości kanału za kierownicą towarzyszą duże zmiany prędkości i kierunku przepływu. Zmiany kąta napływu na łopatkę wirnikową wymuszają duże skrócenie łopatek wirnikowych wzdłuż wysokości kanału, co widać na rysunku geometrii konstrukcji (rys. 164). Rysunki 166÷167 ukazują izoliny liczb Macha w kierownicy i wirniku dla trzech badanych obciążeń w trzech przekrojach – przy wierzchołku w odległości 10% wysokości kanału od ograniczenia, na średnicy podziałowej i przy stopie, także w odległości 10% wysokości kanału od ograniczenia. Z przebiegu izoliny widać lokalizację stref przepływu pod- i nadzwźwiękowego oraz lokalizację fal uderzeniowych. Dla wszystkich badanych obciążeń w dolnej części kanału łącznie z przekrojem na średnicy podziałowej wylot z kierownicy jest nadzwźwiękowy, przy czym średnia liczba Macha na wylocie z kierownicy wynosi odpowiednio 1,0, 1,15 lub 1,20, kolejno dla obciążenia od niskiego do wysokiego. Dla obciążenia nominalnego i wysokiego w kierownicy przy stopie obserwuje się skośne fale uderzeniowe w pobliżu krawędzi wylotowej biegnące



Rys. 166. Liczba Macha w kierownicy przy wierzchołku 10% wysokości kanału od ograniczenia górnego (rys. górne), na średnicy podziałowej (rys. środkowe) i przy stopie 10% wysokości kanału od ograniczenia dolnego (rys. dolne) dla trzech obciążeń: 525 m³/s (rys. lewe), 805 m³/s (rys. środk.) i 1100 m³/s (rys. prawe)

od powierzchni cisnącej z możliwymi odbiciami od powierzchni ssącej, a liczba Macha lokalnie przekracza 1,7. W górnej części kanału, tj. przy ograniczeniu zewnętrznym w warunkach rozszerzającego się ograniczenia, prędkości przeważnie są poddźwiękowe. Dla wyższych obciążeń prędkość dźwięku jest przekroczona jedynie lokalnie przy powierzchni ssącej.

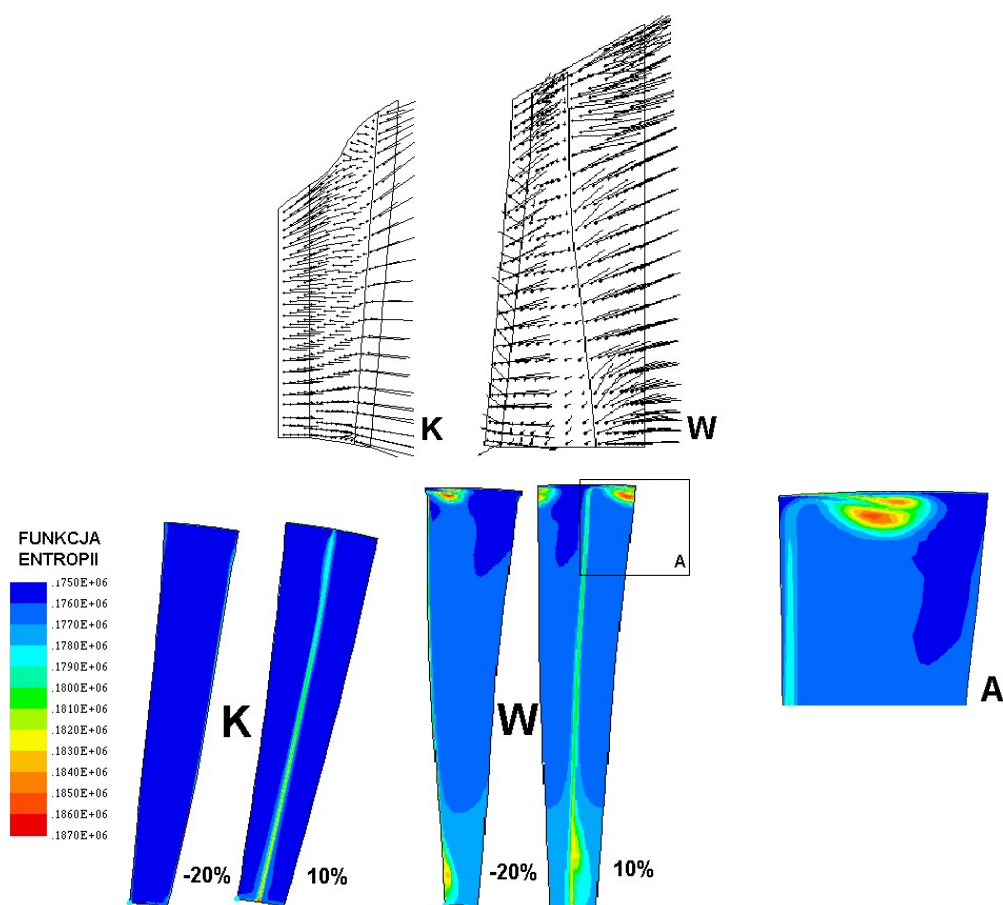


Rys. 167. Liczba Macha w wirniku przy wierzchołku 10% wysokości kanału od ograniczenia górnego (rys. górne), na średnicy podziałowej (rys. środkowe) i przy stopie 10% wysokości kanału od ograniczenia dolnego (rys. dolne) dla trzech obciążeń: 525 m³/s (rys. lewe), 805 m³/s (rys. środkowe) i 1100 m³/s (rys. prawe)

W interesujący sposób zmienia się struktura przepływu w wirniku, szczególnie przy stopie. Przy obciążeniu niskim prędkości są poddźwiękowe. Obserwuje się oderwanie przepływu przy powierzchni ssącej. Oderwanie to ma znaczny zasięg – można oszacować, że zajmuje ok. 1/4 szerokości kanału (zwróćmy uwagę, że reakcyjności stopnia przy stopie dla obciążenia niskiego i nominalnego pozostają ujemne – dla obciążenia niskiego jest to wartość poniżej –20%). Przy obciążeniu nominalnym i wysokim, przy stopie obserwuje się prędkości naddźwiękowe w okolicy krawędzi natarcia łopatki wirnikowej (jest to także efekt niskiej reakcyjności przy stopie, przeciążenia łopatki kierowniczej i wysokich prędkości na wylocie z kierownicy). Przejście do przepływu poddźwięko-

wego przy powierzchni ssącej profilu odbywa się tu przy udziale fali uderzeniowej. W dół przepływu przy powierzchni ssącej obserwuje się długi obszar lokalnego oderwania przepływu. Przy stopie przepływu w gardle jest poddźwiękowy dla obciążenia niskiego i nominalnego, naddźwiękowy dla obciążenia wysokiego. Prędkości w gardłach kanału wirnikowego wzrastają stopniowo w kierunku ograniczenia zewnętrznego. Liczba Macha dla obciążenia wysokiego sięga lokalnie 1,8. Przy wierzchołku obserwuje się wyraźną skośną falę uderzeniową w pobliżu krawędzi wylotowej biegnącą od powierzchni cisnącej w kierunku powierzchni ssącej. Średnia liczba Macha na wylocie z wirnika kształtuje się na poziomie 0,75, 0,95 i 1,15, kolejno dla obciążenia niskiego do wysokiego.

Na rys. 168 przedstawiono wektory pola prędkości przy powierzchni ssącej kierownicy i wirnika oraz izoliny ciśnienia całkowitego w wybranych przekrojach kanału przepływowego w obszarze kierownicy i wirnika dla obciążenia

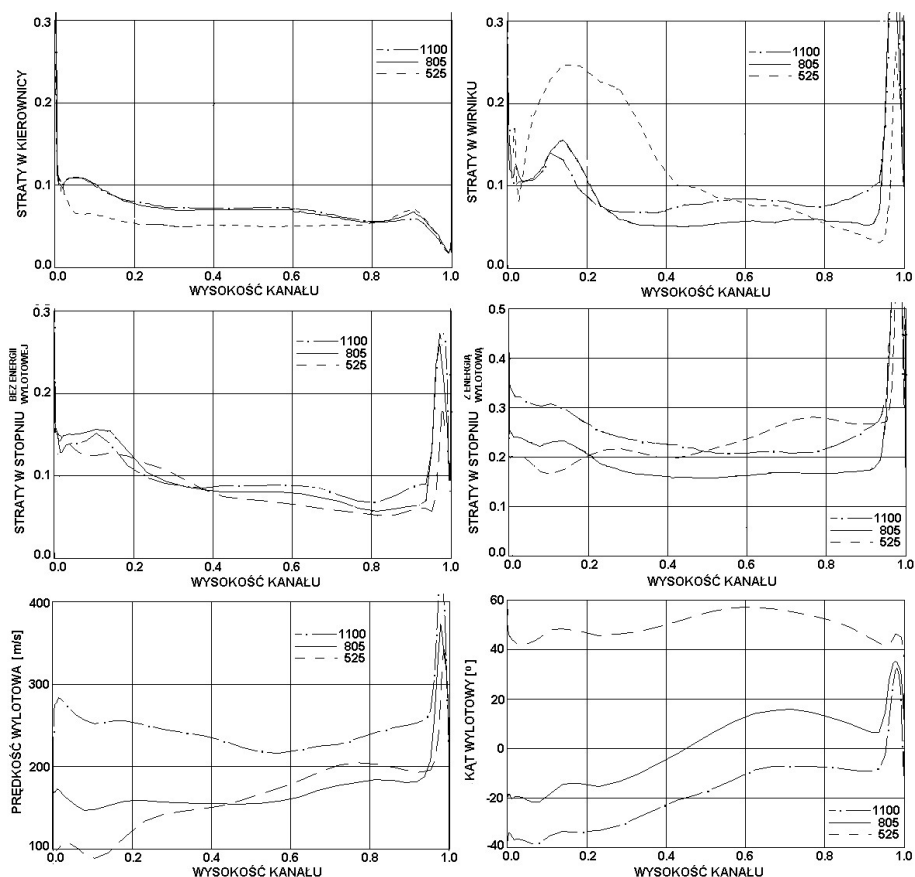


Rys. 168. Wektory pola prędkości przy powierzchni ssącej kierownicy i wirnika (rys. górne) oraz izoliny funkcji entropii (rys. dolne) w przekrojach położonych 20% ścięciwy osiowej przed i 10% za krawędzią wylotową kierownicy i wirnika dla obciążenia nominalnego $805 \text{ m}^3/\text{s}$

nominalnego. Wektory pola prędkości przy powierzchni ssącej wskazują na obecność składowej promieniowej prędkości w obszarach formowania się przepływów wtórnych, co widać szczególnie w kierownicy przy wierzchołku oraz w wirniku przy stopie. Wpływ efektów brzegowych na charakter przepływu w kierownicy nie jest znaczący, o czym można się przekonać z rysunku izolinii ciśnienia całkowitego. Zmiany kształtu śladu za kierownicą w obszarach przepływów wtórnych są słabo uwypuklone, znacznie wyraźniejszy jest wzrost wartości funkcji entropii w przekrojach w dolnej części kanału – jest to głównie wzrost strat przepływu naddźwiękowego w obszarze krawędzi wylotowej. Izolinie ciśnienia całkowitego na wylocie z wirnika ukazują efekt przecieku nadłopatkowego obejmującego swym zasięgiem ok. 8% wysokości kanału od górnego ograniczenia. Na powiększeniu tego obszaru widać rozbudowaną strukturę wiru przecieku nadłopatkowego oraz spłaszczony wir kanałowy (o przeciwnym kierunku rotacji) wciśnięty pomiędzy wir przecieku i ograniczenie górne. Wir kanałowy pochodzi z oderwania przepływu poprzecznego zablokowanego przeciekiem nadłopatkowym. W dolnej części kanału obserwujemy rozległe centrum strat przepływu powstałe w rezultacie oddziaływania przepływów wtórnych przy stopie i oderwania przepływu przy powierzchni ssącej.

Na rys. 169 zebrano rozkłady wzdłuż wysokości kanału strat entalpii w kierownicy, wirniku i w stopniu bez i łącznie z energią wylotową oraz rozkłady prędkości wylotowej i kąta wylotowego w układzie bezwzględny dla trzech zadanych obciążeń stopnia. Miejscami o podwyższonym poziomie strat przepływowych są: w kierownicy – obszar przy stopie związany z obecnością prędkości naddźwiękowych, w wirniku – obszar przy stopie związany z niedociążeniem łopatki i obszar wpływu przecieku nadłopatkowego przy ograniczeniu zewnętrznym. Rozkład strat w stopniu stanowi złożenie tendencji obserwowanych w kierownicy i wirniku. Ze względu na duży poziom energii wylotowej strumienia pary opuszczającego stopień, jej rozkład wzdłuż wysokości kanału ma istotny wpływ na rozkład całkowitej straty entalpii w stopniu z energią wylotową w całym zakresie obciążeń. Energia wylotowa jest największa w obszarze przecieku nadłopatkowego, gdyż strumień pary z przecieku nie wykonuje pracy w stopniu. „W górę i w dół” od obciążenia nominalnego kierunek przepływu na wylocie ze stopnia oddala się znacznie od kierunku osiowego, podnosząc wartość średnią całkowitej straty przepływu i powodując zmiany w rozkładzie strat całkowitej stosownie do zmian rozkładu prędkości wylotowej. Przedstawione rozkłady strat mierzone są w odległości 40% cięciwy osiowej wirnika za jego krawędzią wylotową, co oznacza, że w dół przepływu należy spodziewać się dalszych strat mieszania. Istnieje także możliwość odzysku ciśnienia w dyfuzorze wylotowym i zmniejszenia straty wylotowej.

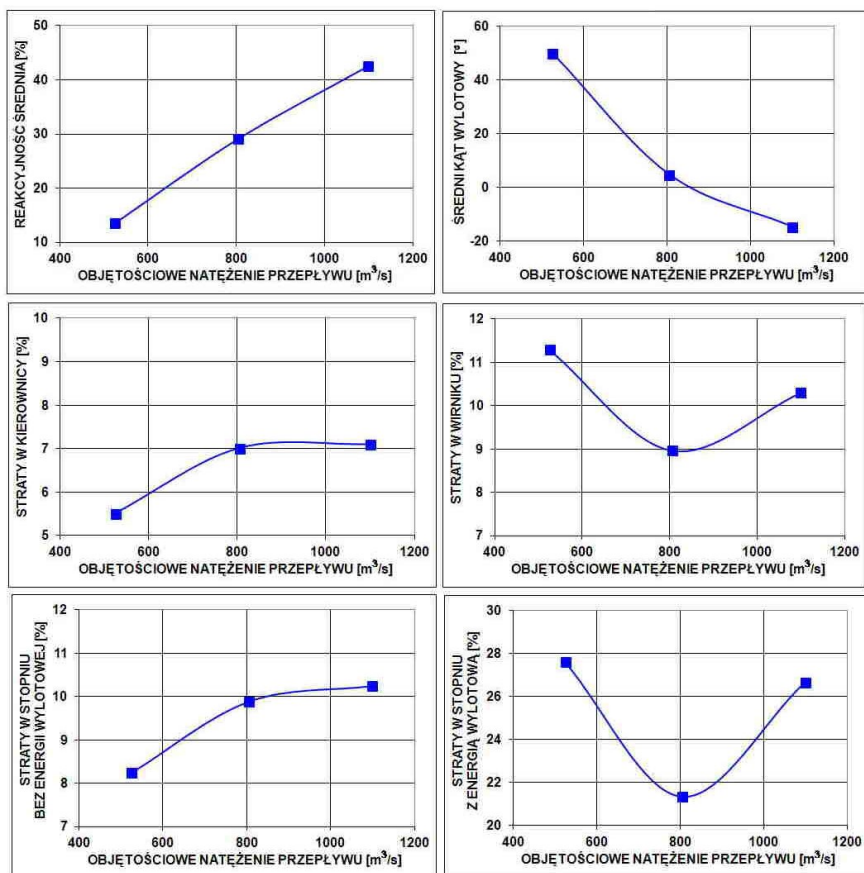
Na rys. 170 przedstawiono zmianę wartości średniej reakcyjności stopnia, kąta obwodowego na wylocie ze stopnia w układzie bezwzględny oraz zmianę strat entalpii w kierownicy, wirniku i w stopniu bez i z uwzględnieniem energii wylotowej dla badanego stopnia wylotowego części niskoprężnej turbiny w funkcji objętościowego natężenia przepływu (w przekroju wylotowym ze



Rys. 169. Rozkład wzdłuż wysokości kanału strat entalpii w kierownicy, wirniku (wiersz górny), strat w stopniu bez energii wylotowej i z energią wylotową (wiersz środkowy) oraz rozkład prędkości wylotowej i kąta wylotowego w układzie bezwzględny (wiersz dolny) dla trzech obciążeń – 525, 805 i 1100 m³/s

stopnia). Reakcyjność wykazuje tendencję rosnącą ze wzrostem obciążenia. W badanym zakresie obciążeń rośnie o ok. 30%. Zakres zmian średniego kąta wylotowego w badanym przedziale obciążeń jest szeroki i przekracza 60°. Optymalna zerowa wartość wypada w okolicy obciążenia nominalnego. Najbardziej niekorzystna wartość kąta wylotowego przypada na obciążenia niskie, gdzie wpływ z wirnika jest daleki od kierunku osiowego.

Zmiany strat entalpii w kierownicy ze zmianą obciążenia są nieznaczne, a straty wykazują tendencję wzrostową ze wzrostem obciążenia. Straty w wirniku posiadają minimum w okolicy obciążenia nominalnego i znacząco rosną po obu stronach tego obciążenia. Zmiany strat entalpii w stopniu bez energii wylotowej wykazują tendencję wzrostową wraz ze wzrostem obciążenia. Straty w stopniu z uwzględnieniem energii wylotowej posiadają minimum w okolicy obciążenia nominalnego, gdzie kierunek przepływu na wylocie z wirnika jest bliski kierunkowi osiowemu. O ile zmiany strat entalpii w badanych stopniach



Rys. 170. Zmiany reakcyjności i kąta wylotowego w układzie bezwzględny (wiersz górny), strat entalpii w kierownicy i wirniku (wiersz środkowy) oraz strat w stopniu bez energii wylotowej i z energią wylotową (wiersz dolny) w funkcji objętościowego natężenia przepływu na wylocie.

bez energii wylotowej zmieniają się jedynie do 2% w badanym zakresie obciążeń, to zmiany strat entalpii łącznie z energią wylotową są większe, bo przekraczają 6%. Przedstawione rezultaty obliczeń opierają się na założeniu symetrii obwodowej (obliczenia w jednym kanale przepływowym każdego wieńca) i nie uwzględniają efektów niesymetrii przepływu w obszarze dyfuzora wylotowego.

3.8. Podsumowanie rozdziału 3

W niniejszym rozdziale, przedstawiono wyniki własnych badań mechanizmów generacji strat przy wykorzystaniu solwera przepływowego opartego na metodzie RANS. Określono wpływ względnej wysokości łopatki, typu profilu, odchylenia palisady, kierunku napływu strumienia, promieniowego gradientu ciśnienia i innych wielkości na rozwój przepływów wtórnych i strat brzegowych.

Pokazano, że w przypadku mocno odchylających palisad z krótkimi łopatkami dochodzi do połączenia obszarów strat pochodzących od przeciwległych ograniczeń w jedno silne centrum strat położone w pobliżu średnicy podziałowej. Przy wzroście obciążenia palisady i przesunięciu napływu na stronę cisnącą profilu obserwuje się wzrost intensywności wirów kanałowych i zwiększenie poziomu strat przepływów wtórnych. Promieniowe gradienty ciśnienia powodują redystrybucję strat przepływów wtórnych wzdłuż wysokości kanału. Zwrócono także uwagę na osobliwości w kształtowaniu się przepływów wtórnych w warunkach nienominalnego napływu. Przy przesunięciu napływu na stronę ssącą profilu w przedniej części kanału następuje odwrócenie roli powierzchni ssącej i cisnącej i odwrócenie kierunku przepływu poprzecznego, z czego może powstać odwrotny wir kanałowy.

Określono wpływ względnej szerokości szczeliny nadłopatkowej, odchylenia palisady, kierunku napływu strumienia oraz względnego ruchu łopatki i ograniczenia zewnętrznego na kształtowanie się przecieku nadłopatkowego. Opiszano interakcję wiru przecieku nadłopatkowego i wiru kanałowego. Stwierdzono, że ze wzrostem szerokości szczeliny następuje wzrost intensywności i rozmiarów wiru przecieku nadłopatkowego oraz redukcja wiru kanałowego. Intensywność wiru kanałowego wzrasta jednak wyraźnie przy wzroście obciążenia i odchylenia przepływu w palisadzie i przy przesunięciu napływu na stronę cisnącą – dotyczy to zarówno wiru kanałowego będącego w interakcji z wirum przecieku nadłopatkowego, jak i położonego przy przeciwległym ograniczeniu. Względny ruch łopatki i ograniczenia zewnętrznego jest czynnikiem powodującym redukcję intensywności przecieku i wiru kanałowego.

Przedstawiono własności oddziaływania przecieku nadbandażowego i przepływu przytarczowego z przepływem głównym i przepływami wtórnymi. Przecieki te powodują odessanie niskoenergetycznego płynu z obszaru warstwy przyściennej przy ograniczeniach do szczelin technologicznych. Dzięki temu, w porównaniu do układu bez szczelin, obserwuje się redukcję intensywności przepływów wtórnych w bieżącym wieńcu. Jednakże zmniejszenie masowego natężenia przepływu w kanale głównym i lokalne zmiany kierunku przepływu mogą prowadzić do zwiększenia rozmiarów stref oderwania. W odróżnieniu od przecieku nad łopatkami wolnonośnymi, przeciek nadbandażowy nie tworzy struktury wirowej przy powrocie do obszaru przepływu głównego, lecz w miarę jednorodną wzdłuż obwodu strefę mieszania turbulentnego (pomijając pulsacje parametrów związane z transportem śladów spływowych z kierownicy przez obszar szczeliny nadbandażowej). Opiszano mechanizm generacji strat w wieńcu łopatkowym położonym w dół przepływu związany z oddziaływaniem przecieku nadbandażowego. Lokalny napływ strumienia przecieku na powierzchnię ssącą wieńca położonego w dół przepływu prowadzi do powstania intensywnego przepływu recyrkulacyjnego w kanale. Z niego powstaje silny wir kanałowy, który tworzą zarówno elementy warstwy przyściennej, jak i wysoko-energetyczna strefa mieszania przecieku nadbandażowego. Znaczna część nadwyżki energii kinetycznej przecieku ulega dysypacji w obszarze kolejnego wieńca. Pozostało-

ści przecieku nadbandażowego są rozpoznawalne przy krawędzi wylotowej kolejnego wieńca jako obszary o podwyższonej wartości ciśnienia całkowitego.

Omówiono niestacjonarne oddziaływanie typu kierownica/wirnik i transport śladów spływowych, prowadzące do oscylacji w czasie obciążeń aerodynamicznych łopatek o charakterze wysokoczęstotliwościowym. Ślad spływowy z kierownicy tworzy strukturę „ujemnego strumienia” i ulega deformacji w obszarze wieńca wirnikowego. Szczególną uwagę zwrócono na oscylacje (redukcję) rozmiarów strefy oderwania oraz intensywności wirów kanałowych związane z transportem śladów spływowych. Opisano także transport trójwymiarowych śladów spływowych obejmujących intensywne wiry kanałowe, a w szczególności wir przecieku nadłopatkowego. Struktura wiru przecieku nadłopatkowego porożciniana na segmenty krawędziami wlotowymi następnej kierownicy wchodzi w skład pulsującego przepływu recyrkulacyjnego, porywającego także warstwę przyścienną z ograniczenia, z czego powstaje pulsujący główny wir kanałowy. Znaczna część energii kinetycznej wiru przecieku nadłopatkowego ulega dysypacji podczas transportu w strukturze głównego wiru kanałowego.

Przedstawiono osobliwości przepływu i mechanizmy generacji dodatkowych strat przepływowych związanych z zasilaniem na części obwodu. Stwierdzono znaczne różnice w charakterze przepływu pomiędzy kanałami znajdującymi się w centrum łuku zasilania, na jego obrzeżach i poza nim. Przepływ zmienia się także znacznie wraz ze zmianą obciążenia turbiny. Najgłębszą ekspansję obserwuje się przy wyjściu z obszaru zasilania, gdzie ma miejsce największy spadek ciśnienia i wzrost prędkości. Szczególnie przy spadku mocy turbiny, za ostatnią kierownicą zasilanej skrzynki dyszowej i w obszarze wlotu do kanału wirnikowego położonego w dół przepływu pojawiają się prędkości naddźwiękowe, a powrót do przepływu poddźwiękowego odbywa się przy udziale fali uderzeniowej. W sąsiedztwie zasilanych skrzynek obserwuje się intensywne przepływy w kierunku obwodowym. W kanałach wirnikowych poza łukiem zasilania przepływ zmienia się od słabo ekspandującego, przez całkowity obszar zastoju, do przepływu wyraźnie wstecznego. Określono poziom niejednorodności obwodowej w charakterystycznych przekrojach stopnia regulacyjnego, w komorze za stopniem regulacyjnym i na wlocie do części wysokoprężnej turbiny. Pokazano, że następuje znaczna redukcja niejednorodności ciśnienia w obszarze wirnika i komory stopnia regulacyjnego, jednakże na wlocie do części wysokoprężnej turbiny obserwuje się stosunkowo duże niejednorodności temperatury. Wyznaczono niestacjonarne obciążenia łopatek wirnikowych stopnia regulacyjnego. Szczególnie interesujący charakter mają zmiany obciążenia łopatek w momencie wejścia i wyjścia z obszaru zasilania. Te chwilowe zmiany znacznie przekraczają wartości obciążenia w obszarze zasilania. Wzrastają więc niestacjonarne naprężenia mechaniczne w łopatkach wirnikowych stopnia regulacyjnego i ryzyko ich zniszczenia.

Przeprowadzono analizę numeryczną przepływu przez dwie wysoko obciążone palisady łopatkowe stosowane w turbinach gazowych – palisadę NRCC i palisadę Yamamoto. Przepływ przez układ łopatkowy takich palisad charakte-

ryzuje się wysoką intensywnością przepływów wtórnych, a straty przepływu odpowiadające pełnemu wymieszaniu strumieni przekraczają wówczas 30%. Większy poziom odchylenia przepływu w palisadzie stopni wysoko obciążonych prowadzi zarówno do wzrostu strat przepływu w obszarach warstw przyściennych, jak i wzrostu intensywności przepływów wtórnych i przecieków nadłopatkowych oraz do zwiększonej intensywności efektów niestacjonarnego oddziaływania wieńców. Opisano także specyfikę przepływu w stopniu wylotowym części niskoprężnej turbiny parowej, charakteryzującym się dużym gradientem reakcyjności wzdłuż wysokości kanału i przepływem naddźwiękowym w części kanałów, zależnie od obciążenia. Wyznaczono charakterystykę sprawnościową stopnia w szerokim zakresie natężenia przepływu, począwszy od obciążenia niskiego, poprzez nominalne, do wysokiego.

Literatura

- [1] Perycz S., 1992, Turbiny parowe i gazowe, Wyd. PAN, Zakład Narodowy im. Ossolińskich, Seria Maszyny Przepływowe, Tom 10, Wrocław–Warszawa–Kraków.
- [2] Puzyrewski R., 1992, Podstawy teorii maszyn wirnikowych w ujęciu jednowymiarowym, Wyd. PAN, Zakład Narodowy im. Ossolińskich, Seria Maszyny Przepływowe, Tom 8, Wrocław–Warszawa–Kraków.
- [3] Lewis R.I., 1996, Turbomachinery Performance Analysis, John Wiley & Sons, New York, Toronto.
- [4] Kosowski K. (Ed.), 2007, Steam and Gas Turbines with Examples of Alstom Technology, 2nd Edn., ALSTOM.
- [5] Dixon S.L., Hall C.A., 2014, Fluid Mechanics and Thermodynamics of Turbomachinery, 7th Edn., Elsevier, Amsterdam.
- [6] Dick E., 2015, Fundamentals of Turbomachines, Series: Fluid Mechanics and its Applications, Vol. 109, Springer.
- [7] Dejcz M.E., Samojłowicz G.S., 1959, Principles of aerodynamics of axial turbomachines, MASZGIZ, Moscow (in Russian).
- [8] Dejcz M.E., Filipow G.A., Lazarev L.J., 1965, Collection of profiles of axial turbine cascades, CEGB Trans. 4563, Moscow (in Russian).
- [9] Trojanovski B.M., 1959, Characteristic of axial turbine stages of MEI (Moscow Power Engineering Institute), Tjepłoenetika, No. 6, pp. 29÷34 (in Russian).
- [10] Ainley D.G., Mathieson G.C.R., 1951, An examination of the flow and pressure losses in blade rows of axial-flow turbines, ARC R&M Rep. 2891.
- [11] Balje O.E., Binsley R.L., 1968, Axial turbine performance evaluation, Part A. Loss-geometry relationships, Part B. Optimisation with and without constraints, Trans ASME J. Eng. Power, Vol. 90(4), pp. 341÷348, 349÷360.
- [12] Craig H.R.M., Cox H.J.A., 1971, Performance estimation of axial flow turbines, Proc. Inst. Mech. Engrs, Vol. 185 32/71, pp. 407÷424.
- [13] Aleksiejewa R.N., Bojcova E.A., 1973, Approximate method of calculation of the energy losses in the blade cascades, Teploenergetika, pp. 21÷25 (in Russian).
- [14] Szczegłajew A.W., 1976, Steam Turbines, Energija, Moscow (in Russian).
- [15] Traupel W., 1977, Thermische Turbomaschinen, Band I, Springer-Verlag, Berlin.
- [16] Gardzilewicz A., 1984, Komputerowe obliczenia obiegów cieplnych i turbin, Prace IMP PAN, nr 125.
- [17] Kosowski K., 1995, Dobór korzystnych wartości podstawowych parameterów projektowych stopni turbin cieplnych. Uogólniona metoda projektowania stopni turbinowych, Zeszyty Naukowe Politechniki Gdańskiej, nr 528, Budownictwo Okrętowe LXII.
- [18] Denton J.D., 1993, Loss mechanisms in turbomachines, Trans. ASME J. Turbomachinery, Vol. 115(4), pp. 621÷656.
- [19] Denton J.D., 1999, Loss mechanisms in turbomachines, Part I. Entropy creation in fluid flows, Part II Loss generation in turbomachines, VKI Lecture Series 1999–02.
- [20] Gregory-Smith D.G., 1997, Secondary and tip-clearance flows in axial turbines, VKI Lecture Series 1997–01.

- [21] Sjolander S.A., 1997, Secondary and tip-clearance flows in axial turbines, VKI Lecture Series 1997–01.
- [22] Gundlach W.R., 1975, Maszyny przepływowe, Część III, PWN, Warszawa.
- [23] Elsner J.W., 1988, Aerodynamika palisad łopatkowych, Wyd. PAN, Zakład Narodowy im. Ossolińskich, Seria Maszyny Przepływowe, Tom 3, Wrocław–Warszawa–Kraków–Gdańsk–Łódź.
- [24] Chmielniak T., 1989, Podstawy teorii profilów i palisad łopatkowych, Wyd. PAN, Zakład Narodowy im. Ossolińskich, Seria Maszyny Przepływowe, Tom 4, Wrocław–Warszawa–Kraków–Gdańsk–Łódź.
- [25] Muth B., Reinhard Niehuis R., 2013, Axial Loss Development in Low Pressure Turbine Cascades, Trans. ASME J. Turbomachinery, Vol. 135(4), 041024, <https://doi.org/10.1115/1.4007580>.
- [26] Yoon S.H., Vandeputte T., Mistry H., Ong J., Stein A., 2016, Loss Audit of a Turbine Stage, Trans. ASME J. Turbomachinery, Vol. 138(5), 051004, <https://doi.org/10.1115/1.4032138>.
- [27] Bear P., Wolff M., Gross A., Marks C.R., Sondergaard R., 2018, Experimental Investigation of Total Pressure Loss Development in a Highly Loaded Low-Pressure Turbine Cascade, Trans. ASME J. Turbomachinery, Vol. 140(3), 031003, <https://doi.org/10.1115/1.4038413>.
- [28] <https://www.ansys.com/products/fluids/ansys-fluent>.
- [29] <https://www.ansys.com/products/fluids/ansys-cfx>.
- [30] Yershov S.V., Rusanov A.V., 1996, Copyright certificate of Complex «FlowER» for three-dimensional calculation programs of gas flows in multistage turbomachines, State Agency of Ukraine on Copyright and Related Rights, PA No. 77, 19/02/96.
- [31] <https://files.nas.gov.ua/NASDevelopmentsBook/PDF/0317e.pdf>.
- [32] <https://www.numeca.com>.
- [33] Batchelor G.K., 1970, Introduction to Fluid Dynamics, Cambridge University Press.
- [34] Anderson D.A., Tannehill J.C., Pletcher R.H., 1984, Computational Fluid Mechanics and Heat Transfer, Hemisphere Publishing, New York.
- [35] Chmielniak T., 1994, Przepływy transoniczne, Wyd. PAN, Zakład Narodowy im. Ossolińskich, Seria Maszyny Przepływowe, Tom 16, Wrocław–Warszawa–Kraków.
- [36] Puzyrewski R., Sawicki J., 2001, Podstawy mechaniki płynów i hydrauliki, Wyd. III, PWN, Warszawa.
- [37] Hirsch C., 2007, Numerical Computation of Internal and External Flows, Elsevier.
- [38] Wilcox D.C., 2006, Turbulence Modelling for CFD, 3rd Edn., DCW Industries, La Canada, California.
- [39] Tulapurkara E.G., 1997, Turbulence models for the computation of flow past airplanes, Prog. Aerospace Sci., Vol. 33, pp. 71÷165.
- [40] Gyarmathy G., 1962, Grundlagen einer Theorie der Nassdampfturbine, ETC Zurich, Juris–Verlag, Zurich.
- [41] Moore J.E., Sieverding C.H., 1976, Two-Phase Steam Flow in Turbines and Separators: Theory, Instrumentation, Engineering, Hemisphere Publ. Corp., Washington.
- [42] Pope S.B., 2000, Turbulent Flows, Cambridge University Press.

- [43] Schlichting H., Scholz N., 1951, Über die theoretische Berechnung der Stroemungsverluste eines ebenen Schaufelgitters, Ing. Archiv, Bd. 19, Heft 1, s. 42÷65.
- [44] Stewart W.L., 1955, Analysis of two-dimensional compressible flow loss characteristics downstream of turbomachine blade rows in terms of basic boundary layer characteristics, NACA TN 3515.
- [45] Lieblein S., Roudebush W.H., 1956, Theoretical loss relations for low-speed two-dimensional cascade flow, NACA TN 3662.
- [46] Schlichting H., 1968, Boundary Layer Theory, McGraw-Hill, New York.
- [47] J. P. Bons J.P., 2010, A Review of Surface Roughness Effects in Gas Turbines, Trans. ASME J. Turbomachinery, Vol. 132(2), 021004, <https://doi.org/10.1115/1.3066315>.
- [48] Vázquez R., Torre D., 2014, The Effect of Surface Roughness on Efficiency of Low Pressure Turbines, Trans. ASME J. Turbomachinery, Vol. 136(6), 061008, <https://doi.org/10.1115/1.4025571>.
- [49] Simens M.P., Gungor A.G., 2014, The Effect of Surface Roughness on Laminar Separated Boundary Layers, Trans. ASME J. Turbomachinery, Vol. 136(3), 031014, <https://doi.org/10.1115/1.4025200>.
- [50] Bosschaerts W.R.M., Sieverding C., Arts T., 1987, Comparison of two explicit Euler solvers with hybrid approach to calculate transonic turbine cascade flows with embedded shocks, IMechE Pap. C284/87.
- [51] Xu L., Denton J.D., 1988, The base pressure and loss of a family of four turbine blades, Trans. ASME J. Turbomachinery, Vol. 110(1), pp. 9÷17.
- [52] Sieverding C.H., Stanislas M., Snoek J., 1983, The base pressure problem in transonic cascades, ASME Pap. 83-GT-50.
- [53] Denton J.D., Xu L., 1990, The trailing edge loss of transonic turbine blades, Trans. ASME J. Turbomachinery, Vol. 112(2), pp. 277÷285.
- [54] Mee J.D., Baines N.C., Oldfield M.L.G., Dickens T.E., 1992, An examination of the contributions to loss on a transonic turbine blade in cascade, Trans. ASME J. Turbomachinery, Vol. 114(1), pp. 155÷162.
- [55] Duan P.H., Tan C.S., Scribner A., Malandra A., 2018, Loss Generation in Transonic Turbine Blading, Trans. ASME J. Turbomachinery, Vol. 140(4), 041006, <https://doi.org/10.1115/1.4038689>.
- [56] Roelke R.J., 1972, Miscellaneous losses, in: Glassman A.J., Turbine design and application, Scientific and Technical Information Office, NASA Rep., SP-290, Washington.
- [57] Coull J.D., Hodson H.P., 2012, Predicting the Profile Loss of High-Lift Low Pressure Turbines, Trans. ASME J. Turbomachinery, Vol. 134(2), 021002, <https://doi.org/10.1115/1.4002961>.
- [58] Prosnak W.J., 1971, Mechanika płynów, Tom II, Dynamika Gazów, PWN, Warszawa.
- [59] Abbiss J.B., East L.F., 1976, A study of the interaction of a normal shock wave and a turbulent boundary layer using a laser anemometer, RAE Rep. 75141.
- [60] Kooi J.W., 1978, Influence of free-stream Mach number on transonic shock-wave boundary-layer interaction, NLR MP Rep. 78013 U.
- [61] Doerffer P., 1990, Oddziaływanie pomiędzy prostopadłą falą uderzeniową a turbulentną warstwą przyścienną, Zeszyty Naukowe IMP PAN, nr 309/1270/90.
- [62] Doerffer P., Dallmann U., 1989, Reynolds number effect on separation structure of normal shock wave / turbulent boundary layer interaction, AIAA J., Vol. 27(9), pp. 1206÷1212.

- [63] Hawthorne W.R., 1951, Secondary circulation in fluid flow, *Proc. Roy. Soc. Ser. A*, Vol. 206, pp. 374÷387.
- [64] Puzyrewski R., 1963, Konwekcja linii wirowych w zakrzywionych kanałach jako podstawa do obliczania strat brzegowych, *Prace IMP PAN*, nr 17, s. 63÷108.
- [65] Langston L.S., Nice M.L., Hooper R.M., 1977, Three dimensional flow within a turbine cascade passage, *Trans. ASME, J. Eng. Power*, Vol. 99(1), pp. 21÷28.
- [66] Marchal Ph., Sieverding C.H., 1977, Secondary flows within turbomachinery bladings, *Proc. AGARD-CP-24 Secondary Flows in Turbomachines*, Pap. 11.
- [67] Hodson H. P., Dominy R.G., 1987, Three-dimensional flow in a low pressure turbine cascade at its design conditions, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 109(2), pp. 177÷185.
- [68] Eckerle W.A., Langston L.S., 1987, Horseshoe vortex formation around a cylinder, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 109(2), pp. 278÷285.
- [69] Langston L.S., 1980, Crossflows in a turbine cascade passage, *Trans. ASME J. Eng. Power*, Vol. 102(4), pp. 866÷874.
- [70] Sharma O.P., Butler T.L., 1987, Prediction of endwall losses and secondary flows in axial flow turbine cascades, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 109(2), pp. 229÷236.
- [71] Goldstein R.J., Spores R.A., 1988, Turbulent transport on the endwall in the region between adjacent turbine blades, *Trans. ASME J. Heat Transfer*, Vol. 110(4a), pp. 862÷869.
- [72] Doerffer P., Amecke J., 1994, Secondary flow control and stream-wise vortices formation, *ASME Pap. 94-GT-376*.
- [73] Wang H.P., Olson S.J., Goldstein R.J., Eckert E.R.G., 1997, Flow visualisation of a linear turbine cascade of high performance turbine blades, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 119(1), pp. 1÷8.
- [74] Sieverding, C.H., Van den Bosche P., 1983, The use of coloured smoke to visualise secondary flows in a turbine blade cascade, *J. Fluid Mech.*, Vol. 134, pp. 85÷89.
- [75] Moore J., Smith B.L., 1984, Flow in a turbine cascade: Part 2 – Measurements of flow trajectories by ethylene detection, *Trans. ASME J. Eng. Gas Turbines Power*, Vol. 106(2), pp. 409÷414.
- [76] Sieverding C.H., 1985, Recent progress in understanding of basic aspects of secondary flows in turbine blade passages, *Trans. ASME J. Eng. Gas Turbines Power*, Vol. 107(2), pp. 248÷257.
- [77] Doerffer P., Rachwalski J., Magagnato F., 2001, Numerical investigation of the secondary flow development in turbine cascade, *TASK Quart.* Vol. 5, No. 2, pp. 165÷178.
- [78] Gregory-Smith D.G., Cleak J.G.E., 1992, Secondary flow measurements in a turbine cascade with high inlet turbulence, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 114(1), pp. 173÷183.
- [79] Harrison S., 1989, Secondary loss generation in a linear cascade of high turning turbine blades, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 111(4), pp. 618÷624.
- [80] de la Rosa Blanco E., Vasquez R., Hodson H.P., Torre D., 2003, Influence of the State of the Inlet Endwall Boundary Layer on the Interaction Between the Pressure Surface Separation and the Endwall Flows, *Proc. Inst. Mech. Eng., Part A: J. Power Energy* Vol. 217, pp. 433–441.
- [81] Vera M., de la Rosa Blanco E., Hodson H.P., Vazquez R., 2009, Endwall Boundary Layer Development in an Engine Representative Four-Stage Low Pressure

- Turbine Rig, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 131(1), 011017, <https://doi.org/10.1115/1.2952382>.
- [82] Lakshminarayana B., Horlock J.H., 1973, Generalised expressions for secondary vorticity using intrinsic co-ordinates, *J. Fluid Mech.*, Vol. 59, Part 1, pp. 97÷115.
- [83] Horlock J.H., Lakshminarayana B., 1973, Secondary flows: theory, experiment, and application in turbomachinery aerodynamics, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 5, pp. 247÷279.
- [84] Hawthorne W. R., 1955, Rotational flow through cascades, *Quart. J. Mech. Appl. Math.*, Vol. 8, Part 3, pp. 266÷279.
- [85] Squire H.B., Winter K.G., 1951, The secondary flow in a cascade of aerofoils in a non-uniform stream, *J. Aeronaut. Sci.*, Vol. 18, pp. 271÷277.
- [86] Came P.M., Marsh H., 1974, Secondary flow in cascades: two simple derivations for the components of vorticity, *J. Mech. Eng. Sci.*, Vol. 16(6), pp. 391÷407.
- [87] Gregory-Smith D.G., 1982, Secondary flows and losses in axial flow turbines, *Trans ASME J. Eng. Gas Turbines Power*, Vol. 104(4), pp. 819÷822.
- [88] Lampart P., 2009, Investigation of endwall flows and losses in axial turbines, Part I. Formation of endwall flows and losses, *J. Theoret. Appl. Mech*, Vol. 47(2), pp. 321÷342.
- [89] Bear P., Wolff M., Gross A., Marks C. R., Sondergaard R., 2016, Secondary Loss Production Mechanisms in a Low Pressure Turbine Cascade, *AIAA Pap.* 2016-4554.
- [90] Coull J.D., 2017, Endwall Loss in Turbine Cascades, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 139(8), 081004, <https://doi.org/10.1115/1.4035663>.
- [91] MacIsaac G.D., Sjolander S.A., Praisner T.J., 2012, Measurements of Losses and Reynolds Stresses in the Secondary Flow Downstream of a Low-Speed Linear Turbine Cascade, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 134(6), 061015, <https://doi.org/10.1115/1.4003839>.
- [92] Lyall M.E., King P.I., Sondergaard R., 2013, Endwall Loss and Mixing Analysis of a High Lift Low Pressure Turbine Cascade, *Trans ASME J. Turbomachinery*, Vol. 135(5), 051006.
- [93] Dunham J., Came P.M., 1970, Improvements to the Ainley-Mathieson method of turbine performance prediction, *Trans ASME J. Eng. Power*, Vol. 92(3), pp. 252÷260.
- [94] Gregory-Smith D., Graves C.P., Walsh J.A., 1988, Growth of secondary losses and vorticity in an axial turbine cascade, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 110(1), pp. 1÷8.
- [95] Walsh J.A., Gregory-Smith G.D., 1990, Inlet skew and the growth of secondary losses and vorticity in a turbine cascade, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 112(4), pp. 633÷642.
- [96] Hermanson K.S., Thole K.A., 2000, Effect of Inlet Conditions on Endwall Secondary Flows, *J. Propulsion Power*, Vol. 16(2), pp. 286÷296.
- [97] Sauer H., Schmidt R., Vogeler K., 2012, Influence of Chord Length and Inlet Boundary Layer on the Secondary Losses of Turbine Blades, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 134(1), 011015, <https://doi.org/10.1115/1.4003244>.
- [98] Cui J.H., Tucker P., 2017, Numerical Study of Purge and Secondary Flows in a Low-Pressure Turbine, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 139(2), 021007, <https://doi.org/10.1115/1.4034684>.

- [99] Yamamoto A., 1987, Production and development of secondary flows and losses in two types of straight turbine cascades: Part 1 – A stator case, Part 2 – A rotor case, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 109(2), pp. 186÷193, 193÷200.
- [100] Marcinkowski S., 1998, Wyniki rozszerzonych badań cieplno-przepływowych części NP turbiny 18K370 w Elektrowni Bełchatów, *Opr. IMP PAN*, nr 292/98.
- [101] Gardzilewicz A., Marcinkowski S., 1995, Diagnosis of LP steam turbines. Prospects of a measuring technique, *ASME PWR*, Vol. 28(3), pp. 349÷358.
- [102] Sjolander S.A., Cao D., 1995, Measurements of the flow in an idealized turbine tip gap, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 117(4), pp. 578÷584.
- [103] Bindon J.P., 1987, The measurement of tip clearance flow structure on the end-wall and within the clearance gap of an axial turbine cascade, *Inst. Mech. Engrs. Pap.* C273/87.
- [104] Bindon J.P., 1989, The measurement and formation of tip clearance loss, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 111(2), pp. 257÷263.
- [105] Sjolander S.A., Amrud K.K., 1987, Effects of tip clearance on blade loading in a planar cascade of turbine blading, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 109(2), pp. 237÷244.
- [106] Williams R., David Gregory-Smith D., He L., Ingram G., 2010, Experiments and Computations on Large Tip Clearance Effects in a Linear Cascade, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 132(2), 021018, <https://doi.org/10.1115/1.3104611>.
- [107] Yaras M.I., Zhu Y., Sjolander S.A., 1989, Flow field in the tip gap of a planar cascade of turbine blades, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 111(2), pp. 276÷283.
- [108] Graham J.A.H., 1986, Investigation of a tip clearance cascade in a water analogy rig, *Trans. ASME J. Eng. Gas Turbines Power*, Vol. 108(1), pp. 38÷46.
- [109] Xiao X., McCarter A.A., Lakshminarayana B., 2000, Tip clearance effects in a turbine rotor, Part I: Pressure field and loss, *ASME Pap.* 2000–GT–0476, Part II: Velocity field and flow physics, *ASME Pap.* 2000–GT–0477.
- [110] Moore J., Tilton J.S., 1988, Tip leakage flow in a linear turbine cascade, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 110(1), pp. 18÷26.
- [111] Yaras M.I., Sjolander S.A., 1990, Development of the tip leakage flow in a planar cascade of turbine blades: Vorticity field, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 112(4), pp. 609÷617.
- [112] Tallman J., Lakshminarayana B., 2000, Numerical simulation of tip leakage flows in axial flow turbines, with emphasis on flow physics, Part I: Effect of tip clearance height, *ASME Pap.* 2000–GT–0514, Part II: Effect of outer casing relative motion, *ASME Pap.* 2000–GT–0516.
- [113] Yamamoto A., 1988, Interaction mechanisms between tip leakage flow and the passage vortex in a linear turbine rotor cascade, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 110(2), pp. 329÷338.
- [114] Yamamoto A., 1989, Endwall flow/loss mechanisms in a linear turbine cascade with blade tip clearance, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 111(2), pp. 264÷275.
- [115] Yamamoto A., Matsyunuma T., Outa E., 2001, Three-dimensional flows and losses in an ultra-highly loaded turbine, *Rep. National Aerospace Lab.*, Tokyo.
- [116] Chan J.K.K., Yaras M.I., Sjolander S.A., 1994, Interaction between inlet boundary layer, tip leakage and secondary flows in a low-speed turbine cascade, *ASME Pap.* 94–GT–250.

- [117] Moore J.G., Schorn S.A., Moore J., 1996, Methods of classical mechanics applied to turbulence stresses in a tip leakage vortex, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 118(3), pp. 622÷629.
- [118] Heyes F.J.G., Hodson H.P., Dailey G.M., 1992, The effect of blade tip geometry on the tip leakage flow in axial turbine cascades, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 114(3), pp. 643÷651.
- [119] Lampart P., Gardzilewicz A., Szymaniak M., Kurant B., Banaszekiewicz M., Malec A., 2003, Stator blade modification as a method of leakage flow treatment to improve the efficiency of old-design steam turbine stages, *Trans. Inst. Fluid-Flow Machinery*, Vol. 114, pp. 19÷36.
- [120] Boletis E., Sieverding C.H., 1991, Experimental study of the three-dimensional flow field in a turbine stator preceded by a full stage, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 113(1), pp. 1÷9.
- [121] Morphis G., Bindon J.P., 1994, The performance of a low speed one and a half stage axial turbine with varying rotor tip clearance and tip gap geometry, *ASME Pap.* 94-GT-481.
- [122] Yaras M.I., Sjolander S.A., 1992, Prediction of tip-leakage losses in axial turbines, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 114(1), pp. 204÷210.
- [123] Kacker S.C., Okapuu U., 1982, A mean line prediction method for axial flow turbine efficiency, *Trans. ASME J. Eng. Power*, Vol. 104(1), pp. 111÷119.
- [124] Yaras M.I., Sjolander S.A., 1992, Effects of simulated rotation on tip leakage in a planar turbine cascade of turbine blades, Part I. Tip gap flow, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 114(3), pp. 652÷659.
- [125] Dishart P.T., Moore J., 1990, Tip leakage losses in a linear turbine cascade, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 112(4), pp. 599÷608.
- [126] Kim B.N., Chung M.K., 1997, Improvement of tip leakage loss model for axial turbines, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 119(2), pp. 399÷401.
- [127] Heyes F.J.G., Hodson H.P., 1993, Measurement and prediction of tip clearance flow in linear turbine cascades, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 115(3), pp. 373÷382.
- [128] Yaras M.I., Sjolander S.A., King R.J., 1992, Effects of simulated rotation on tip leakage in a planar turbine cascade of turbine blades, Part II. Downstream flow field and blade loading, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 114(3), pp. 660÷667.
- [129] de la Rosa Blanco E., Hodson H.P., Vazquez R., 2009, Effect of the Leakage Flows and the Upstream Platform Geometry on the Endwall Flows of a Turbine Cascade, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 131(1), 011004, <https://doi.org/10.1115/1.2950052>.
- [130] Zlatinov M.B., Tan C.S., Montgomery M., Islam T., Harris M., 2012, Turbine Hub and Shroud Sealing Flow Loss Mechanisms, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 134(6), 061027, <https://doi.org/10.1115/1.4006294>.
- [131] Palmer T.R., Tan C.S., Zuniga H., Little D., Montgomery M., Malandra A., 2016, Quantifying Loss Mechanisms in Turbine Tip Shroud Cavity Flows, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 138(9), 091006, <https://doi.org/10.1115/1.4032922>.
- [132] Gier J., Stubert B., Brouillet B., de Vito L., 2003, Interaction of shroud leakage flow and main flow in a three-stage LP turbine, *ASME Pap.* GT2003-38025.
- [133] Stodola A., 1924, *Dampf- und Gasturbinen*, Springer, Berlin.

- [134] Pfau A., Kalfas A.I., Abhari R.S., 2007, Making Use of Labyrinth Interaction Flow, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 129(1), pp. 164–174, <https://doi.org/10.1115/1.2218571>.
- [135] Porreca L., Kalfas A.I., Abhari R.S., 2008, Optimized Shroud Design for Axial Turbine Aerodynamic Performance, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 130(3), 031016, <https://doi.org/10.1115/1.2777187>.
- [136] Peters P., Breisig V., Giboni A., Lerner C., Pfost H., 2000, The influence of the clearance of shrouded rotor blades on the development of the flowfield and losses in the subsequent stator, *ASME Pap. 2000–GT–478*.
- [137] Lampart P., Gardzilewicz A., Yershov S., Rusanov A., 2000, Investigation of flow characteristics of an HP turbine stage including the effect of tip leakage and windage flows using a 3D Navier-Stokes solver with source/sink-type boundary conditions, *ASME Pap. IJPGC2000–15004*.
- [138] Lampart P., Yershov S., Rusanov A., Szymaniak M., 2004, Tip leakage / main flow interactions in multi-stage HP turbines with short-height blading, *ASME Pap. GT2004–53882*.
- [139] Kosowski K., 2005, Introduction to the Theory of Marine Turbines, Gdańsk University of Technology, Gdańsk.
- [140] Hodson H.P., Dawes W.N., 1998, On the interpretation of measured profile losses in unsteady wake – turbine blade interaction studies, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 120(2), pp. 276÷284.
- [141] Binder A., 1985, Turbulence production due to secondary vortex cutting in a turbine rotor, *Trans. ASME J. Eng. Gas Turbines Power*, Vol. 107(4), pp. 1039÷1046.
- [142] Johnson A.B., Oldfield M.L.G., Rigby M.J., Giles M.B., 1990, Nozzle guide vane shock wave propagation and bifurcation in a transonic turbine rotor, *ASME Pap. 90–GT–310*.
- [143] Sieverding C.H., Heinemann H., 1990, The influence of boundary layer state on vortex shedding from flat plates and turbine cascades, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 112(1), pp. 181÷187.
- [144] Cicatelli G., Sieverding C.H., 1997, The effect of vortex shedding on the unsteady pressure distribution around the trailing edge of the turbine blade, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 119(4), pp. 810÷818.
- [145] Currie T.C., Carscallen W.E., 1998, Simulation of trailing edge vortex shedding in a transonic turbine cascade, *ASME J. Turbomachinery*, Vol. 120(1), pp. 10÷19.
- [146] Sondak D.L., Dorney D.J., 1999, Simulation of vortex shedding in a turbine stage, *ASME J. Turbomachinery*, Vol. 121(3), pp. 428÷435.
- [147] Zaccaria M.A., Lakshminarayana B., 1997, Unsteady flow field due to nozzle wake interaction with the rotor in an axial flow turbine: Part I – Rotor passage flow field, Part II – Rotor exit flow field, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 119(2), pp. 201÷213, 214÷224.
- [148] Hodson H.P., 1985, Measurements of wake-generated unsteadiness in the rotor passages of axial flow turbines, *Trans. ASME J. Eng. Gas Turbines Power*, Vol. 107(2), pp. 467÷476.
- [149] Stieger R.D., Hodson H.P., 2005, The unsteady development of a turbulent wake through a downstream LP turbine blade passage, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 127(2), pp. 388÷394.

- [150] Adamczyk J.J., Celestina M.L., Chen J.P., 1999, Wake-induced unsteady flows: Their impact on rotor performance and wake rectification, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 118(1), pp. 88÷95.
- [151] Fan S., Lakshminarayana B., 1996, Time-accurate Euler simulation of interaction of nozzle wake and secondary flow with rotor blade in an axial turbine stage using nonreflecting boundary conditions, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 118(4), pp. 663÷678.
- [152] Świryczuk J., 2002, Vortex dynamics of the stator wake – rotor cascade interaction, *Trans. ASME J. Fluids Eng.*, Vol. 124(2), pp. 400÷412.
- [153] Meyer R.X., 1958, The effect of wakes on the transition pressure and velocity distribution in turbomachines, *Trans. ASME J. Basic Eng.*, Vol. 80, pp. 1544÷1552.
- [154] Kerrebrock J.L., Mikolajczak A.A., 1970, Intra-stator transport of rotor wakes and its effect on compressor performance, *Trans. ASME J. Eng. Power*, Vol. 92(4), pp. 359÷368.
- [155] Wierciński Z., 1999, Przejście laminarno-turbulentne w warstwie przyściennej indukowane śladami spływowymi, *Zeszyty Naukowe IMP PAN*, nr 499/1450/99.
- [156] Rose M.G., Schüpbach P., Mansour M., 2013, The Thermodynamics of Wake Blade Interaction in Axial Flow Turbines: Combined Experimental and Computational Study, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 135(3), 031015, DOI:10.1115/ GT2009-59655.
- [157] Jung A.R., Mayer J.F., Stetter H., 1997, Unsteady blade loads caused by stator/rotor interaction in an axial turbine stage, *Proc. Int. Conf. Modelling and Design in Fluid-Flow Machinery*, Gdańsk, Poland, October 18–21.
- [158] Lampart P., Rusanov A., Yershov S., Świryczuk J., Gardzilewicz A., 1999, Preliminary investigations of the effect of stator-rotor interaction on the characteristics of an HP turbine stage, *Ciepłne Maszyny Przepływowe (Turbomachinery)*, Vol. 115, pp. 285÷296.
- [159] Lipfert M., Habermann J., Rose M.G., Staudacher S., Guendogdu Y., 2014, Blade–Row Interactions in a Low Pressure Turbine at Design and Strong Off-Design Operation, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 136(11), 111002, <https://doi.org/10.1115/1.4028213>.
- [160] Addison J.S., Hodson H.P., 1990, Unsteady transition in an axial-flow turbine: Part 1 – Measurements on the turbine rotor, Part 2 – Cascade measurements and modelling, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 112(2), pp. 206÷214, 215÷221.
- [161] Mayle R.E., Dullenkopf K., 1989, A theory for wake-induced transition, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 111(2), pp. 188÷195.
- [162] Mayle R.E., 1991, The role of laminar-turbulent transition in gas turbine engines, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 113(4), pp. 509÷537.
- [163] Elsner W., Vilmin S., Drobnik S., Piotrowski W., 2004, Experimental analysis of wake-induced transition in turbomachinery, *ASME Pap. GT2004–53757*.
- [164] Hodson H.P., 1990, Modelling unsteady transition and its effects on profile loss, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 112(4), pp. 691÷701.
- [165] Schulte V., Hodson H.P., 1998, Unsteady wake-induced boundary layer transition in high lift LP turbines, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 120(1), pp. 28÷35.

- [166] Volino R.J., 2012, Effect of Unsteady Wakes on Boundary Layer Separation on a Very High Lift Low Pressure Turbine Airfoil, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 134(1), 011011, <https://doi.org/10.1115/1.4003232>.
- [167] Sinkwitz M., Winhart B., Engelmann D., di Mare F., Mailach R., 2019, On the Periodically Unsteady Interaction of Wakes, Secondary Flow Development, and Boundary Layer Flow in An Annular Low-Pressure Turbine Cascade: An Experimental Investigation, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 141(9), 091001, <https://doi.org/10.1115/1.4043577>.
- [168] Gallus H.E., Zeschky J., Hah C., 1996, Endwall and unsteady flow phenomena in an axial turbine stage, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 117(4), pp. 562–570.
- [169] Stephan B., Gallus H., Niehuis R., 2000, Experimental investigation of tip clearance flow and its influence on secondary flows in a 1–1/2 stage axial turbine, *ASME Pap.* 2000–GT–613.
- [170] Lampart P., 2009, Investigation of endwall flows and losses in axial turbines, Part II. The effect of geometrical and flow parameters, *J. Theoret. Appl. Mech*, Vol. 47(4), pp. 829–853.
- [171] Schneider C.M., Schrack D., Kuerner M., Rose M.G., Staudacher S., Guendogdu Y., Freygang U., 2014, On the Unsteady Formation of Secondary Flow Inside a Rotating Turbine Blade Passage, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 136(6), 061004, <https://doi.org/10.1115/1.4025582>
- [172] Ciorciari R., Kirik I., Niehuis R., 2013, Effects of Unsteady Wakes on the Secondary Flows in the Linear T106 Turbine Cascade, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 136(9), 091010, <https://doi.org/10.1115/1.4027374>.
- [173] Infantino D., Satta F., Simoni D., Ubaldi M., Zunino P., Bertini F., 2015, Phase-Locked Investigation of Secondary Flows Perturbed by Passing Wakes in a High-Lift LPT Turbine Cascade, *ASME Pap.* GT2015-42480.
- [174] Sinkwitz M., Winhart B., Engelmann D., di Mare F., Mailach M., 2019, Experimental and Numerical Investigation of Secondary Flow Structures in an Annular Low Pressure Turbine Cascade Under Periodic Wake Impact — Part 1: Experimental Results, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 141(2), 021008, <https://doi.org/10.1115/1.4042284>.
- [175] Winhart B., Sinkwitz M., Schramm A., Engelmann D., di Mare F., Mailach R., 2019, Experimental and Numerical Investigation of Secondary Flow Structures in an Annular Low Pressure Turbine Cascade Under Periodic Wake Impact — Part 2: Numerical Results, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 141(2), 021009, <https://doi.org/10.1115/1.4042283>.
- [176] Persico G., Gaetani P., Osnaghi C., 2009, A Parametric Study of the Blade Row Interaction in a High Pressure Turbine Stage, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 131(3), 031006, <https://doi.org/10.1115/1.2987236>.
- [177] Persico G., Mora A., Gaetani P., Savini M., 2012, Unsteady Aerodynamics of a Low Aspect Ratio Turbine Stage: Modeling Issues and Flow Physics, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 134(6), 061030, <https://doi.org/10.1115/1.4004021>.
- [178] Arnone A., Marconcini M., Pacciani R., Schipani C., Spano E., 2002, Numerical Investigation of Airfoil Clocking in a Three-Stage Low-Pressure Turbine, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 124(1), pp. 61–68.

- [179] Bohn D., Ren J., Sell M., 2005, Influence of stator clocking on the unsteady three-dimensional flow in a two-stage turbine, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 127(1), pp. 156÷163.
- [180] Krysiński J.E., Smolny A., Blaszczyk J.R., 2005, Stator clocking effects on 3D flow in a two-stage low-pressure turbine, *ASME Pap. GT2005–68811*.
- [181] König S., Stoffel B., Schobeiri M.T., 2009, Experimental Investigation of the Clocking Effect in a 1.5-Stage Axial Turbine — Part I: Time-Averaged Results, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 131(2), 021003, <https://doi.org/10.1115/1.2948968>.
- [182] König S., Stoffel B., Schobeiri M.T., 2009, Experimental Investigation of the Clocking Effect in a 1.5-Stage Axial Turbine — Part II: Unsteady Results and Boundary Layer Behavior, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 131(2), 021004, <https://doi.org/10.1115/1.2948969>.
- [183] Evans K.R., Longley J.P., 2017, Clocking in Low-Pressure Turbines, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 139(10), 101003, <https://doi.org/10.1115/1.4036341>.
- [184] Schennach O., Woisetschlager J., Paradiso B., Persico G., Gaetani P., 2010, Three Dimensional Clocking Effects in a One and a Half Stage Transonic Turbine, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 132(1), 011019, <https://doi.org/10.1115/1.3072715>.
- [185] Vázquez R., Torre D., Serrano A., 2014, The Effect of Airfoil Clocking on Efficiency and Noise of Low Pressure Turbines, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 136(6), 061006, <https://doi.org/10.1115/1.4025572>.
- [186] Kohl R., Herzig H., Whitney W., 1949, Effects of partial admission on performance of a gas turbine, *Rep. NACA TN 1807*.
- [187] Jach T., Nemec B., 1989, Badania modelu stopnia regulacyjnego turbiny 13K215, *Opr. Instytutu Techniki Ciepłej w Łodzi*, nr 5575.
- [188] Wakeley G, Potts I., 1996, Unsteady flow phenomena in partially-admitted steam turbine control stages, *Inst. Mech. Engrs. Pap. S461*.
- [189] Skopek J., Vomela J., Tajc L., Polansky J., 1999, Partial admission in an axial turbine stage, *Proc. 3rd European Conference on Turbomachinery, Fluid Dynamics and Thermodynamics*, March 2–5, London, UK, 1999, pp. 681÷691.
- [190] Lampart P., Szymaniak M., Kwidziński R., 2005, Numerical investigation of unsteady flow in a partial admission control stage of a 200 MW steam turbine, *Proc. 6th Europ. Conf. on Turbomachinery Fluid Dynamics and Thermodynamics*, March 7–11, Lille, France, pp. 376÷389.
- [191] Boulbin F., Penneron N., Kermarec J., Pluviose M., 1992, Turbine blade forces due to partial admission”, *Revue Francaise de Mechanique*, No. 1992–93, pp. 203÷208.
- [192] Lampart P., Szymaniak M., Kardaś A., 2003, Unsteady forces acting on rotor blades of a large power steam turbine control stage at different levels of partial admission, *Trans. Inst. Fluid-Flow Machinery*, Vol. 114, pp. 5÷17.
- [193] Lampart P., Szymaniak M., Rządkowski R., 2004, Unsteady load of partial admission control stage rotor of a large power steam turbine, *ASME Pap. GT2004–53886*.
- [194] Lampart P. i in., 2005, Niestacjonarne siły aerodynamiczne działające na łopatki i wirnik turbiny T13K215, *Rozdz. 16.2.1. Stopień regulacyjny, regulacja napełnienia (wraz z R. Rządkowskim)*, pp. 512÷530, *Rozdz. 16.2.2. Badania stopnia regulacyjnego w modelu 2D RANS na średnicy podziałowej (wraz z M. Szyma-*

- niakiem), pp. 548÷575, Rozdz. 16.2.3. Badania stopnia regulacyjnego w modelu 2D pełnej geometrii (wraz z M. Szymaniakiem i R. Kwidzińskim), pp. 575÷595; rozdziały w monografii: Modelowanie i diagnostyka oddziaływań mechanicznych, aerodynamicznych i magnetycznych w turbozespołach energetycznych, red. J. Kiciński, Wyd. IMP PAN.
- [195] Hushmandi N.B., Fridh J.E., Fransson T.H., 2011, Unsteady Forces of Rotor Blades in Full and Partial Admission Turbines, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 133(4), 041017, <https://doi.org/10.1115/1.4002408>.
- [196] Fridh J.E., Laumert B., Fransson T.H., 2013, Forced Response in Axial Turbines Under the Influence of Partial Admission, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 135(4), 041014, <https://doi.org/10.1115/1.4007599>.
- [197] Material Integrity Solutions Inc. Project Bulletin, 2001, Failure Risk Evaluation of a Turbine Rotor's Control Stage.
- [198] ASME Mechanical Engineering News, 1997, Refurbishing steam turbines.
- [199] Baumann K., 1912, Recent developments in steam turbine practice, *J. Inst. Elec. Eng.*, Vol. 48, pp. 768÷842.
- [200] Moore M.J., 1976, Gas dynamics of wet steam and energy losses in wet-steam turbines, in: *Two-Phase Steam Flow in Turbines and Separators*, Moore M.J., Sieverding C.H. (Eds.), Washington Hemisphere, pp. 59÷126.
- [201] Gerber A. G., Sigg R., Völker L., Casey M. V., Sürken N., 2007, Predictions of Nonequilibrium Phase Transition in a Model Low-Pressure Steam Turbine, *Proc. Inst. Mech. Engrs.*, Part A: J. Power Energy, Vol. 221(6), pp. 825÷835.
- [202] Wroblewski W., Dykas S., Gardzilewicz A., Kolovratnik M., 2009, Numerical and Experimental Investigation of Steam Condensation in LP Part of a Large Power Turbine, *Trans. ASME J. Fluids Eng.*, Vol. 131(4), 041301, <https://doi.org/10.1115/1.3089544>.
- [203] Starzmann J., Schatz M., Casey M. V., Mayer J. F., Sieverding F., 2011, Modeling and Validation of Wet Steam Flow in a Low Pressure Steam Turbine, *ASME Pap. GT2011-45672*.
- [204] Starzmann J., Casey M., Mayer J. F., Sieverding F., 2012, Wetness Loss Prediction for a Low Pressure Steam Turbine Using CFD, *Baumann Centenary Wet Steam Conference*, September 10–11, Pap. No. BCC-2012-14.
- [205] Petr V., Kolovratnik M., 2014, Wet steam energy loss and related Baumann rule in low pressure steam turbines, *Proc Inst. Mech. Engrs.*, Part A: J Power Energy, Vol. 228(2), pp. 206–215, <https://doi.org/10.1177/0957650913512314>.
- [206] Starzmann J., Kaluza P., Casey M.V., Sieverding F., 2014, On Kinematic Relaxation and Deposition of Water Droplets in the Last Stages of Low Pressure Steam Turbines, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 136(7), 071001, <https://doi.org/10.1115/1.4025584>.
- [207] Moin P., Mahesh K., 1998, Direct numerical simulation – a tool in turbulence research, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 30, pp. 539÷578.
- [208] Sandham N.D., 2002, Introduction to direct numerical simulation, in: *Closure Strategies for Turbulent and Transitional Flows*, Launder B.E., Sandham N.D. (Eds.), Cambridge University Press, pp. 248÷266.
- [209] Choi H., Moin P., 2012, Grid-point requirements for large eddy simulation: Chapman's estimates revisited, *Physics of Fluids*, Vol. 24(1), 011702; <https://doi.org/10.1063/1.3676783>.

-
- [210] Gageik M.A., Klioutchnikov I., Olivier H., 2014, Mesh study for a direct numerical simulation of the transonic flow at $Re=500,000$ around a NACA 0012 airfoil, *Comput. Fluids*, Vol. 122, pp. 153÷164.
- [211] Müller-Schindewolf C., Baier R.D., Seume J.R., Herbst F., 2017, Direct Numerical Simulation Based Analysis of RANS Predictions of a Low-Pressure Turbine Cascade, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 139(8), 081006, <https://doi.org/10.1115/1.4035834>.
- [212] Ferziger J.H., 1996, Large eddy simulation, In: *Simulation and Modelling of Turbulent Flows*, Gatski T.B., Hussaini M.Y., Lumley J.L. (Eds.), Oxford University Press, New York, USA, pp. 109÷154.
- [213] Lesieur M., Metais O., 1996, New trends in large eddy simulation of turbulence, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 28., pp. 45÷82.
- [214] Lesieur M., Metais O., 2001, Turbulence dynamics, in: *Materiały Szkoły Letniej Mechaniki Płynów*, 24–27 września, Olsztyn, pp. 92÷162.
- [215] Piomelli U., 2000, Large eddy and direct simulation of turbulent flows, VKI Lecture Series 2000–04.
- [216] Meneveau C., 2010, Turbulence: Subgrid-Scale Modeling, *Scholarpedia*, 5(1), 9489.
- [217] Tennekes H., Lumley J.L., 1992, *A First Course in Turbulence*, MIT Press, Cambridge, Massachusetts.
- [218] Elsner J.W., 1987, *Turbulencja przepływów*, PWN, Warszawa.
- [219] Casey M., Wintergerste T., 2000, Best practice guidelines, ERCOFTAC SIG „Quality and Trust in Industrial CFD”, Ver. 1.0.
- [220] Slotnick J., Khodadoust A., Alonso J., Darmofal D., Gropp W., Lurie E., Mavriplis D., 2014, CFD Vision 2030 Study: A Path to Revolutionary Computational Aerosciences, Rep. NASA/CR–2014–2181178.
- [221] Gatski T.B., 1996, Modelling compressibility effects on turbulence, in: *New Tools in Turbulence Modelling*, Metais O., Ferziger J. (Eds.), Springer–Verlag, Berlin–Heidelberg, pp. 73÷104.
- [222] Barre S., Bonnet J.-P., Gatski T.B., Sandham N.D., 2002, Compressible, high speed flows, in: *Closure Strategies for Turbulent and Transitional Flows*, Launder B.E., Sandham N.D. (Eds.), Cambridge University Press, pp. 522÷581.
- [223] Adumitroaie V., Ristorcelli J.R., Taulbee D.B., 1998, Progress in Favre-Reynolds stress closures for compressible flows, ICASE Rep. 98÷21.
- [224] Launder B.E., Reece G.J., Rodi W., 1975, Progress in the development of a Reynolds-stress turbulence closure, *J. Fluid Mech.*, Vol. 68, Part 3, pp. 537÷566.
- [225] Hanjalic K., 2000, Second moment (Reynolds stress) turbulence closures, VKI Lecture Series 2000–04.
- [226] Hanjalic K., 2001, Second-moment turbulence closures: Rationale and basic models; Complex turbulent flow: Potentials of second-moment closures and examples of application; Closure models for turbulent flow driven by thermal buoyancy and other body forces, in: *Materiały Szkoły Letniej Mechaniki Płynów*, 24–27 września, Olsztyn, pp. 1÷60.
- [227] Aupoix B., 2000, Introduction to turbulence modelling for compressible flows, VKI Lecture Series 2000–04.
- [228] Launder, 1988, On the computation of convective heat transfer in complex flows, *Trans. ASME J. Heat Transfer*, Vol. 110(1), pp. 112÷128.
- [229] Lai Y.G., So R.M.C., 1990, A near-wall modelling of turbulent heat fluxes, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 33(7), pp. 1429÷1440.

- [230] Hanjalic K., 1994, Advanced turbulence closure models: A view of current status and future prospects, *Int. J. Heat Fluid Flow*, Vol. 15(3), pp. 178÷203.
- [231] Speziale C.G., Gatski T.B., 1997, Analysis and modelling of anisotropies in the dissipation rate of turbulence, *J. Fluid Mech.* Vol. 344, pp. 155÷180.
- [232] Gatski T.B., Rumsey C.L., 2002, Linear and nonlinear eddy viscosity models, in: *Closure Strategies for Turbulent and Transitional Flows*, Launder B.E., Sandham N.D. (Eds.), Cambridge University Press, pp. 9÷46.
- [233] Nagano Y., 2002, Modelling heat transfer in near-wall flows, in: *Closure Strategies for Turbulent and Transitional Flows*, Launder B.E., Sandham N.D. (Eds.), Cambridge University Press, pp. 188÷247.
- [234] Bradshaw P., 1977, Compressible turbulent shear layers, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 9, pp. 33÷54.
- [235] Blaisdell A., Mansour N.N., Reynolds W.C., 1993, Compressibility effects on the growth and structure of homogeneous turbulent shear flow, *J. Fluid Mech.*, Vol. 256, pp. 443÷485.
- [236] Lele S.K., 1994, Compressibility effects on turbulence, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 26, pp. 211÷254.
- [237] Cebeci T., Smith A.M.O., 1974, *Analysis of Turbulent Boundary Layers*, Series in Appl. Math. Mech., Vol. XV, Academic Press, Orlando–New York.
- [238] Baldwin, B.S., Lomax, H., 1978, Thin-Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows, *AIAA Pap.* 78÷257.
- [239] Johnson D.A., King L.S., 1985, Mathematically simple turbulence closure model for attached and separated turbulent boundary layers, *AIAA J.*, Vol. 19(11), pp. 1684÷1692.
- [240] Spalart P.R., Almaras S.R., 1992, A one-equation turbulence model for aerodynamic flows, *AIAA Pap.* 92–439.
- [241] Dacles-Mariani J., Zilliac G.C., Chow J.S., Bradshaw P., 1995, Numerical/experimental study of a wingtip vortex in the near field, *AIAA J.*, Vol. 33(9), pp. 1561÷1568.
- [242] Crivelin A., d'Alessandro V., 2015, Spalart–Allmaras model apparent transition and RANS simulations of laminar separation bubbles on airfoils, *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol. 47(1), pp. 70–83.
- [243] Jones W.P., Launder B.E., 1973, The calculation of low-Reynolds number phenomena with a two-equation model of turbulence, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 16(6), pp. 1119÷1130.
- [244] Launder B.E., Sharma B.I., 1974, Application of energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc, *Letters in Heat and Mass Transfer*, Vol. 1(2), pp. 131÷138.
- [245] Chien K.Y., 1982, Predictions of channel and boundary-layer flows with a low-Reynolds number turbulence model, *AIAA J.*, Vol. 20(1), pp. 33÷38.
- [246] Lam C.H.G., Bremhorst K.A., 1981, Modified form of k – ε model for predicting wall turbulence, *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, Vol. 103(3), pp. 456÷460.
- [247] Nagano Y., Tagawa M., 1990, An improved k – ε model for boundary layer flows, *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, Vol. 112(1), pp. 33÷39.
- [248] Yang Z., Shih T.H., 1993, A new time scale based k – ε model for near wall turbulence, *AIAA J.*, Vol. 31(7), pp. 1191÷1198.
- [249] Yakhot V., Orszag S.A., 1986, Renormalization group analysis of turbulence: 1. Basic theory, *J. Sci. Comput.*, Vol. 1, pp. 3÷51.

- [250] Durbin P.A., 1991, Near wall turbulence closure modelling without damping functions, *Theor. Comput. Fluid Dyn.*, Vol. 3(1), pp. 1÷13.
- [251] Durbin P.A., 1995, Separated flow computations with the $k-\varepsilon-v^2$ model, *AIAA J.*, Vol. 33(4), pp. 659÷664.
- [252] Speziale C.G., 1991, On nonlinear $k-l$ and $k-\varepsilon$ models of turbulence *J. Fluid Mech.*, Vol. 178, pp. 459÷475.
- [253] Speziale C.G., 1991, Analytical methods for the development of Reynolds stress closures in turbulence, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 23, pp. 107÷157.
- [254] Wilcox D.C., 1988, Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models, *AIAA J.*, Vol. 26(11), pp. 1299÷1310.
- [255] Menter F.R., 1992, Influence of freestream values on $k-\omega$ turbulence model predictions, *AIAA J.*, Vol. 30(6), pp. 1657÷1659.
- [256] Chima R.V., 1996, A $k-\omega$ turbulence model for quasi-three-dimensional turbomachinery flows, *AIAA Pap.* 96-0248.
- [257] Wilcox D.C., 1994, Simulation of transition with a two-equation turbulence model, *AIAA J.*, Vol. 32(2), pp. 247÷255.
- [258] Menter F.R., 1994, Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for Engineering Applications, *AIAA J.*, Vol. 32(8), pp. 1598÷1605.
- [259] Menter F.R., 1996, A Comparison of Some Recent Eddy-Viscosity Turbulence Models, *Trans. ASME J. Fluids Eng.*, Vol. 118(3), pp. 514÷519.
- [260] Speziale C.G., Abid R., Anderson E.C., 1992, Critical evaluation of two-equation models for near-wall turbulence, *AIAA J.*, Vol. 30(2), pp. 324÷331.
- [261] Zeierman S., Wolfshtein M., 1986, Turbulent time scale for turbulent calculations, *AIAA J.*, Vol. 24(10), pp. 1606÷1610.
- [262] Smith B.R., 1994, A near wall model for the $k-l$ two equation turbulence model, *AIAA Pap.* 94-2386.
- [263] Smith B.R., 1990, The $k-kl$ turbulence and wall layer model for compressible flows, *AIAA Pap.* 90-1483.
- [264] Sarkar S., Erlebacher G., Hussain M.Y., Kriess H.O., 1991, The analysis and modelling of dilatational terms in compressible turbulence, *J. Fluid Mech.*, Vol. 227, pp. 473÷493.
- [265] Sarkar, 1992, The pressure-dilatation correlation in compressible flows, *Phys. Fluids A*, Vol. 4(12), pp. 2674÷2682.
- [266] Zeman O, 1990, Dilatational dissipation: The concept and application in modeling compressible mixing layers, *Phys. Fluids A*, Vol. 24(10), pp. 1606÷1610.
- [267] Wilcox, 1992, Dilatation-dissipation correlation for advanced turbulence models, *AIAA J.*, Vol. 30(11), pp. 2639÷2646.
- [268] Schmidt R.C., Pantakar S.V., 1991, Simulating boundary layer transition with low-Reynolds number $k-\varepsilon$ turbulence models, Part 1 – An evaluation of prediction characteristics, Part 2 – An approach to improving the predictions, *Trans. ASME J. Fluids Eng.*, Vol. 113(1), pp. 10÷26.
- [269] Cleak J.G.E., Gregory-Smith D.G., 1992, Turbulence modelling for secondary flow prediction in a turbine cascade, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 114(3), pp. 590÷598.
- [270] Savill M., 2002, By-pass transition using conventional closures, in: *Closure Strategies for Turbulent and Transitional Flows*, Launder B.E., Sandham N.D. (Eds.), Cambridge University Press, pp. 464÷492.

- [271] Dhawan S., Narasimha R., 1958, Some properties of boundary layer flow during the transition from laminar to turbulent motion, *J. Fluid Mech.*, Vol. 3, pp. 418÷436.
- [272] Savill M., 2002, New strategies in modelling by-pass transition, in: *Closure Strategies for Turbulent and Transitional Flows*, Launder B.E., Sandham N.D. (Eds.), Cambridge University Press, pp. 493÷521.
- [273] Steelant J., Dick E., 1996, Modelling of bypass transition with conditioned Navier-Stokes equations coupled to an intermittency transport equation, *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, Vol. 23, pp. 193÷220.
- [274] Cho J.R., Chung M.K., A $k-\varepsilon-\gamma$ equation turbulence model, *J. Fluid Mech.*, Vol. 237, pp. 301÷322.
- [275] Suzen Y.R., Huang P.G., 1999, Modeling of flow transition using an intermittency transport equation, Rep. NASA/CR-1999-209313.
- [276] Menter F. R., Langtry R., Volker S., 2006, Transition Modelling for General Purpose CFD Codes, *Flow Turbul. Combust.*, Vol. 77(1), pp. 277÷303.
- [277] Langtry, R. B. and Menter, F. R., 2009, Correlation-Based Transition Modeling for Unstructured Parallelized Computational Fluid Dynamics Codes, *AIAA J.*, Vol. 47(12), pp. 2894÷2906.
- [278] Piotrowski W., Elsner W., Drobniak S., 2010, Transition Prediction on Turbine Blade Profile with Intermittency Transport Equation, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 132(1), 011020, <https://doi.org/10.1115/1.3072716>.
- [279] Elsner W., Warzecha P., 2014, Numerical Study of Transitional Rough Wall Boundary Layer, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 136(1), 011010, <https://doi.org/10.1115/1.4023467>.
- [280] Wei L., Ge X., George J., Durbin P., 2017, Modeling of Laminar-Turbulent Transition in Boundary Layers and Rough Turbine Blades, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 139(11), 111009, <https://doi.org/10.1115/1.4037670>.
- [281] Marconcini M., Pacciani R., Arnone A., 2015, Transition Modelling Implications in the CFD Analysis of a Turbine Nozzle Vane Cascade Tested Over a Range of Mach and Reynolds Numbers, *J. Therm. Sci.*, Vol. 24(6), pp. 526÷534.
- [282] Praisner T.J., Clark J.P., 2007, Predicting Transition in Turbomachinery—Part I: A Review and New Model Development, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 129(1), pp. 1÷13, <https://doi.org/10.1115/1.2366513>.
- [283] Praisner T.J., Grover E.A., Rice M.J., Clark J.P., 2007, Predicting Transition in Turbomachinery—Part II: Model Validation and Benchmarking, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 129(1), pp. 14–22, <https://doi.org/10.1115/1.2366528>.
- [284] Cação Ferreira T.S., Vasilakopoulos N., Arts T., 2019, Investigation of Thermal Effect on Bypass Transition on a High-Pressure Turbine Guide Vane, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 141(5), 051006, <https://doi.org/10.1115/1.4041909>.
- [285] Launder B.E., Priddin C.H., Sharma B.I., 1977, Calculation of turbulent boundary layers on spinning and curved surfaces, *Trans. ASME J. Fluids Eng.*, Vol. 99(1), pp. 231÷236.
- [286] Patel V.C., Sotiropoulos F., 1997, Longitudinal curvature effects in turbulent boundary layers, *Prog. Aerospace Sci.*, Vol. 33, pp. 1÷70.
- [287] Kazimierski Z., 1992, Numeryczne wyznaczanie trójwymiarowych przepływów turbulentnych, Wyd. PAN, Zakład Narodowy im. Ossolińskich, Seria Maszyny Przepływowe, Tom 11, Wrocław–Warszawa–Kraków.

- [288] Hanjalic K., Launder B.E., 1972, A Reynolds stress model of turbulence and its application to thin shear flows, *J. Fluid Mech.*, Vol. 52, Part 4, pp. 609÷638.
- [289] Hanjalic K., Launder B.E., 1976, Contribution towards a Reynolds-stress closure for low-Reynolds-number turbulence, *J. Fluid Mech.*, Vol. 74, Part 4, pp. 593÷610.
- [290] Weinstock J., 1981/1982, Theory of pressure-strain-rate correlation for Reynolds stress turbulence closures, Part 1, Off-diagonal elements, *J. Fluid Mech.* Vol. 105, pp. 369÷396, Part 2, Diagonal elements, *J. Fluid Mech.*, Vol. 116, pp. 1÷29.
- [291] Speziale C.G., Sarkar S., Gatski T.B., 1991, Modelling the pressure-strain correlation of turbulence, *J. Fluid Mech.*, Vol. 227, pp. 245÷272.
- [292] Lumley J.L., 1978, Computational modelling of turbulent flows, *Adv. Appl. Mech.*, Vol. 18, pp. 123÷176.
- [293] Launder B.E., Tselepidakis D.P., Younis B.A., 1987, A second moment closure study of rotating channel flow, *J. Fluid Mech.*, Vol. 183, pp. 63÷75.
- [294] Craft T.J., Launder B.E., 1996, Reynolds stress closure designated for complex geometries, *Int. J. Heat Fluid Flow*, Vol. 17(3), pp. 245÷254.
- [295] Sarkar S., Lakshmanan B., 1991, Application of a Reynolds stress turbulence model to the compressible shear layer, *AIAA J.*, Vol. 29(3), pp. 743÷749.
- [296] Rodi W., 1976, A new algebraic relation for calculating Reynolds stresses, *ZAMM*, Vol. 56, pp. 219÷221.
- [297] Gatski T.B., Speziale C.G., 1993, On explicit algebraic stress models for complex turbulent flows, *J. Fluid Mech.*, Vol. 254, pp. 59÷78.
- [298] Nagano Y., Kim C., 1988, A two-equation model for heat transport in wall turbulent shear flows, *Trans. ASME J. Heat Transfer*, Vol. 110(3), pp. 583÷589.
- [299] Youssef M.S., Nagano Y., Tagawa M., 1992, A two-equation heat transfer model for predicting turbulent thermal fields under arbitrary wall thermal conditions, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 35(11), pp. 3095÷3104.
- [300] Gibson M.M., Launder B.E., 1978, Ground effects on pressure fluctuation in the atmospheric boundary layer, *J. Fluid Mech.*, Vol. 86, pp. 491÷511.
- [301] Durbin P., 2002, A perspective on recent developments in RANS modeling, in: *Engineering Turbulence Modelling and Experiments – 5*, Rodi W., Furey N. (Eds.), Elsevier Science Ltd., pp. 3÷16.
- [302] Menter F.R., Kuntz M., Bender R., 2003, A scale-adaptive simulation model for turbulent flow predictions, *AIAA Pap.* 2003–0767.
- [303] Ekaterinaris J.A., Menter F.R., 1994, Computation of oscillating airfoil flows with one- and two-equation turbulence models, *AIAA J.*, Vol. 32(12), pp. 2359÷2365.
- [304] Bogusławski A., 2004, Nowoczesne modele podsiatkowe metody LES. Perspektywy zastosowań w modelowaniu spalania, *Materiały IV Warsztatów „Modelowanie przepływów wielofazowych w układach termochemicznych”*, 12-14 września, Stawiska k. Kościerzyny.
- [305] Menter F.R., Egorov Y., 2005, Turbulence models based on the length scale equation, *Proc. 4 Int. Symp. Turbulent Shear Flow Phenomena*, Pap. TSFP4–268.
- [306] Menter F.R., Egorov Y., 2005, A scale adaptive simulation model using two-equation models, *AIAA Pap.* 2005–1095.
- [307] Smagorinsky J., 1963, General circulation experiments with the primitive equations: I. The basic equations, *Mon. Weather Rev.*, Vol. 91, pp. 99÷164.
- [308] Menter F.R., Egorov Y., 2010, The Scale-Adaptive Simulation Method for Unsteady Turbulent Flow Predictions. Part 1: Theory and Model Description, *Flow Turbul. Combust.*, Vol. 85, pp. 113÷138.

- [309] Egorov Y., Menter F.R., Lechner R., Cokljat D., 2010, The Scale-Adaptive Simulation Method for Unsteady Turbulent Flow Predictions. Part 2: Application to Complex Flows, *Flow Turbul. Combust.*, Vol. 85, pp. 139÷165.
- [310] Comte P., 1977, Vortices in compressible LES and non-trivial geometries, in: *New Tools in Turbulence Modelling*, Metais O., Ferziger J. (Eds.), Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg, pp. 163÷182.
- [311] Deardorff J.W., 1971, On the magnitude of the subgrid scale eddy viscosity coefficient, *J. Comput. Phys.*, Vol. 7(1), pp. 120÷133.
- [312] Germano M., Piomelli U., Moin P., Cabot W.H., 1991, A dynamic subgrid-scale eddy-viscosity model, *Phys. Fluids A*, Vol. 3, pp. 1760÷1765.
- [313] Bardina J., Ferziger J.H., Reynolds W.C., 1984, Improved turbulence models based on LES of homogeneous incompressible turbulent flows, Rep. TF-19, Mechanical Engineering Dept., Stanford University.
- [314] Domaradzki J.A., Saiki E.M., 1997, A subgrid-scale model based on the estimation of unresolved scales of turbulence, *Phys. Fluids*, Vol. 9(7), pp. 2148÷2164.
- [315] Vreman B., Guerts B., Kuerten H., 1995, Subgrid modelling in LES of compressible flows, *Appl. Sci. Res.*, Vol. 54, pp. 191÷206.
- [316] Rodi W., 2002, Large eddy simulation of the flow past bluff bodies, in: *Closure Strategies for Turbulent and Transitional Flows*, Launder B.E., Sandham N.D. (Eds.), Cambridge University Press, pp. 361÷391.
- [317] Fujiwara H., Voke P.R., Arakawa C., 2002, Large-eddy simulation of TL10 LP turbine blade row, in: *Engineering Turbulence Modelling and Experiments – 5*, Rodi W., Fueyo N. (Eds.), Elsevier, pp. 751÷758.
- [318] Sarkar S., 2009, Influence of Wake Structure on Unsteady Flow in a Low Pressure Turbine Blade Passage, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 131(4), 041016, <https://doi.org/10.1115/1.3072490>.
- [319] Léonard T., Gicquel L.Y.M., Gourdain N., Duchaine F., 2015, Steady/Unsteady Reynolds-Averaged Navier–Stokes and Large Eddy Simulations of a Turbine Blade at High Subsonic Outlet Mach Number, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 137(4), 041001, <https://doi.org/10.1115/1.4028493>.
- [320] Pichler R., Michelassi V., Sandberg R., Ong J., 2018, Highly Resolved Large Eddy Simulation Study of Gap Size Effect on Low-Pressure Turbine Stage, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 140(2), 021003, <https://doi.org/10.1115/1.4038178>.
- [321] Pichler R., Zhao Y.M., Sandberg R., Michelassi V., Pacciani R., Marconcini M., Arnone A., 2019, Large-Eddy Simulation and RANS Analysis of the End-Wall Flow in a Linear Low-Pressure Turbine Cascade, Part I: Flow and Secondary Vorticity Fields Under Varying Inlet Condition, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 141(12), 121005, <https://doi.org/10.1115/1.4045080>.
- [322] Marconcini M., Pacciani R., Arnone A., Michelassi V., Pichler R., Zhao Y.M., Sandberg R., 2019, Large Eddy Simulation and RANS Analysis of the End-Wall Flow in a Linear Low-Pressure-Turbine Cascade—Part II: Loss Generation, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 141(5), 051004, <https://doi.org/10.1115/1.4042208>.
- [323] Tyacke J., Tucker P., Jefferson-Loveday R., Vadlamani N.R., Watson R., Naqavi I., Yang X.Y., 2014, Large Eddy Simulation for Turbines: Methodologies, Cost and Future Outlooks, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 136(6), 061009, <https://doi.org/10.1115/1.4025589>.

- [324] Tyacke J.C., Tucker P.G., 2015, Future Use of Large Eddy Simulation in Aero-engines, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 137(8), 081005, <https://doi.org/10.1115/1.4029363>.
- [325] Spalart P.R., Jou W.H., Strelets M., Almaras S.R., 1997, Comments on the Feasibility of LES for Wings, and on a Hybrid RANS/LES Approach, *Proc. 1st AFOSR International Conference on DNS/LES*, August 4-8, Ruston, Louisiana, USA.
- [326] Strelets M., 2001, Detached Eddy Simulation of Massively Separated Flows, *Proc. 39-th Aerospace Meeting and Exhibit*, January 8-11, Reno, Nevada, USA, <https://doi.org/10.2514/6.2001-879>.
- [327] Spalart P.R., Deck S., Shur M.L., Squires K.D., Strelets M., 2006, A new version of detached-eddy simulation resistant to ambiguous densities, in: *Theoretical and Computational Fluid Dynamics*, Springer Science and Business Media LLC, pp. 181÷195.
- [328] Shur M.L., 2008, A hybrid RANS-LES Approach with Delayed-DES and Wall-Modelled LES Capabilities, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 29(6), pp. 1638÷1649.
- [329] Wiśniewski S., 2005, *Termodynamika techniczna WNT*, Warszawa.
- [330] Hodge B.K., Koenig K., 1993, CIG: A calorically imperfect compressible flow software element, *Comput. Appl. Eng. Educ.*, Vol. 1(6), pp. 477÷487.
- [331] Rusanov A., Yershov S., Lampart P., Swirydczuk J., Gardzilewicz A., 2002, 3D multi-stage computations of turbine flows using different state equations, *TASK Quart.*, Vol. 6(4), pp. 591÷600.
- [332] Lampart P., Rusanov A., Yershov S., Marcinkowski S., Gardzilewicz A., 2005, Validation of a 3D solver with a state equation of thermally perfect and calorically imperfect gas on a multi-stage low-pressure steam turbine flow, *Trans ASME J. Fluids Eng.*, Vol. 127(1), pp. 83÷93.
- [333] Chmielniak T.J., Wróblewski W., Dykas S., 1999, Stem flow calculations in turbine channels, *Proc. 3rd Europ. Conf. on Turbomachinery*, March 2–5, London UK, pp. 803÷813.
- [334] Wróblewski W., 2000, Calculations of the condensing water steam flows in turbine blade cascades, *Turbulence*, Vol. 6–7, pp. 209÷224.
- [335] Dykas S., 2001, Numerical calculation of the steam condensing flow, *TASK Quart.*, Vol. 4(4), pp. 519÷535.
- [336] Dykas S., Goodheart K., Schnerr G.H., 2003, Numerical study of accurate and efficient modelling for simulation of condensing flow in transonic steam turbines, *Proc. 5th Europ. Conf. on Turbomachinery*, March 17–22, Prague, Czech Rep., pp. 751÷760.
- [337] Sullivan D.A., 1981, Historical review of real-fluid isentropic flow models, *Trans. ASME J. Fluids Engng*, Vol. 103, pp. 258÷267.
- [338] Aungier R.H., 1995, A fast accurate real gas equation of state for fluid dynamics analysis applications, *Trans. ASME J. Fluids Eng.*, Vol. 117(2), pp. 277÷281.
- [339] Cravero C., Satta A., 2000, A CFD model for real gas flows, *ASME Pap.* 2000–GT–518.
- [340] Sturmayer A., Hirsch Ch., 2003, Tabular IAPWS-95 steam properties formulation with switched condensation model in a 3D Navier-Stokes solver, *Proc. 5th Europ. Conf. on Turbomachinery*, March 17–22, Prague, Czech Rep., pp. 729÷740.
- [341] <https://www.iapws.org/relguide/IAPWS-95.html>, Revised Release on the IAPWS Formulation 1995 for the Thermodynamic Properties of Ordinary Water Substance for General and Scientific Use, September 2018.

- [342] Bohn D., Kerpici H., Ren J., Surken N., 2001, Homogeneous and heterogeneous nucleation in a nozzle guide vane of an LP steam turbine, Proc. 4th Europ. Conf. on Turbomachinery, March 20–23, Firenze, Italy, pp. 813÷822.
- [343] <https://www.iapws.org/relguide/IF97-Rev.html>, Revised Release on the IAPWS Industrial Formulation 1997 for the Thermodynamic Properties of Water and Steam, August 2007.
- [344] <https://www.nist.gov/srd/refprop>.
- [345] Rusanov A., Rusanov R., Lampart P., 2015, Interpolation-analytical approximation of the mBWR32 equation of state to account for the properties of real working fluids in three-dimensional calculations, Proc. 16th Conf. on Modelling Fluid Flow, September 1-4, Budapest, Hungary (on USB Flash).
- [346] Rusanov A., Rusanov R., Klonowicz P., Lampart P., Zywicka, G., Borsukiewicz A., 2021, Development and Experimental Validation of Real Fluid Models for CFD Calculation of ORC and Steam Turbine Flows, Materials, Vol. 14(22), 6879, <https://doi.org/10.3390/ma14226879>.
- [347] Yershov S.V., 1995, Mathematical simulation of 3D turbulent separated flows within multi-row turbomachinery", D.Sc. thesis, Institute of Mechanical Engineering Problems, Kharkov (in Russian).
- [348] Rusanov A.V., 2004, Mathematical modelling of viscous flows in turbomachines, D.Sc. thesis, Institute of Mechanical Engineering Problems, Kharkov (in Russian).
- [349] Godunov S.K., Zabrodin A.V., Ivanov M.A., Kraiko A.N., Prokopov G.P., 1976, Numerical solving multi-dimensional tasks from gas dynamics, Nauka, Moscow (in Russian).
- [350] Dykas S., Wróblewski W., 1996, Warunki brzegowe dla przepływów transonicznych, Materiały IX Szkoły Letniej Mechaniki Płynów, Olsztyn–Nowa Kaletka, pp. 109÷126.
- [351] Błażko E., Lidke M., 1996, TUR–96 – program obliczeń cieplno-przepływowych układów łopatkowych turbin danej geometrii, Opr. Diagnostyka Maszyn sp. z o.o., nr 21/96.
- [352] Ferziger J.H., Peric M., 1996, Computational Methods for Fluid Dynamics, Springer–Verlag, Berlin–Heidelberg.
- [353] Lax P.D., Wendroff B., 1964, Difference scheme for hyperbolic equations with high order accuracy, Comm. Pure Appl. Math., Vol. 17, pp. 381÷398.
- [354] McCormack R.W., 1969, The effect of viscosity in hypervelocity impact cratering, AIAA Pap. 69–354.
- [355] Jameson A., Schmidt W., Turkel E., 1981, Numerical simulation of the Euler equations by finite volume method using Runge-Kutta time stepping schemes, AIAA Pap. 81–1259.
- [356] Pulliam T.H., 1986, Artificial dissipation models for the numerical computation of discontinuous solutions of the equations of fluid dynamics, AIAA J., Vol. 24(12), pp. 1931÷1940.
- [357] Denton J.D., 1983, An improved time marching method for turbomachinery flow calculation, Trans. ASME J. Eng. Power, Vol. 105(3), pp. 514÷521.
- [358] Dawes W.N., 1992, The simulation of three-dimensional viscous flow in turbomachinery geometries using a solution-adaptative unstructured mesh methodology, Trans. ASME J. Turbomachinery, Vol. 114(3), pp. 528÷537.

- [359] Steger J.L., Warming R.F., 1981, Flux vector splitting of the inviscid gas dynamic equations with applications to finite difference methods, *J. Comput. Phys.*, Vol. 40(2), pp. 263÷293.
- [360] van Leer B., 1982, Flux-vector splitting for the Euler equations, *Lecture Notes in Physics*, Vol. 170, pp. 507÷512.
- [361] Roe P.L., 1981, Approximate Riemann solvers, parameter vectors and difference schemes, *J. Comput. Physics*, Vol. 43(2), pp. 357÷372.
- [362] Osher 1984, Riemann solvers, the entropy condition and difference approximation, *SIAM J. Numer. Anal.*, Vol. 21(2), pp. 217÷235.
- [363] Wróblewski W., 1996, Numeryczne metody rozwiązywania równań Eulera i Navier-Stokesa, *Materiały IX Szkoły Letniej Mechaniki Płynów*, Olsztyn–Nowa Kaletka, s. 69÷107.
- [364] Badur J., Ochrymiuk T., 1998, Modelowanie turbulentnego spalania gazów z uwzględnieniem zredukowanej i pełnej kinetyki reakcji chemicznych, *Zeszyty Naukowe IMP PAN* 491/98.
- [365] Kolgan W.P., 1972, Numerical schemes for solving problems in gas dynamics, *Proc. Aerodynamics Institute*, Vol. 3(6), pp. 68÷77 (in Russian).
- [366] van Leer B., 1974, 1979, Towards the ultimate conservative difference scheme II. Monotonicity and conservation combined in a second order scheme, *J. Comput. Phys.*, Vol. 14(4), pp. 361÷370, V. A second-order sequel to Godunov's method, *J. Comput. Phys.*, Vol. 32(1), pp. 101÷136.
- [367] Harten A., 1983, High resolution schemes for hyperbolic conservation laws, *J. Comput. Phys.*, Vol. 49(3), pp. 257÷293.
- [368] Chakravarthy S.R., Szema K.Y., Goldberg V.C., Gorski J.J., 1985, Application of a new class of high accuracy TVD schemes to the Navier-Stokes equations, *AI-AA Pap.* 85–0165.
- [369] Harten A., Osher S., 1987, Uniformly high-order accurate non-oscillatory schemes, *SIAM J. Numer. Anal.*, Vol. 24(2), pp. 279÷309.
- [370] Harten A., Enquist B., Osher S., Chakravarthy S., 1987, Uniformly high order essentially non-oscillatory schemes, III, *J. Comput. Phys.*, Vol. 71(2), pp. 231÷303.
- [371] Shu C.W., Osher S., 1988, 1989, Efficient implementation of essentially non-oscillatory shock capturing schemes, *J. Comput. Phys.*, Vol. 77(2), pp. 439÷471, Efficient implementation of essentially non-oscillatory shock capturing schemes II, *J. Comput. Phys.*, Vol. 83(1), pp. 32÷78.
- [372] Yershov S.V., 1994, The quasi-monotonous ENO scheme of increased accuracy for integrating Euler and Navier-Stokes equations, *Mathematical Modelling*, Vol. 6(11), pp. 58÷64 (in Russian).
- [373] Liu X.D., Osher S., Chan T., 1994, Weighted essentially non-oscillatory schemes, *J. Comput. Phys.*, Vol. 115(1), pp. 200÷212.
- [374] Jiang G.S., Shu C.W., 1996, Efficient implementation of weighted ENO schemes, *J. Comput. Phys.*, Vol. 126(1), pp. 202÷228.
- [375] Wang Z.J., Chen R.F., 2001, Optimised weighted essentially non-oscillatory schemes for linear waves with discontinuity, *J. Comput. Phys.*, Vol. 174(2), pp. 381÷404.
- [376] Beam R.M., Warming R.F., 1978, An implicit factored scheme for the compressible Navier-Stokes equations, *AIAA J.*, Vol. 16(4), pp. 393÷402.
- [377] Rusanov A.V., Yershov S.V., 1997, Simulation of 3D unsteady viscous flow generated by interaction of reciprocally moving turbomachinery cascades, *Proc. Int.*

- Conf. Modelling and Design in Fluid-Flow Machinery, October 18–21, Gdańsk, Poland, pp. 153÷160.
- [378] Tajc L., Polansky J., 1999, Vypocty proudeni labyrintovými ucpávkami, Rep. Skoda, Plzen.
- [379] Anker J.E., Mayer J., Stetter H., 2001, Computational study of the interaction of labyrinth seal leakage flow and main flow in an axial turbine, Proc. 4th Europ. Conf. On Turbomachinery Fluid Dynamics and Thermodynamics, March 18–23, Florence, Italy, pp. 639÷653.
- [381] Hunter S.D., Manwaring S.R., 2000, Endwall cavity flow effects on gaspath aerodynamics in an axial flow turbine, Part I – Experimental and numerical investigations, ASME Pap. 2000–GT–651.
- [381] Yershov S., Rusanov A., Lampart P., Gardzilewicz A., 2000, A numerical method for Navier-Stokes simulation of flow in axial multi-row turbine blade-to-blade passages with source/sink-type boundary conditions for leakage flows, Proc. Seminar Topical Problems of Fluid Mechanics, February 16, Prague, Czech Rep., pp. 93÷96.
- [382] Lampart P., Gardzilewicz A., Yershov S., Rusanov A., 2001, Investigations of interactions of the main flow with root and tip leakage flows in an axial turbine stage by means of a source/sink approach for a 3D Navier-Stokes solver, J. Therm. Sci., Vol. 10(3), 198÷204.
- [383] Heider R., Duboue J.M., Petot B., Couaillier V., Liamis N., Billonnet G., 1993, Three dimensional analysis of turbine rotor flow including tip clearance, ASME Pap. 93–GT–111.
- [384] Fougères J.M., Heider R., 1994, Three-dimensional Navier-Stokes prediction of heat transfer with film cooling, ASME Pap. 94–GT–14.
- [385] Kwon O.J., Hah Ch., 1993, Three-dimensional unstructured grid Euler method applied to turbine blades, AIAA Pap. 93–0196.
- [386] Mathur S.R., Madavan R.N., Rajagopalan R.G., 1993, A hybrid structured-unstructured method for unsteady turbomachinery flow computations, AIAA Pap. 93–0387.
- [387] Eiseman P. 1985, Grid generation for fluid mechanics, Ann. Rev. Fluid Mech., Vol 17, pp. 487÷522.
- [388] Knupp P., Steinberg S., 1993, Fundamentals of Grid Generation, CRC Press Inc.
- [389] Thompson J.F., Soni B., Weatherhill N., 1998, Handbook of Grid Generation, CRC Press Inc.
- [390] Liseikin V., 1999, Grid Generation Methods, Springer–Verlag.
- [391] Proc. ERCOFTAC Seminar and Workshop on Turbomachinery Flow Prediction I÷VIII, 1993÷2002.
- [392] Gregory-Smith D.G., Crossland S.C., 2001, Prediction of turbomachinery flow physics from CFD – review of recent computations of APPACET test cases, TASK Quart., Vol. 5(4), pp. 407÷431.
- [393] QNET–CFD Network Newsletter, 2001÷2004, Vol. 1(1÷4), Vol. 2(1÷4).
- [394] Gregory-Smith D., 1997, Turbomachinery workshop test case No. 3: Durham low-speed turbine cascade, Rep. School of Engineering, University of Durham.
- [395] Arts T., Lambert de Rouvroit M., Rutherford A.W., 1990, Aero-thermal investigation of a highly loaded transonic linear turbine guide vane cascade, Rep. VKI TN 174.
- [396] Walraevens R., Gallus H.E., 1999, Test case 6: 1-1/2 Stage Axial Flow Turbine, Rep. Institute of Jet Propulsion and Turbomachinery, RWTH Aachen.

- [397] Reid L., Moore R.D., 1978, Design and overall performance of four highly-loaded high-speed inlet stages for an advanced high-pressure ratio core compressor, Rep. NASA TP-1337.
- [398] Hathaway M.D., Chriss R. M., Wood J.R., Strazisar A.J., 1993, Experimental and computational investigation of NASA low-speed centrifugal compressor flow field, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 115(3), pp. 527÷535.
- [399] Wiechowski S., 1988, Wyniki badań palisad pierścieniowych TK8, TK9 i modeli stopni TK8–TW3, TK9–TW3, *Opr. Instytutu Techniki Ciepłej, Łódź*, nr 5413.
- [400] Wiechowski S., 2001, Efekty zmiany ułożenia kierownicy akcyjnego stopnia turbinowego, *Gospodarka Paliwami i Energią*, nr 2, s. 22÷29.
- [401] Lampart P., 2006, Badania aerodynamiki układów łopatkowych turbin z wykorzystaniem metod obliczeniowych mechaniki płynów, *Zeszyty Naukowe IMP PAN*, 544/1503/2006.
- [402] Gardzilewicz A., Marcinkowski S., 1995, Diagnosis of LP steam turbines. Prospects of a measuring technique, *ASME PWR Vol.* 28(3), pp. 349÷358.
- [403] Krzyżanowski J., Marcinkowski S., 1997, On efficiency measurements for large steam turbine LP stages, *Proc. 2nd Europ. Conf. on Turbomachinery*, March 5–7, Antwerpen, Belgium, pp. 29÷36.
- [404] Gardzilewicz A., Łuniewicz B., Stojanov A., 1995, Streamline curvature calculation of flow through the steam turbines stages with diffusers, *Ciepłne Maszyny Przepływowe (Turbomachinery)*, Vol. 108, pp. 147÷156.
- [405] Gardzilewicz A., Lampart P., Świryczuk J., Kosowski K., 2000, Badanie strat przepływowych w wieńcach łopatkowych stopni turbinowych z wykorzystaniem CFD, Część I. Metoda obliczeniowa, *Ciepłne Maszyny Przepływowe (Turbomachinery)*, Vol. 117, Tom 1, str. 179÷186.
- [406] Lampart P., Gardzilewicz A., 1999, Numerical study of 3D blading in HP impulse turbines, *Ciepłne Maszyny Przepływowe (Turbomachinery)*, Vol. 115, pp. 297÷310.
- [407] Lampart P., 2006, Tip leakage flows in turbines, *TASK Quart.*, Vol. 10(2), pp. 135-175.
- [408] Krishnababu S.K., Newton P.J., Dawes W.N., Lock G.D., Hodson H.P., Hannis J., Whitney C., 2009, Aerothermal Investigations of Tip Leakage Flow in Axial Flow Turbines—Part I: Effect of Tip Geometry and Tip Clearance Gap, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 131(1), 011006, <https://doi.org/10.1115/1.2950068>.
- [409] Yoon S.H., Curtis E., Denton J.D., Longley L., 2014, The Effect of Clearance on Shrouded and Unshrouded Turbines at Two Levels of Reaction, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 136(2), 021013, <https://doi.org/10.1115/1.4023942>.
- [410] Palafox P., Oldfield M.L.G., La Graff J.E., Jones T.V., 2008, PIV Maps of Tip Leakage and Secondary Flow Fields on a Low-Speed Turbine Blade Cascade With Moving End Wall, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 130(1), 011001, <https://doi.org/10.1115/1.2437218>.
- [411] Huang A.C., Greitzer E.M., Tan C.S., Clemens E.F., Gegg S.G., Turner E.R., 2013, Blade Loading Effects on Axial Turbine Tip Leakage Vortex Dynamics and Loss, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 135(5), 051012, <https://doi.org/10.1115/1.4007832>.
- [412] Krishnababu S.K., Dawes W.N., Hodson H.P., Lock G.D., Hannis J., Whitney C., 2009, Aerothermal Investigations of Tip Leakage Flow in Axial Flow Turbines—

- Part II: Effect of Relative Casing Motion, Trans. ASME J. Turbomachinery, Vol. 131(1), 011007, <https://doi.org/10.1115/1.2952378>.
- [413] Yang D.L., Yu X.O., Feng Z.P., 2010, Investigation of Leakage Flow and Heat Transfer in a Gas Turbine Blade Tip With Emphasis on the Effect of Rotation, Trans. ASME J. Turbomachinery, Vol. 132(4), 041010, <https://doi.org/10.1115/1.3213560>.
- [414] Acharya S., Moreaux L., 2014, Numerical Study of the Flow Past a Turbine Blade Tip: Effect of Relative Motion Between Blade and Shroud, Trans. ASME J. Turbomachinery, Vol. 136(3), 031015, <https://doi.org/10.1115/1.4024842>.
- [415] Wheeler A.P.S., Korakianitis T., Banneheke S., 2013, Tip-Leakage Losses in Subsonic and Transonic Blade Rows, Trans. ASME J. Turbomachinery, Vol. 135(1), 011029, <https://doi.org/10.1115/1.4006424>.
- [416] Gibboni A., Menter J.R., Peters P., Wolter K., Pfof H., Breisig V., 2003, Interaction of labyrinth seal leakage flow and main flow in an axial turbine, ASME Pap. GT2003-38722.
- [417] Wallis A.M., Denton J.D., Demargne A.A.J., 2001, The control of shroud leakage flows to reduce aerodynamic losses in a low aspect ratio shrouded axial flow turbine, Trans. ASME J. Turbomachinery, Vol. 123(2), pp. 334-341, <https://doi.org/10.1115/1.1354143>.
- [418] Rosic B., Denton J.D., 2009, Control of Shroud Leakage Loss by Reducing Circumferential Mixing, Trans. ASME J. Turbomachinery, Vol. 130(2), 021010, <https://doi.org/10.1115/1.2750682>.
- [419] Li J., Kong S., Yan X., Obi S., Feng, Z.P., 2010, Numerical Investigations on Leakage Performance of the Rotating Labyrinth Honeycomb Seal, J. Eng. Gas-Turbines Power, Vol. 132(6), 062501, <https://doi.org/10.1115/1.4000091>.
- [420] Wróblewski W., Dykas S., Bochon K., Rulik S., 2010, Optimization Of Tip Seal With Honeycomb Land In LP Counter Rotating Gas Turbine Engine, TASK Quart., Vol. 14, pp. 189-207.
- [421] Frączek D., Wróblewski W., Bochon K., 2016, Influence of Honeycomb Rubbing on the Labyrinth Seal Performance, J. Eng. Gas Turbines Power, Vol. 139(1), DOI:10.1115/1.4034183.
- [422] Yamamoto A., Murao R., Suzuki Y., Aoi Y., 1995, A quasi-unsteady study on wake interaction of turbine stator and rotor cascades, Trans. ASME J. Turbomachinery, Vol. 117(3), pp. 553-561.
- [423] Sharma O.P., Pickett G.F., Ni R.H., 1992, Assessment of unsteady flows in turbines, Trans. ASME J. Turbomachinery, Vol. 114(1), pp. 79-90.
- [424] Wakeley G, Potts I., 1997, Origins of loss in a multistage turbine environment under conditions of partial admission, ASME Pap. 97-GT-96.
- [425] He L., 1997, Computation of unsteady flow through steam turbine blade rows at partial admission, Proc. Inst. Mech. Engrs., Part A: J. Power Energy, Vol. 211, pp. 197-205.
- [426] Błażko E., Lidke M., 1998, Program REGZ-98 do obliczeń regulacji napelnieniowej turbin. Algorytm obliczeń cieplno-przepływowych układu łopatkowego stopnia regulacyjnego i zaworów regulacyjnych o zadanym poziomie otwarcia, Opr. Diagnostyka Maszyn 9/98.
- [427] Bohn D., Funke H., 2003, Experimental investigations into the nonuniform flow in a 4-stage turbine with special focus on the flow equalization in the first turbine stage, ASME Pap. GT2003-38547.

-
- [428] Simone S., Montomoli F., Martelli F., Chana K.S., Qureshi I., Povey T., 2012, Analysis on the Effect of a Nonuniform Inlet Profile on Heat Transfer and Fluid Flow in Turbine Stages, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 134(1), 011012, <https://doi.org/10.1115/1.4003233>.
- [429] Chmielniak T., Rusin A., Czwiertnia K., *Turbiny gazowe*, 2001, Wyd. PAN, Zakład Narodowy im. Ossolińskich, Seria Maszyny Przepływowe, Tom 25, Wrocław–Warszawa–Kraków.
- [430] Chmielniak T., Łukowicz H., Kochaniewicz A., 2008, Kierunki wzrostu sprawności współczesnych bloków energetycznych, *Rynek Energii*, nr 6, s. 14÷20.
- [431] Chmielniak T., Łukowicz H., Kochaniewicz A., Mroncz M., 2011, Nadkrytyczne bloki węglowe. Kierunki poprawy sprawności i ograniczenia emisji CO₂, *Energetyka*, luty-marzec 2011, s. 84÷87.
- [432] Bear P., Wolff M., Gross A., Marks C.R., Sondergaard R., 2018, Experimental Investigation of Total Pressure Loss Development in a Highly Loaded Low-Pressure Turbine Cascade, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 140(3), 031003, <https://doi.org/10.1115/1.4038413>.
- [433] Zhou C., Hodson H.P., Himmel C., 2014, The Effects of Trailing Edge Thickness on the Losses of Ultrahigh Lift Low Pressure Turbine Blades, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 136(8), 081011, <https://doi.org/10.1115/1.4026456>.
- [434] Melzer A.P., Pullan G., 2019, The Role of Vortex Shedding in the Trailing Edge Loss of Transonic Turbine Blades, *Trans. ASME J. Turbomachinery*, Vol. 141(4), 041001, <https://doi.org/10.1115/1.4041307>.
- [435] Moustapha S.H., Paron G.J., Wade J.H.T., 1985, Secondary flows in cascades of highly loaded turbine blades, *Trans. ASME J. Eng. Gas Turbines Power*, Vol. 107(4), pp. 1031÷1038.

Seria Monograficzna

“Maszyny Przepływowe”

- Tom 1, Jan Madejski, Wymiana ciepła w turbinach cieplnych, 1988
- Tom 2, Tadeusz Chmielniak, Obiegi termodynamiczne turbin cieplnych, 1988
- Tom 3, Janusz W. Elsner, Aerodynamika palisad łopatkowych, 1988
- Tom 4, Tadeusz Chmielniak, Podstawy teorii profilów i palisad łopatkowych, 1989
- Tom 5, Władysław R. Gundlach, Stefan Czarnecki, B. Kaczan, Wykresy entropowe dla powietrza, spalin i produktów zgazowania węgla, 1990
- Tom 6, Jerzy Krzyżanowski, Erozja łopatek turbin parowych, 1991
- Tom 7, Jan Madejski, Traktat o śmigłach, 1991
- Tom 8, Romuald Puzyrewski, Podstawy teorii maszyn wirnikowych w ujęciu jednowymiarowym, 1992
- Tom 9, Andrzej Konorski, Zagadnienia termodynamiki pary wilgotnej, 1992
- Tom 10, Stefan Perycz, Turbiny parowe i gazowe, 1992
- Tom 11, Zbyszko Kazimierski, Numeryczne wyznaczanie trójwymiarowych przepływów turbulentnych, 1992
- Tom 12-A, Włodzimierz J. Prosnak, Wprowadzenie do numerycznej mechaniki płynów. Część A: Podstawowe metody numeryczne, 1993
- Tom 12-B, Włodzimierz J. Prosnak, Maria E. Klonowska, Wprowadzenie do numerycznej mechaniki płynów. Część B: Odwzorowanie konferemne, 1996
- Tom 12-C, Włodzimierz J. Prosnak, Wprowadzenie do numerycznej mechaniki płynów. Część C: Metody przybliżone rozwiązywania zagadnień różniczkowych zwyczajnych, 1993
- Tom 13, Zbigniew Kosma, Rozwiązywanie zagadnień przepływowych metodami funkcji sklepanych, 1993
- Tom 14, Henryk Jarzyna, Wzajemne oddziaływanie kadłuba i pędnika statku, 1993
- Tom 15, Jan Kiciński, Teoria i badania hydrodynamicznych poprzecznych łożysk ślizgowych, 1994
- Tom 16, Tadeusz Chmielniak, Przepływy transoniczne, 1994
- Tom 17, Jarosław Mikielewicz, Modelowanie procesów cieplno-przepływowych, 1995

- Tom 18, Janusz W. Elsner, Stanisław Drobniak, Metrologia turbulencji przepływów, 1995
- Tom 19, Zbigniew Kosma, Grafika komputerowa w zagadnieniach maszyn przepływowych, 1996
- Tom 20, Henryk Jarzyna, Tadeusz Koronowicz, Jan Szantyr, Design of marine propellers. selected problems, 1996
- Tom 21, Józef Śmigielski, Niekonwencjonalne metody i urządzenia do pomiaru energii cieplnej i natężenia przepływu, 1996
- Tom 22-Part I, Sławomir Janecki, Marek Krawczuk, Dynamics of steam turbine rotor blading. part one: single blades and packets, 1998
- Tom 22-Part II, Romuald Rządkowski, Dynamics of steam turbine rotor blading. part two: bladed discs, 1998
- Tom 23, Marian Trela, Jarosław Mikieliewicz, Ruch i wymiana ciepła cienkich warstw cieczy, 1998
- Tom 24, Jarosław Mikieliewicz, Janusz T. Cieśliński, Niekonwencjonalne urządzenia i systemy konwersji energii, 1999
- Tom 25, Tadeusz J. Chmielniak, Andrzej Rusin, Kamil Czwiertnia, Turbiny gazowe, 2000
- Tom 26, Henryk Jarzyna, Niektóre problemy modelowych badań napędowych statków, 2002
- Tom 27, Eligiusz Mieloszyk, Uogólnione układy dynamiczne w ujęciu rachunku operatorów, 2003
- Tom 28, Jan Kiciński, Dynamika wirników i łożysk ślizgowych, 2005
- Tom 29, Romuald Rządkowski, Marek Soliński, Niestacjonarne siły aerodynamiczne działające na wirnik turbiny parowej, 2007
- Tom 30, Eligiusz Mieloszyk, Nieklasyczny rachunek operatorów w zastosowaniu do uogólnionych układów dynamicznych, 2008
- Tom 31, Józef A. Goliński, Krzysztof J. Jesionek, Siłownie powietrzno-parowe, 2009
- Tom 32, Teodor Skiepmo, Kompaktowe rekuperatory ciepła i regeneratory, 2012
- Tom 33, Praca zbiorowa pod kierunkiem Andrzeja Piętaka, Studium możliwości wykorzystania silników o obiegu Stirlinga do kogeneracyjnych agregatów zasilanych biopaliwami, 2013
- Tom 34, Adam Adamkowski, Przepływy nieustalone cieczy w przewodach zamkniętych, 2013
- Tom 35, Alicja Krella, Erozja elementów maszyn przepływowych, 2019

IMP
gdańsk
PAN

ISBN 83-88237-99-7