ZESZYTY
NAUKOWE
POLITECHNIKI
ŚLĄSKIEJ

ZBIGNIEW POPIOŁEK

BADANIE I MODELOWANIE STRUG KONWEKCYJNYCH Z UWAGI NA KSZTAŁTOWANIE PROCESU WENTYLACJI

INŻYNIERIA
ŚRODOWISKA

Z. 28
GLIWICE
1987

POLITECHNIKA ŚLĄSKA

ZESZYTY NAUKOWE

Nr 909

ZBIGNIEW POPIOŁEK

BADANIE I MODELOWANIE STRUG KONWEKCYJNYCH Z UWAGI NA KSZTAŁTOWANIE PROCESU WENTYLACJI

GLIWICE 1987

OPINIODAWCY
Doc. dr hab. Teresa Jędrzejewska-Ścibak
Prof. dr hab. Jerzy Ostrowski

KOLEGIUM REDAKCYJNE

REDAKTOR NACZELNY — Prof. dr hab. inż. Wiesław Gabzdyl
REDAKTOR DZIAŁU — Dr inż. Wacław Kusznik
SEKRETARZ REDAKCJI — Mgr Elżbieta Stinzing
CZŁONKOWIE KOLEGIUM — Prof. dr hab. inż. Adolf Maciejny
— Prof. dr inż. Stanisław Malzacher
— Prof. dr hab. inż. Bronisław Skinderowicz

REDAKTOR ZESZYTU
Dr inż. Zbigniew Trzeciakiewicz

OPRACOWANIE REDAKCYJNE
Mgr Aleksandra Kłobuszowska

Wydano za zgodą
Rektora Politechniki Śląskiej

PL ISSN 0072-4696

Dział Wydawnictw Politechniki Śląskiej
ul. Kujawska 3, 44-100 Gliwice

Nakł. 160+85 Ark. wyd. 6,55 Ark. druk. 6,38 Papier offset. kl. III 70x100. 70 g
Oddano do druku 27.02.87 Podpis. do druku 21.05.87 Druk ukończ. w maju 1987
Zam. 178/87 L-23 Cena zł 131,—

Skład, fotokopie, druk i oprawę
wykonano w Zakładzie Graficznym Politechniki Śląskiej w Gliwicach

SPIS TREŚCI

Str.

OZNACZENIA I SKRÓTY 7

1. WSTĘP 9

2. STRUGI KONWEKCYJNE JAKO CZYNNIK UCZESTNICZĄCY W KSZTAŁTOWANIU RUCHU POWIETRZA W POMIESZCZENIACH 12

2.1. Racjonalne energetycznie kształtowanie ruchu powietrza w pomieszczeniach 12

2.2. Wpływ strug konwekcyjnych na ruch powietrza w pomieszczeniu wentylowanym 13

2.3. Powstawanie i formowanie się swobodnych strug konwekcyjnych 13

2.4. Charakterystyczne strefy osiowosymetrycznej strugi konwekcyjnej 16

3. BADANIA EKSPERYMENTALNE STRUG KONWEKCYJNYCH 19

3.1. Metodyka pomiarów niestabilnych strug konwekcyjnych 19

3.2. Stanowisko badawcze i stosowane przetworniki pomiarowe 23

3.3. Sposób opisu przepływu w strugach konwekcyjnych 27

3.4. Wyniki eksperymentalnych badań strug konwekcyjnych 33

4. METODY OBLICZANIA STRUG KONWEKCYJNYCH 45

4.1. Model turbulentnej SK powyżej punktowego źródła ciepła (PTSK) 46

4.2. Metody obliczania SK wykorzystujące lub zbliżone do modelu PTSK 54

4.3. Metoda Abramowicza 57

4.4. Całkowe metody obliczania pionowych wymuszonych strug nieizotermicznych 60

5. PROPONOWANA METODA OBLICZANIA STRUG KONWEKCYJNYCH 64

5.1. Proponowane równania zamykające 65

5.2. Całkowa metoda obliczania strug konwekcyjnych 70

5.3. Określenie wartości Ar_p i λ_p^2 73

5.4. Eksperymentalna weryfikacja proponowanej SMOSK 75

5.5. Struga konwekcyjna w otoczeniu bez stratyfikacji 78

5.6. Struga konwekcyjna w otoczeniu ze stratyfikacją 86

6. PODSUMOWANIE I PERSPEKTYWY WYKORZYSTANIA WYNIKÓW BADAŃ 92

7. LITERATURA 95

OPINIODAWCY
Doc. dr hab. Teresa Jędrzejewska-Ścibak
Prof. dr hab. Jerzy Ostrowski

KOLEGIUM REDAKCYJNE

REDAKTOR NACZELNY — Prof. dr hab. inż. Wiesław Gabzdyl
REDAKTOR DZIAŁU — Dr inż. Wacław Kusznik
SEKRETARZ REDAKCJI — Mgr Elżbieta Stinzing
CZŁONKOWIE KOLEGIUM — Prof. dr hab. inż. Adolf Maciejny
— Prof. dr inż. Stanisław Malzacher
— Prof. dr hab. inż. Bronisław Skinderowicz

REDAKTOR ZESZYTU
Dr inż. Zbigniew Trzeciakiewicz

OPRACOWANIE REDAKCYJNE
Mgr Aleksandra Kłobuszowska

Wydano za zgodą
Rektora Politechniki Śląskiej

PL ISSN 0072-4696

Dział Wydawnictw Politechniki Śląskiej
ul. Kujawska 3, 44-100 Gliwice

Nakł. 160+85 Ark. wyd. 6,55 Ark. druk. 6,38 Papier offset. kl. III 70x100, 70 g
Oddano do druku 27.02.87 Podpis. do druku 21.05.87 Druk ukończ. w maju 1987
Zam. 178/87 L-23 Cena zł 131,—

Skład, fotokopie, druk i oprawę
wykonano w Zakładzie Graficznym Politechniki Śląskiej w Gliwicach

SPIS TREŚCI

Str.

OZNACZENIA I SKRÓTY 7

1. WSTĘP 9

2. STRUGI KONWEKCYJNE JAKO CZYNNIK UCZESTNICZĄCY W KSZTAŁTOWANIU RUCHU POWIETRZA W POMIESZCZENIACH 12

2.1. Racjonalne energetycznie kształtowanie ruchu powietrza w pomieszczeniach 12

2.2. Wpływ strug konwekcyjnych na ruch powietrza w pomieszczeniu wentylowanym 13

2.3. Powstawanie i formowanie się swobodnych strug konwekcyjnych 13

2.4. Charakterystyczne strefy osiowosymetrycznej strugi konwekcyjnej 16

3. BADANIA EKSPERYMENTALNE STRUG KONWEKCYJNYCH 19

3.1. Metodyka pomiarów niestabilnych strug konwekcyjnych 19

3.2. Stanowisko badawcze i stosowane przetworniki pomiarowe 23

3.3. Sposób opisu przepływu w strugach konwekcyjnych 27

3.4. Wyniki eksperymentalnych badań strug konwekcyjnych 33

4. METODY OBLICZANIA STRUG KONWEKCYJNYCH 45

4.1. Model turbulentnej SK powyżej punktowego źródła ciepła (PTSK) 46

4.2. Metody obliczania SK wykorzystujące lub zbliżone do modelu PTSK 54

4.3. Metoda Abramowicza 57

4.4. Całkowe metody obliczania pionowych wymuszonych strug nieizotermicznych 60

5. PROPONOWANA METODA OBLICZANIA STRUG KONWEKCYJNYCH 64

5.1. Proponowane równania zamykające 65

5.2. Całkowa metoda obliczania strug konwekcyjnych 70

5.3. Określenie wartości Ar_p i λ_p^2 73

5.4. Eksperymentalna weryfikacja proponowanej SMOSK 75

5.5. Struga konwekcyjna w otoczeniu bez stratyfikacji 78

5.6. Struga konwekcyjna w otoczeniu ze stratyfikacją 86

6. PODSUMOWANIE I PERSPEKTYWY WYKORZYSTANIA WYNIKÓW BADAŃ 92

7. LITERATURA 95

СОДЕРЖАНИЕ

Стр.

ОБОЗНАЧЕНИЯ И СОКРАЩЕНИЯ 7

1. ВСТУПЛЕНИЕ 9

2. КОНВЕКЦИОННЫЕ СТРУИ В КАЧЕСТВЕ ФАКТОРА УЧАСТВУЮЩЕГО В ФОРМИРОВАНИЮ ДВИЖЕНИЯ ВОЗДУХА В ПОМЕЩЕНИИ 12

2.1. Рациональное энергетическо формирование движения воздуха в помещениях 12

2.2. Влияние конвекционных струй на движение воздуха в вентилированным помещении 13

2.3. Образование и формирование свободных конвекционных струй 13

2.4. Характеристические зоны осевосимметрической конвекционной струи 16

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ КОНВЕКЦИОННЫХ СТРУЙ 19

3.1. Методика измерений нестабильных конвекционных струй 19

3.2. Испытательный стенд и применяемые преобразователя 23

3.3. Способ описания течения в конвекционных струях 27

3.4. Результаты экспериментальных исследований конвекционных струй 33

4. МЕТОДЫ РАСЧЁТА КОНВЕКЦИОННЫХ СТРУЙ 45

4.1. Модель турбулентной конвекционной струи выше пунктирного источника тепла КСПТ 46

4.2. Методы расчёта КС использующиеся или приближённые к модели КСПТ 54

4.3. Метод Абрамовича 57

4.4. Интегральный метод расчёта вертикальных неизотермических струй 60

5. ПРЕДЛАГАЕМЫЙ МЕТОД РАСЧЁТА КОНВЕКЦИОННЫХ СТРУЙ 64

5.1. Предполагаемые замыкающие уравнения 65

5.2. Интегральный метод расчёта КС 70

5.3. Определение значения Ar_p и λ_p^2 73

5.4. Экспериментальная верификация предлагаемого ИМРКС 75

5.5. Конвекционная струя в окружающей среде без стратификации 78

5.6. Конвекционная струя в окружающей среде в стратификацию 86

6. РЕЗЮМЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ РЕЗУЛЬТАТОВ ИССЛЕДОВАНИЙ 92

7. ЛИТЕРАТУРА 95

CONTENTS

	Page
NOMENCLATURE AND ABBREVIATIONS	7
1. INTRODUCTION	9
2. BUOYANT PLUME AS A FACTOR TAKING PART IN AIR MOTION FORMING IN ROOMS	12
2.1. Energetistically efficient air motion forming in rooms	12
2.2. The effect of buoyant plumes on air motion in ventilated room	13
2.3. Buoyant plumes arising and forming	13
2.4. Characteristic zones of axisymmetrical buoyant plume	16
3. EXPERIMENTS ON BUOYANT PLUMES	19
3.1. Methodics of unstable buoyant plume measurements	19
3.2. Measurement stand and measurement transducers applied	23
3.3. The way of flow description in buoyant plumes	27
3.4. Test results of buoyant plumes	33
4. METHODS OF BUOYANT PLUMES CALCULATION	45
4.1. Model of buoyant plume above a point heat source	46
4.2. Calculation methods making use of the model of buoyant plume above a point heat source or similar to it	54
4.3. Abramowicz's method	57
4.4. Integral methods of vertical buoyant jet calculation	60
5. SUGGESTED METHOD OF BUOYANT PLUME CALCULATION	64
5.1. Suggested closure equations	65
5.2. Integral method of buoyant plume calculation	70
5.3. Determination of Ar_p and λ_p^2 values	73
5.4. Experimental verification of the suggested integral method of buoyant plume calculation	75
5.5. Buoyant plume in the environment without stratification	78
5.6. Buoyant plume in the environment where stratification occurs	86
6. CONCLUSIONS AND PROSPECTS FOR THE TEST RESULTS APPLICATION	92
7. REFERENCES	95

OZNACZENIA I SKRÓTY

Ar - liczba Archimedesa
D - średnica
G* - liczba Grashofa
H - wysokość
I - strumień pędu
L - długość
M - pionowy gradient natężenia przepływu, wykładnik
N - wykładnik
P - gęstość pionowego rozkładu siły wyporu
Pr_t - turbulentna liczba Prandtla
Q - nadwyżka entalpii
R - szerokość profilu
Re - liczba Reynoldsa
S - współczynnik stratyfikacji
V - natężenie przepływu
W - prędkość
W' - fluktuacje prędkości
$\overline{W}$ - prędkość średnia
a - szerokość
c_p - ciepło właściwe
g - przyspieszenie ziemskie
k - współczynniki modelu PTSK, przewodnictwo cieplne
m - współczynnik rozkładu prędkości
p - współczynnik rozkładu temperatury
q^s - powierzchniowy strumień ciepła
r - promień
t - temperatura
Δt - nadwyżka temperatury
$\Delta t'$ - fluktuacje nadwyżki temperatury
$\Delta \bar{t}$ - średnia nadwyżka temperatury
x - współrzędna
y - współrzędna
z - wysokość

Symbole greckie

α - współczynnik wchłaniania
β - współczynnik rozszerzalności objętościowej
γ - współczynnik turbulentnej dyfuzji ciepła
ϵ_m - lepkość wirowa
ϵ_γ - dyfuzja wirowa
Φ - funkcja
δ - błąd względny
λ - stosunek szerokości profili
ρ - gęstość
ν - kinematyczny współczynnik lepkości
τ - czas
φ - względny promień

Indeksy

i - liczba naturalna
j - struga izotermiczna
m - maksymalna
ℓ - lokalny
o - brzegowy, wylotowy
p - dot. PTSK, osiowe
r - promieniowa
s - struga, czujnik
t - temperatura
u - uśrednianie
v - natężenie przepływu, biegunowa
w - prędkości
z - pionowa
∞ - otoczenie

Skróty

CMOSK - całkowa metoda obliczania strug konwekcyjnych w strefie samopodobieństwa przepływu średniego
PTSK - turbulentna struga konwekcyjna powyżej punktowego źródła ciepła
SK - struga konwekcyjna

1. WSTĘP

W związku z koniecznością racjonalnego gospodarowania energią zwraca się coraz większą uwagę na oszczędzanie energii w procesach ogrzewania i wentylacji budynków. Procesy te stanowią największą pozycję w bilansie energetycznym kraju. Prace z tym związane zmierzają do opracowania przegród o udoskonalonych właściwościach cieplnych oraz do doskonalenia właściwości układów ogrzewania i wentylacji.

Ilość energii zużywana w procesach wentylacji pomieszczeń zależy głównie od ilości powietrza wentylacyjnego, przy której osiąga się zamierzony efekt wentylacji. Ilość ta zależy nie tylko od zastosowanego sposobu rozdziału powietrza i generowania strug nawiewnych, ale także od zjawisk zakłócających proces wentylacji jak np. konwekcja cieplna i infiltracja.

Strugi konwekcyjne występują w pomieszczeniach często i w różnych postaciach. Wiążą się one z wentylacją mechaniczną zazwyczaj jako zakłócenie, a z wentylacja naturalną jako czynnik kształtujący ruch powietrza.

Ze względu na złożoność zachodzących zjawisk aerodynamicznych i cieplnych, zagadnienie kształtowania ruchu powietrza w pomieszczeniach jest nadal trudne do rozwiązania. Trudności spowodowane są m.in. tym, że dotychczas niezbyt gruntownie zbadano właściwości ruchu powietrza w pomieszczeniach, a zwłaszcza występujące tam aerodynamiczne zakłócenia. Matematyczne bądź fizykalne modelowanie ruchu powietrza w pomieszczeniach powinno być poprzedzone takimi szczegółowymi badaniami i wykorzystywać ich wyniki.

W niniejszej pracy przedstawiono wyniki badań jednego z czynników uczestniczących w kształtowaniu ruchu powietrza w pomieszczeniach, jakimi są strugi konwekcyjne (w tekście używa się często skrótu SK), powstające nad quasi-osiowosymetrycznymi źródłami ciepła. Quasi-osiowosymetryczne SK generowane są przez wolno stojące grzejniki, piece i różne inne urządzenia, a także przez ludzi.

Dotychczas w praktyce rozkłady temperatury i prędkości w osiowosymetrycznych strugach konwekcyjnych opisywano za pomocą modelu turbulentnej strugi konwekcyjnej generowanej przez punktowe źródło ciepła (używany jest skrót PTSK). Model ten przedstawił po raz pierwszy B. Schmidt [71], a następnie H. Rouse i in. [68]. Omówiono go w rozdz. 4.1, a bardziej szczegółowo przedstawiono go uprzednio w załączniku do pracy [59]. Zastosowanie modelu PTSK do obliczania parametrów rzeczywistych strug konwekcyjnych budzi w wielu przypadkach poważne zastrzeżenia [44]. Między innymi dotychczas nie wiadomo dokładnie, od jakiej wysokości nad źródłem można przepływ konwekcyjny w ten sposób aproksymować. Model ten nie uwzględnia zazwyczaj wy-

stępującej stratyfikacji termicznej ośrodka w otoczeniu strugi, a ponadto mimo wielokrotnych prób, nie został on w pełni eksperymentalnie zweryfikowany.

Badania eksperymentalne SK są dość kłopotliwe z uwagi na nieizotermiczny przepływ o dużej intensywności turbulencji. Prędkość przepływu i nadwyżka temperatury mają zwykle bardzo małe wartości. Przepływy konwekcyjne są ponadto wrażliwe na zakłócenia, np. na poprzeczne przepływy i zmiany temperatury w otaczającym ośrodku.

Wyniki dotychczasowych badań eksperymentalnych SK budzą często wątpliwości, zwłaszcza gdy badania prowadzone były bez zachowania stabilności i kontroli parametrów w otoczeniu strugi. Niekiedy wyniki badań sugerują, że w otoczeniu badanych SK występowała stratyfikacja termiczna powietrza, a jednak nie brano jej pod uwagę [3]. Zastrzeżenia można mieć do zastosowanych metod pomiaru temperatury i prędkości przepływu powietrza, zwłaszcza do czułości pomiarów, kierunkowych właściwości anemometrów i sposobu kompensacji temperaturowej, a także do poprawności doboru czasu uśredniania. Większość dostępnych wyników badań eksperymentalnych charakteryzuje się w rezultacie dużym, kilkunastoprocentowym rozproszeniem [3, 68].

W niniejszej pracy przedstawiono wyniki badań nad doskonaleniem metodyki pomiarów parametrów w przepływach konwekcyjnych i niektóre wyniki pomiarów opartych w tak udoskonalonej metodyce. Przeanalizowano następnie uzyskane wyniki oraz stosowane dotychczas metody obliczania SK i pionowych wymuszonych osiowosymetrycznych strug nieizotermicznych (PWSN). Ze względu na małą praktyczną przydatność tych metod, opracowano nową pełniejszą metodę obliczeń uwzględniającą czynniki mające istotny wpływ na SK, szczególnie w procesach wentylacji pomieszczeń. Metodę tę zweryfikowano eksperymentalnie, a także wykorzystano do numerycznego określenia zachowania się SK w różnych warunkach.

W trakcie badań pojawił się problem określenia zakresu praktycznej stosowalności modelu turbulentnej strugi konwekcyjnej generowanej przez punktowe źródło ciepła (PTSK) oraz problem określenia wartości jego charakterystycznych parametrów. Problemy te zostały w znacznym stopniu wyjaśnione.

Przeprowadzone badania pozwalają na identyfikacje SK jako jednego z czynników wpływających na ruch powietrza w pomieszczeniach. Jednakże wyniki i wnioski wynikające z pracy mogą mieć szersze zastosowanie. Dotyczy to zwłaszcza całkowej metody obliczania strug konwekcyjnych (CMOSK) i udoskonalonej metodyki pomiarowej. Mogą one być wykorzystane m.in. przy badaniu innych czynników wywołujących ruch powietrza w pomieszczeniu.

Omawiane badania były kontynuacją prac prowadzonych na Politechnice Śląskiej. Prowadzono je w latach 1980-1985 w ramach współpracy Instytutu Ogrzewnictwa, Wentylacji i Ochrony Powietrza z Politechniką w Sztokholmie, gdzie autor przebywał na kilkumiesięcznym stażu naukowym. Wyniki badań publikowane były sukcesywnie w Zeszytach Naukowych Politechniki Sztokholmskiej [59, 44, 61, 62]. Wyniki te prezentowano również na konferencjach zagranicz-

nych [43, 45, 46] i krajowych. W niniejszej pracy starano się ponownie przeanalizować badane problemy i przedstawić ich syntetyczne ujęcie. Z tego względu pominięto opis wielu szczegółowych zagadnień, odwołując się do wcześniejszych publikacji.

Autor chciałby serdecznie podziękować prof. dr hab. inż. Stanisławowi Mierzwińskiemu i prof. Folke Petersonowi z Politechniki Sztokholmskiej za cenne uwagi i pomoc przy teoretycznym opisie zagadnienia. Chciałby podziękować także koleżance mgr inż. E. Medyńskiej i kolegom mgr inż. S. Moskalowi i mgr inż. P. Knapkowi oraz gronu byłych dyplomantów mgr inż., mgr inż. M. Bielskiej, P. Kłapcińskiemu, G. Nowak, M. Palce, A. Kazimierczykowi, B. Tarnawskiemu, B. Adamczuk za techniczną pomoc przy wykonywaniu pomiarów i ich opracowywaniu.

2. STRUGI KONWEKCYJNE JAKO CZYNNIK UCZESTNICZĄCY W KSZTAŁTOWANIU RUCHU POWIETRZA W POMIESZCZENIACH

2.1. Racjonalne energetycznie kształtowanie ruchu powietrza w pomieszczeniach

Na całym świecie przywiązuje się obecnie dużą wagę do zagadnienia kształtowania ruchu powietrza w pomieszczeniach jako warunku racjonalnego energetycznie realizowania procesu wentylacji. Poszukuje się najkorzystniejszych pod tym względem sposobów ogrzewania pomieszczeń, rozdziału powietrza wentylacyjnego i kształtowania strug nawiewnych.

Przykładem takich poszukiwań mogą być badania prowadzone na uniwersytetach w Liège [21] i Kopenhadze [53]. Były to badania prowadzone w skali naturalnej w komorach klimatycznych. Dotyczyły one rozwiązań ogrzewania i wentylacji dla pomieszczeń o kubaturze 45 i 31 m^3.

Metoda kształtowania ruchu powietrza w pomieszczeniach na podstawie badań wykonywanych w skali naturalnej przynosi dobre efekty, lecz jest bardzo kosztowna i skomplikowana. Nie może być ona w praktyce stosowana np. dla dużych obiektów takich, jak hale fabryczne czy sale audytoryjne. Dlatego też duże znaczenie w pracach nad kształtowaniem ruchu powietrza w dużych pomieszczeniach mają metody modelowania fizykalnego w zmniejszonej skali i modelowania matematycznego.

W przypadku stosowania metody fizykalnego modelowania w zmniejszonej skali [40, 67, 73] muszą być spełnione warunki samopodobieństwa przepływu. Są one zwykle spełniane dla strug nawiewnych i niekiedy dla przepływów konwekcyjnych. Nie zawsze jednak mogą być spełnione dla stref pomieszczenia, gdzie występują przepływy wtórne.

Modelowanie matematyczne ma duże perspektywiczne znaczenie. Model taki powinien jednak odpowiednio dokładnie odzwierciedlać przebieg zjawisk zachodzących w rzeczywistości i ujmować wszystkie niezbędne czynniki. Dotychczas symulowane były matematycznie przypadki dwuwymiarowego przepływu powietrza w pomieszczeniach, rzadko występujące w praktyce wentylacyjnej [19, 26, 32, 36, 66, 77]. Były jednakże już pierwsze próby rozwiązywania zagadnień trójwymiarowych [69].

Podstawowymi problemami, które występują przy matematycznym modelowaniu ruchu powietrza w pomieszczeniach, są: sposób zamknięcia układu równań przepływu, gęstość i ilość węzłów numerycznej siatki obliczeń, właściwe sformułowanie warunków brzegowych.

2.2. Wpływ strug konwekcyjnych na ruch powietrza w pomieszczeniu wentylowanym

Ruch powietrza w pomieszczeniu wentylowanym wywoływany jest głównie przez wentylację mechaniczną, infiltrację i konwekcję naturalną.

Przepływy konwekcyjne powstają na skutek działania sił wyporu hydrostatycznego. Siły te powodują unoszenie cieplejszych i opadanie zimniejszych od otoczenia mas powietrza. W pomieszczeniach przepływy wywołane konwekcją naturalną powstają wzdłuż ścian zimnych jako opadające, a wzdłuż ciepłych jako wznoszące się konwekcyjne strugi przyścienne. Nad źródłami ciepła znajdującymi się w dostatecznie dużej odległości od przegród pomieszczenia powstają pionowe swobodne strugi konwekcyjne. Strugi te mogą być traktowane jako swobodne tylko na pewnych odcinkach, ze względu na wymiary pomieszczenia. Obserwuje się w pomieszczeniach także i inne przepływy, wywołane zjawiskiem konwekcji naturalnej, np. przepływy nad grzejnikami umieszczonymi w pobliżu ścian czy przepływy nad kilkoma źródłami ciepła rozmieszczonymi w niewielkiej odległości.

Znaczący wpływ przepływów konwekcyjnych na ruch powietrza w pomieszczeniach jest oczywisty. Z uwagi na wentylację niedużych pomieszczeń warto zwrócić uwagę na przypadek swobodnej strugi konwekcyjnej generowanej przez źródło o stosunkowo małej mocy, jakim jest ciało człowieka.

Już w początku lat trzydziestych F.C. Houghten i J.L. Blackshaw [28] badając konwekcję naturalną wokół człowieka stwierdzili, że "[...]konwekcyjne strugi wydają się być całkiem skuteczne w mieszaniu powietrza". Do podobnej konkluzji doszedł L.F. Daws [11] obserwując ruch powietrza wywołany różnymi czynnikami w "przeźroczystym" pomieszczeniu. H. Honma [27] potwierdza powyższe obserwacje, a ponadto stwierdza, że "[...]lepsza skuteczność wentylacji w pomieszczeniu może być osiągnięta przez pozytywne wykorzystanie wpływu swobodnej konwekcji [...]". Warto więc tak kształtować ruch powietrza w pomieszczeniu, aby osiągnąć współdziałanie wentylacji mechanicznej i przepływów konwekcyjnych. Powyższe obserwacje zostały potwierdzone badaniami S. Mierzwińskiego [42]. Z jego pomiarów wynika, że na wysokości 75 cm powyżej głowy człowieka objętościowe natężenie przepływu SK wynosić może od 0,03 do 0,08 m^3/s, znaczy to, że struga taka powoduje przepływ powietrza porównywalny ze strugami nawiewnymi.

Jeśli więc nawet tak małej mocy źródło ciepła może spowodować powstanie strugi konwekcyjnej, która wyraźnie wpływa na ruch powietrza w pomieszczeniu, tym bardziej znaczący może być wpływ źródeł o większej mocy.

2.3. Powstawanie i formowanie się swobodnych strug konwekcyjnych

W większości przypadków wokół źródła ciepła i tuż ponad nim występują złożone zjawiska aerodynamiczne i cieplne. Przebieg tych zjawisk jest prak-

tycznie niemożliwy do teoretycznego przewidzenia, tym bardziej że większość źródeł generujących w praktycznych przypadkach strugi konwekcyjne ma skomplikowany kształt i zróżnicowaną temperaturę powierzchniową.

Swobodne strugi konwekcyjne powstają w wyniku połączenia się nad źródłem ciepła konwekcyjnych strug przyściennych. Właściwie jedynie konwekcyjną strugę przyścienną wzdłuż pionowej płaskiej płyty można uważać za dostatecznie dobrze poznaną [6, 7, 18]. Natomiast spośród źródeł ciepła, które generują swobodne SK w pomieszczeniach wentylowanych, tylko konwekcyjna struga przyścienna powstająca przy ciele człowieka jest dość dobrze znana. Technikami wizualizacyjnymi badali ten przepływ przez zadymianie F.C. Houghten i J.L. Blackshaw [28], L.F. Daws [11] obserwując ruch cząstek śledzących (metaldehydu), H.E. Lewis i wsp. [35] techniką fotografii smugowej. A.R. Forster [35] wykonał także pomiary rozkładów temperatury i prędkości w konwekcyjnej strudze przy powierzchni skóry nagiego mężczyzny. Podobne pomiary, wykorzystując manekin posiadający ludzki kształt, wykonał L. Fiedorowicz [15]. Powstająca warstwa przyścienna na wysokości kolana i uda ma grubość około 2÷4 cm, maksymalna prędkość występuje w odległości około 0,5 cm od powierzchni skóry i wynosi 0,15÷0,25 m/s. Na wysokości klatki piersiowej jej grubość wynosi około 20 cm, a prędkość maksymalna 0,2÷0,3 m/s. Z badań Fiedorowicza wynika, że rozkłady prędkości i temperatury zależne są od pozycji zajmowanej przez człowieka oraz rodzaju wykonywanych czynności. Porównując jakościowo wyniki pomiarów rozkładów temperatury i prędkości w warstwie przyściennej wokół ciała człowieka z wynikami pomiarów przy powierzchni pionowej płaskiej płyty zauważa się duże podobieństwo kształtu profili. Charakterystyczne jest, że profil prędkości jest znacznie szerszy od profilu temperatury.

Powyżej źródła ciepła przepływ łączy się i miesza formując swobodną strugę konwekcyjną. Zjawisko to występujące nad nagrzaną półkulą badali Y. Jaluria i B. Gebhart [31]. Z badań tych wynika, że kształt źródła ciepła ma istotny wpływ na formowanie się SK. Podobne badania nad nagrzaną powierzchnią sferyczną prowadził R.E. Powe i wsp. [63], a nad powierzchnią cylindryczną L. Pera i B. Gebhart [56]. W najwyżej położonym punkcie źródła występuje stagnacja przepływu. W pobliżu tego punktu przepływające powietrze gwałtownie zmienia kierunek ze stycznego do powierzchni źródła na pionowy. Po połączeniu się konwekcyjnej strugi przyściennej szerokość SK osiąga pewną minimalną wartość, a następnie powiększa się. Pomiary wykonane przez Y. Jalurię i B. Gebharta [31] wskazują, że profile prędkości i temperatury w początkowej fazie rozwoju strugi zależą od ilości ciepła oddawanego przez źródło na drodze konwekcji. Ze wzrostem ilości ciepła rośnie szerokość SK. Zaskakującym wynikiem jest, że wzrost ilości ciepła nie zawsze powoduje wzrost prędkości osiowej. W.W. Baturin i W.H. Elterman [3] prezentują wyniki badań strug konwekcyjnych generowanych przez poziome nagrzane płyty. Z badań tych wynika, że prędkość osiowa w SK początkowo zwiększa się szybko ze wzrostem odległości od płyty, osiąga pewną wartość maksymalną, a następnie powoli zmniejsza się.

Przepływ w konwekcyjnych strugach przyściennych przy powierzchni źródła SK jest początkowo laminarny. W przypadku rozległych źródeł ciepła przejście ruchu laminarnego w turbulentny może wystąpić już w strudze przyściennej, w innych przypadkach dopiero powyżej źródła ciepła.

Proces przejścia ruchu laminarnego w burzliwy był wielokrotnie szczegółowo badany dla konwekcyjnej strugi przyściennej wzdłuż pionowej płaskiej płyty. Y. Jaluria i B. Gebhart [29] zaobserwowali, że turbulencja powstaje początkowo w obszarze maksymalnej prędkości w laminarnym rozkładzie prędkości i z tego obszaru rozprzestrzenia się na zewnątrz. Jeśli przyjmie się za początek procesu przejścia pojawienie się pierwszych turbulentnych fluktuacji w przepływie, zgodnie z badaniami Jalurii i Gebharta [29], zjawisko to skorelowane będzie z wyrażeniem $G^*/z^{1/2}$, gdzie G^* oznacza liczbę Grashofa zdefiniowaną jako $G^* = 5\ (g\beta\ q''z^4/5\ k\nu^2)^{1/5}$. Badania wykazują, że te pierwsze fluktuacje prędkości mają pewną dominującą częstotliwość, a ich spektrum mieści się w bardzo wąskim przedziale częstotliwości.

Ci sami autorzy kontynuując swoje badania [30], badali wpływ stratyfikacji na proces przejścia ruchu laminarnego w turbulentny w konwekcyjnej strudze przyściennej wzdłuż pionowej płaskiej płyty. Obserwowali oni, że stratyfikacja początkowo opóźnia proces przejścia, ale jeśli zostanie on już zainicjowany, to przebiega szybciej, aniżeli w otoczeniu bez stratyfikacji. Stabilna stratyfikacja ośrodka wywołuje również bardziej strome profile temperatury oraz bardziej płaskie profile prędkości, a także powoduje zwiększenie dominującej częstotliwości fluktuacji.

H.E. Lewis i wsp. [35] zaobserwowali, że w konwekcyjnej strudze przyściennej przy powierzchni ciała stojącego człowieka proces przejścia ruchu laminarnego w turbulentny rozpoczyna się na wysokości około 1 m od poziomu podłogi.

Jeśli laminarno-turbulentne przejście nie wystąpi w konwekcyjnej strudze przyściennej przy powierzchni źródła ciepła, to jednak, jak to wykazują obserwacje H. Rouse'a i wsp. [68], nawet gdy wymiary i moc źródła ciepła jest mała, SK będąca początkowo laminarna, destabilizuje się i staje się turbulentna, a jedynie długość laminarnego odcinka może być różna.

J.C. Mollendorf i B. Gebhart [48] bardzo obszernie omawiają zagadnienie stabilności przepływu w pionowych wymuszonych strugach nieizotermicznych (PWSN). Przedstawiają oni m.in. wyniki badań długości L laminarnego odcinka PWSN wypływających z prędkością W_o z dyszy o średnicy D, stwierdzając zgodność otrzymanych wyników z zależnością:

$$L/D = 3\ 10^4\ (W_o D/\nu)^{-1.12} \qquad (2.1)$$

Obserwowali oni także znaczące oddziaływanie sił wyporu hydrostatycznego na długość tego odcinka. Długość ta zmniejszała się wraz ze wzrostem nadwyżki temperatury w strudze. W nieizotermicznej pionowej strudze siła wyporu powoduje wzrost pędu, wraz z wysokością zwiększa się lokalna liczba

Reynoldsa. Sprzyja to destabilizacji przepływu i przyspiesza proces przejścia ruchu laminarnego w turbulentny.

Na proces przejścia ruchu laminarnego w turbulentny w PWSN muszą mieć jednak wpływ także i inne czynniki, gdyż wyniki pomiaru długości laminarnego odcinka wg badań J.C. Mollendorfa i B. Gebharta różnią się znacznie od wyników innych badaczy. Jedne z cytowanych przez nich wyników są 10 razy mniejsze, inne natomiast 30 razy większe. W praktyce trudno jest więc przewidzieć przebieg tego procesu.

R. Cheesewright [7] przyjmował, że zakończenie procesu przejścia zlokalizowane jest na tej wysokości, powyżej której nie obserwuje się zmian kształtu rozkładu średniej temperatury. W SK obserwuje się podobne zjawisko, od pewnej wysokości nad źródłem ciepła kształt rozkładów średniej temperatury i prędkości nie zmienia się. Można więc uważać, że na tej wysokości zakończony został proces przejścia ruchu laminarnego w turbulentny.

2.4. Charakterystyczne strefy osiowosymetrycznej strugi konwekcyjnej

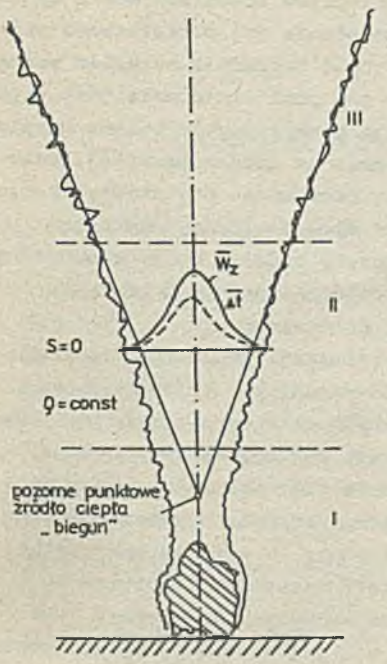
Na rys. 2.1 przedstawiono schematyczny podział osiowosymetrycznej strugi konwekcyjnej rozwijającej się w spokojnym otoczeniu na strefy charakteryzujące się różnymi właściwościami przepływowymi dla przypadków bez i ze stratyfikacją termiczną otaczającego ośrodka ($S = 0$ i $S > 0$ odpowiednio).

Powstawanie i formowanie się swobodnych strug konwekcyjnych omówiono w rozdziale 2.3. Strefę, w której te zjawiska zachodzą, nazwać można strefą początkową (strefa I rys. 2.1). Strefa ta kończy się na tej wysokości, na której ustala się kształt rozkładów średniej temperatury i prędkości. Począwszy od tej wysokości, zależnej od kształtu, wymiarów i mocy źródła, struga staje się osiowosymetryczna, a profile prędkości i temperatury charakteryzują się samopodobieństwem. Wszystkie dostępne wyniki pomiarów wykazują bardzo dobrą zgodność tych rozkładów z krzywą błędów Gaussa w postaci

$$\bar{W}_z = \bar{W}_{zm} e^{-(r/R_w)^2}; \qquad \Delta\bar{t} = \Delta\bar{t}_m e^{-(r/R_t)^2} \tag{2.2}$$

II strefę SK nazwać można strefą samopodobieństwa przepływu średniego. W strefie tej nie ma jeszcze jednak pełnego podobieństwa przepływu. W rozkładach średniej temperatury i prędkości brak pełnego podobieństwa przepływu objawia się nieliniowym powiększaniem się szerokości profili R_w i R_t oraz zmiennością stosunku tych szerokości. Stosunek szerokości profilu nadwyżki temperatury do szerokości profilu prędkości oznaczany jest zwykle jako

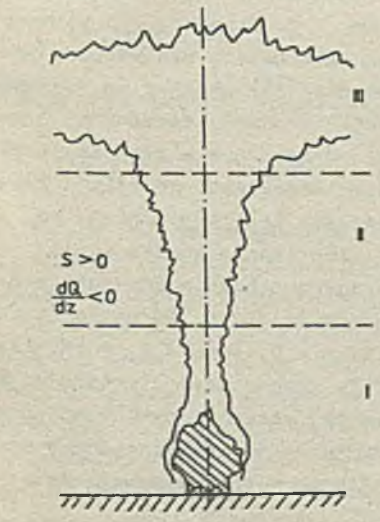
$$\lambda = R_t/R_w \tag{2.3}$$



Strefa całkowitego samopodobieństwa przepływu; przepływ jest całkowicie rozwinięty; może być asymptotycznie aproksymowany modelem PTSK, lokalna liczba Archimedesa $Ar = Ar_p$, stosunek szerokości profili $\lambda = \lambda_p$, Ar i λ nie zmieniają się z wysokością

Strefa samopodobieństwa przepływu średniego, SK jest turbulentna i osiowosymetryczna, rozkłady prędkości i nadwyżki temperatury mają kształt gaussowski, SK rozprasza się nieliniowo, $Ar \neq Ar_p$ i $\lambda \neq \lambda_p$ zmieniają się z wysokością

Strefa początkowa SK, przepływ w konwekcyjnej strudze przyściennej łączy się, miesza i formuje SK; następuje przejście ruchu laminarnego w burzliwy



Strefa maksymalnej wysokości wznoszenia, SK wznosi się do maksymalnej wysokości, powietrze odpływa w kierunku poziomym

Strefa samopodobieństwa przepływu średniego; podobna do strefy II dla S = 0; wpływ stratyfikacji znaczny

Strefa początkowa SK, podobna do strefy I dla S = 0, stratyfikacja wpływa na formowanie się przepływu w tej strefie

Rys. 2.1. Schematyczny podział osiowosymetrycznej strugi konwekcyjnej rozwijającej się w spokojnym otoczeniu na strefy charakteryzujące się różnymi właściwościami przepływowymi

Fig. 2.1. Schematic representation of the flow regions in the plume above heated body in two cases: with and without stratification (S = 0 and S > 0, respectively)

Począwszy od strefy II samopodobieństwa przepływu średniego można by obliczyć dalszy rozwój SK, jeżeli znane jest położenie jej początkowego przekroju i wartości parametrów w tym przekroju. Dość dokładnie określić można nadwyżkę entalpii SK, ale tylko w przypadku, gdy pomijalnie mała jest stratyfikacja powietrza otaczającego i potrafi się przeprowadzić bilans cieplny źródła. Zachodzi wtedy równość ciepła oddawanego na drodze konwekcji naturalnej i nadwyżki entalpii SK ponad parametry otoczenia. Gdy stratyfikacja występuje, nadwyżka entalpii jest mniejsza od ilości ciepła oddawanego przez źródło na drodze konwekcji. Jak to wykazały badania S. Mierzwińskiego 42 , w SK powyżej ciała człowieka nadwyżka entalpii może być równa 30-80% ilości ciepła oddawanego na drodze konwekcji naturalnej.

Rozwój strugi konwekcyjnej zależy od stratyfikacji termicznej otaczającego ośrodka. W otoczeniu ze stratyfikacją SK wznosi się tylko do pewnej maksymalnej wysokości. Nieco niżej tej wysokości siła wyporu zmienia znak i powoduje gwałtowne jej wyhamowanie. Następuje poziomy odpływ płynu do otoczenia. Strefę tę na rys. 2.1 nazwano strefą III maksymalnej wysokości wznoszenia, $S > 0$. W strefie tej, podobnie jak w strefie I początkowej, przepływ jest trudny do teoretycznego przewidzenia. W pobliżu maksymalnej wysokości wznoszenia rozkłady zatracają kształt gaussowski. Dotyczy to zwłaszcza rozkładu temperatury, gdyż w osi SK nadwyżka temperatury jest ciągle dodatnia, a na brzegach SK obserwuje się już ujemną nadwyżkę temperatury.

Stratyfikacja powietrza w pomieszczeniach, jak to wynika z badań R.A. Beiera i R.L. Gortona [4] oraz J.B. Olivieriego i T. Singha [54], występuje w większości pomieszczeń. W niektórych przypadkach osiąga ona wartość nawet kilku K/m. Z badań B.W. Olesena i J. Thorshouge'a [53] wynika, że jej wartość zależy od warunków ogrzewania i wentylacji, izolacji termicznej przegród i warunków zewnętrznych. Według ich badań wynosi ona w strefie pracy pomieszczeń od 0,05 K/m do 1,5 K/m. Należy więc oczekiwać, że strugi konwekcyjne powstające w pomieszczeniach rozwijać się będą w otoczeniu ze stratyfikacją, $S > 0$, i taki model SK będzie miał główne zastosowanie.

Jeśli jednak stratyfikacja powietrza otaczającego będzie pomijalnie mała, co może wystąpić w dużych nie ogrzewanych pomieszczeniach, SK osiągnie stan pełnego samopodobieństwa przepływu, strefa III $S = 0$, rys. 2.1. W strefie III pełnego samopodobieństwa przepływu rozkłady temperatury i prędkości mogą być obliczone na podstawie modelu turbulentnej strugi konwekcyjnej powyżej punktowego źródła ciepła (model PTSK). Jednakże do chwili obecnej model PTSK nie został dostatecznie dokładnie zweryfikowany eksperymentalnie.

3. BADANIA EKSPERYMENTALNE STRUG KONWEKCYJNYCH

3.1. Metodyka pomiarów niestabilnych strug konwekcyjnych

Dobór przetworników pomiarowych do badań ruchu gazu w procesach wentylacji zależy od charakteru badanego przepływu [57]. Przepływ w SK charakteryzuje się często występowaniem tzw. dużej skali niestabilności. Przez zastosowanie właściwej metodyki pomiarów wyeliminować można niekorzystny wpływ tego zjawiska na dokładność pomiarów.

Z danych literaturowych i wyników przeprowadzonych badań eksperymentalnych wynika, że wartości parametrów turbulentnych SK w pomieszczeniach wentylowanych mieszczą się w następujących przedziałach:

- wartość średnia składowej pionowej prędkości w osi SK

$$\sim 0{,}2 \text{ m/s} < \bar{w}_{zm} < \sim 2 \text{ m/s},$$

- wartość średnia nadwyżki temperatury w osi SK

$$\sim 0{,}3 \text{ K} < \Delta\bar{t}_m < \sim 10 \text{ K},$$

- szerokość profilu prędkości

$$\sim 0{,}1 \text{ m} < R_w < \sim 1 \text{ m}.$$

Biorąc pod uwagę gaussowski kształt rozkładów prędkości i temperatury, z analizy przedstawionej w pracy [59] (rozdział 3.4) wynika, że o dokładności pomiaru całkowych parametrów przepływu decydują wyniki pomiaru z obszaru $0 < r < 1{,}3\ R_w$. W tym obszarze wartości prędkości i nadwyżki temperatury mogą być mniejsze od wartości osiowych około 5 razy. Stąd minimalna wartość średnia składowej pionowej prędkości, którą należy zmierzyć, może wynosić $\sim$0,04 m/s, a minimalna wartość średnia nadwyżki temperatury $\sim$0,06 K.

Jeśli chce się uzyskać wyniki pomiarów pozwalające na śledzenie rozwoju SK i eksperymentalną weryfikację matematycznych modeli takiego przepływu, to przetworniki do pomiaru prędkości i nadwyżki temperatury powinny umożliwiać pomiar tych parametrów z błędem mniejszym od $\pm$5% wartości tych parametrów w osi SK (pożądana byłaby dokładność rzędu $\pm 2 \div 3$% wartości w osi SK).

Termometr służący do pomiaru temperatury powietrza w SK powinien wobec tego:

- mierzyć średnią nadwyżkę temperatury w zakresie od ~0,06 K do ~10 K,
- mieć dokładność równą co najmniej ±5% nadwyżki temperatury |w| osi SK, co oznacza, że wymagana dokładność może wynosić kilka setnych części stopnia Kelvina.

Natomiast anemometr wykorzystywany do pomiaru prędkości powietrza w SK powinien:

- mierzyć wartość średnią jednej składowej wektora prędkości w zakresie od ~0,04 m/s do 2 m/s,
- mieć dokładność pomiaru lepszą od ±5% wartości osiowej, co oznacza, że może być wymagana dokładność ~0,01 m/s,
- nie reagować na zmiany temperatury powietrza.

A ponadto obydwa te przetworniki powinny:

- posiadać czujniki o wymiarach nie większych od kilku milimetrów, zabezpieczone przed wpływem promieniowania cieplnego,
- mieć możliwość zmiany i doboru czasu uśredniania sygnału lub stałej czasowej.

Zagadnienia pomiaru turbulentnych parametrów przepływu konwekcyjnego, takich jak fluktuacje wzdłużne, poprzeczne, naprężenia styczne, a także zagadnienia pomiaru turbulentnej dyfuzji ciepła nie były przedmiotem niniejszej pracy i dlatego nie będą tutaj omawiane. Informacje na temat pomiaru turbulencji w strugach konwekcyjnych podają m.in. S. Mierzwiński [42], W.K. George i wsp. [17], P.N. Papanicolaou i J.G. List [55] oraz W.D. Baines i wsp. [2].

Jednakże pewien aspekt turbulencji nie może zostać pominięty, wiąże się on z doborem czasu uśredniania przy pomiarach temperatury i prędkości, a tym samym z dokładnością pomiaru średnich wartości tych parametrów. Prędkość i temperatura powietrza w przepływach turbulentnych zmienia się stochastycznie, zatem aby otrzymać średnią wartość tych parametrów, należy zastosować procedurę uśredniania. W wyniku otrzymuje się estymatory wartości średniej temperatury i prędkości. Wartość statystycznego błędu tych estymatorów zależy od czasu uśredniania. W praktyce należy więc dobierać czas uśredniania (lub stałą czasową układu uśredniającego) tak, aby otrzymać wymaganą dokładność estymatorów.

Zagadnienie statystycznych błędów pomiaru prędkości i turbulencji przepływu omawiał autor w pracy [58]. Wyniki tych analiz zastosowano do określenia statystycznych błędów pomiaru średniej prędkości w SK i szczegółowo przedstawiono je w pracy [59]. Z przeprowadzonej analizy wynika, że statystyczny względny błąd średniokwadratowy estymatora wartości średniej składowej osiowej prędkości w SK może być oszacowany z zależności

$$\delta^2 = \frac{D^2[\bar{W}_z]}{\bar{W}_{zm}^2} \simeq \frac{R_w}{\tau_u \bar{W}_{zm}} e^{(r/R_w)^2} g^2(r/R_w) \qquad (3.1)$$

gdzie

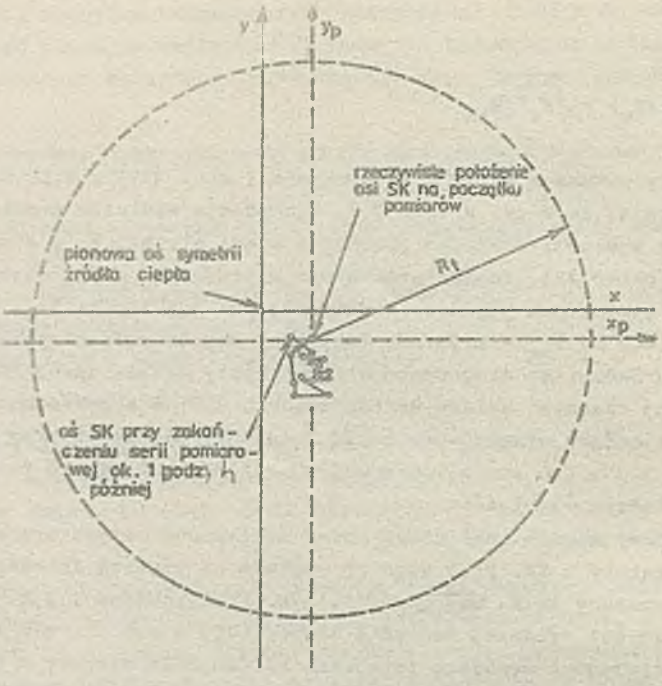
$$g(r/R_w) = \sqrt{\overline{w_z'^2}}/\overline{W}_{zm} \qquad (3.2)$$

Pomiary wykonane przez W.K. George'a i wsp. [17] i W.D. Bainesa i wsp. [2] wykazują, że w osi SK, r = 0, fluktuacje wzdłużne prędkości wynoszą około 28% wartości średniej prędkości w osi strugi, $\overline{W}_{zm}$, a na promieniu $r = R_w$ - około 23%. Znając szacunkowe wartości R_w i $\overline{W}_{zm}$ oszacować można dokładność estymatora prędkości korzystając z zależności 3.1. Przykładowo: dla $R_w = 0{,}2$ m, $\overline{W}_{zm} = 0{,}25$ m/s (wartości często powtarzające się w przeprowadzonych badaniach eksperymentalnych), przy czasie uśredniania $\tau_u = 10$ s lub stałej czasowej układu uśredniającego RC = 5 s, dokładność estymatora prędkości będzie wynosić około $\pm 2\delta \simeq 12 \div 15\%$. Natomiast przy czasie uśredniania $\tau_u > 200$ s lub stałej czasowej RC > 100 s dokładność tego estymatora wynosić będzie $\pm 2\delta < 4 \div 6\%$.

W podobny sposób analizować można dokładność estymatora średniej nadwyżki temperatury w SK. Przy czym ze względu na większą intensywność fluktuacji temperatury (W.K. George [17], P.N. Papanicolaou i J.E. List [55]), wynoszącą 30-40% średniej nadwyżki temperatury w osi SK, dla zachowania tej samej dokładności wymagany jest czas uśredniania dłuższy o około 30÷50%.

S. Mierzwiński [42] przeprowadził pomiary w SK nad siedzącym człowiekiem, zwracając szczególną uwagę na rozproszenie wyników pomiarowych. Rozproszenie wyników pomiaru średniej prędkości w pobliżu osi strugi stanowiło około $\pm 8\%$ wartości średniej prędkości, a w odległości od osi $r \simeq R_w$ około $\pm 15\%$. Rozproszenie wyników pomiarowych było więc 3÷4-krotnie większe, aniżeli należałoby tego oczekiwać na podstawie przeprowadzonej analizy statystycznych błędów pomiaru. Podobne zjawisko obserwowane było także nad innymi źródłami ciepła. W pracy [59] opisano badania, jakie przeprowadzono w celu wyjaśnienia przyczyn tego dodatkowego rozproszenia wyników. Okazało się, że przyczyną jest dużej skali niestabilność przepływu występująca w SK i polegająca na wędrowaniu osi strugi.

Na rysunku 3.1 przedstawiono przykładowe wyniki obserwacji położenia osi SK powyżej nagrzanej kuli o średnicy 0,7 m. Obserwowano systematyczne odchylanie się osi strugi od pionu i jej powolne wędrowanie. Oś SK odchylona była około $0{,}25\ R_t$ od pionu i zmieniała wolno swoje położenie w zakresie wynoszącym również około $0{,}25\ R_t$. Analizując wpływ tego zjawiska na dokładność pomiarów zauważono, że gdyby nie uwzględniać rzeczywistego położenia osi w analizie wyników, to otrzymane wartości średniej prędkości i nadwyżki temperatury w osi SK byłyby o około 5÷8% mniejsze od rzeczywistych, a ponadto wyniki pomiarów charakteryzowałyby się dodatkowym rozproszeniem rzędu $\pm 10\%$ wartości osiowych. Korekta wyników pomiarów, uwzględniająca rzeczywiste położenie osi SK, pozwoliła zmniejszyć ich rozproszenie do 3÷5%. Wykazano to w pracy [59].



Rys. 3.1. Przykładowe wyniki pomiaru położenia osi strugi konwekcyjnej nad nagrzaną kulą o średnicy 0,7 m

Fig. 3.1. Plume axis wandering above the heated sphere 0,7 m in diameter

Zjawisko odchylania się od pionu i wędrowania osi SK obserwowali także H. Rouse i wsp. [68] oraz S. Mierzwiński [42]. T.F. Hatch i D. Barron-Oronzco [22] relacjonują, że przepływ w badanych przez nich SK był niestabilny, co uniemożliwiło im pomiar rozkładów temperatury i prędkości. W.K. George i wsp. [17] wspominają natomiast, że w badanej przez nich strudze zjawiska wędrowania osi nie obserwowano. Przeprowadzone przez autora badania wykazały, że decydujący wpływ na tę zjawisko mają warunki panujące w otoczeniu strugi. Nawet bardzo słabe zmiany zachodzące w otoczeniu SK, takie jak zmiana temperatury, przepływ wywołany chwilowym otwarciem drzwi lub okna w pomieszczeniu, w którym znajduje się stanowisko badawcze, a nawet zmiana prędkości lub kierunku wiatru na zewnątrz tego pomieszczenia powodują zmianę położenia osi SK.

W badaniach eksperymentalnych SK należy dążyć do eliminacji tego zjawiska. Jednakże jest to często praktycznie nieosiągalne. Trzeba zatem w trakcie pomiarów wyznaczać aktualne położenie osi SK względem czujników przetworników pomiarowych.

Aktualne położenie osi SK może być określone przez równoczesny pomiar parametrów SK w wielu punktach pomiarowych. Czujniki można rozmieścić w dwu prostopadłych osiach, zachowując odległość pomiędzy sąsiednimi czujnikami

równą około 1/3 R_w (12-15 czujników w jednej osi). W pracy [59] rozdz. 4.4 opisano, w jaki sposób z uzyskanych wyników pomiaru temperatury wyznaczano współrzędne położenia osi SK, $\{x_p, y_p\}$. Aproksymując wyniki pomiaru temperatury za pomocą zależności

$$\Delta\bar{t}(x) = \bar{t}_\infty + \Delta\bar{t}_1 \exp[-(x - x_p)^2/R_1^2]$$
$$\Delta\bar{t}(y) = \bar{t}_\infty + \Delta\bar{t}_2 \exp[-(y - y_p)^2/R_2^2] \qquad (3.3)$$

można wyznaczyć współrzędne x_p, y_p, a następnie obliczyć rzeczywistą promieniową odległość i-tego czujnika od osi SK

$$r_i = [(x_{si} - x_p)^2 + (y_{si} - y_p)^2]^{1/2} \qquad (3.4)$$

gdzie:

x_{si} i y_{si} oznaczają współrzędne i-tego czujnika.

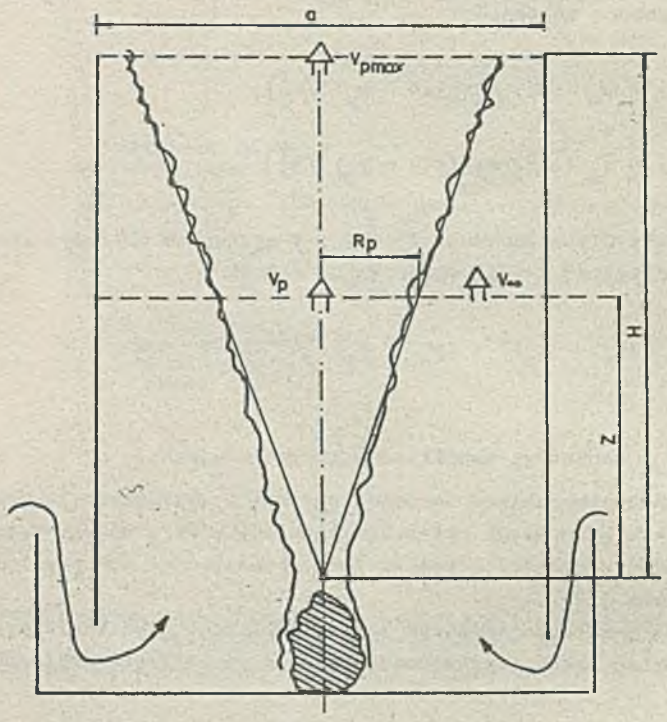
Po zakończeniu pomiaru na danej wysokości (wielokrotnie powtarzanego, jeśli czujnik anemometru był przemieszczany w SK), należy wyznaczyć parametry rozkładów prędkości i temperatury aproksymując tak przetworzone wyniki zależnościami 2.2.

Pożądana jest automatyzacja takich pomiarów, gdyż zmniejsza ona znacznie pracochłonność badań i prawdopodobieństwo popełnienia jakiegoś przypadkowego błędu.

3.2. Stanowisko badawcze i stosowane przetworniki pomiarowe

Celem omawianych badań było poznanie ewolucji pól prędkości i temperatury swobodnych strug konwekcyjnych nie ograniczonych żadnymi przegrodami. Jednakże nie byłoby możliwe wywołanie takiego przepływu w zwykłym pomieszczeniu laboratoryjnym, w którym znajdują się ludzie i aparatura pomiarowa, gdyż powstawałyby dodatkowe zakłócenia zniekształcające wyniki pomiaru. Konieczne było zbudowanie specjalnej komory, w której umieszczone było źródło ciepła generujące badaną SK. Komora ta o wymiarach 3,4 x 3,4 x 3,8 m umieszczona była w środku hali laboratoryjnej o wysokości 7 m. Powietrze dopływało przez szczelinę o wysokości 0,35 m, znajdującą się przy podłodze wokół komory oraz przez dodatkowy kanał wlotowy o wysokości 0,8 m. Dzięki temu wewnątrz komory nie zawiązywała się cyrkulacja powietrza, lecz dopływało ono kanałem wlotowym i opuszczało komorę górą (patrz [59] rozdz. 4.2). Konstrukcja stanowiska była w istocie zbliżona do stanowiska R.A. Sebana i M.M. Behni [72]. Badana SK rozwijała się wprawdzie w przestrzeni ograniczonej, może być jednak traktowana jako swobodna, gdyż tak dobrano stosunek

wysokości komory, H, do boku jej podstawy, a, aby prędkość ruchu powietrza w otoczeniu SK była pomijalnie mała w porównaniu z prędkością w osi strugi.



Rys. 3.2. Schemat SK na stanowisku badawczym objaśniający sposób oszacowania wartości prędkości otaczającego powietrza

Fig. 3.2. Diagram showing how the air velocity value in the plume surroundings can be estimated at the tested enclosure

Do oszacowania prędkości w otoczeniu SK wykorzystano model turbulentnej SK powyżej punktowego źródła ciepła (PTSK). Natężenie przepływu w takiej strudze oblicza się z równania 4.22. Prędkość w otoczeniu SK może być natomiast wyznaczona z zależności (patrz rys. 3.2)

$$W_{\infty} = \frac{V_{pmax} - V_p}{a^2 - \pi R_p^2} = k_v \, Q^{1/3} \, \frac{H^{5/3} - z^{5/3}}{a^2 - \pi R_p^2} \qquad (3.5)$$

Prędkość w osi SK opisana jest równaniem 4.13, promień R_p można przyjąć równy 1,73 x R_w, gdyż wewnątrz tego obszaru zawarte jest 95% całkowitego natężenia przepływu V. Korzystając z zależności 4.17 otrzymujemy

$$R_p = 1{,}73 \; m^{-1/2} \; z \qquad (3.6)$$

i ostatecznie

$$\frac{W_{\infty}}{\bar{W}_{zm}} = \frac{k_v}{k_w} \frac{\left[1 - (z/H)^{5/3}\right](z/H)^{1/3}}{(a/H)^2 - 3\pi m^{-1}(z/H)^2} \tag{3.7}$$

Przyjmując, zgodnie z wynikami autora, parametry modelu PTSK, m = 42,5 i p = 32,8, otrzymuje się k_w = 0,109 i k_v = 0,0081 (patrz tab. 4.1). Długość boku wykonanej komory wynosiła 3,4 m, wysokość H około 3 m. Jak to wynika z zależności 3.7, prędkość w otoczeniu strugi wynosiła więc nie więcej aniżeli około 3,5% prędkości w osi SK.

Przeprowadzone obserwacje wykazały, że duży wpływ na warunki panujące wewnątrz stanowiska mają warunki zewnętrzne panujące w hali laboratoryjnej. Ponieważ obserwowano nagrzewanie się ścian komory w wyniku promieniowania słonecznego, pomiary wykonywano w godzinach nocnych. Jednakże nie zawsze udało się uniknąć stratyfikacji w otoczeniu SK. Z przeprowadzonych długookresowych obserwacji wpływu zewnętrznych warunków atmosferycznych na stratyfikację termiczną powietrza wewnątrz komory wynika, że najmniejsze wartości stratyfikacji uzyskuje się, gdy przez dłuższy czas (kilka dni) utrzymuje się całkowite zachmurzenie, występują opady deszczu, brak wiatru i co najważniejsze, gdy temperatura zewnętrzna i temperatura wewnątrz hali są zbliżone do temperatury gruntu (hala nie była podpiwniczona, posiadała betonową posadzkę przylegającą do gruntu).

Przystępując do badań eksperymentalnych SK, starano się dobrać przetworniki pomiarowe do pomiaru prędkości i temperatury, spełniające wymagania przedstawione w rozdz. 3.1.

Do pomiaru prędkości w SK i PWSN najczęściej stosowane były anemometry z gorącym drutem, np. W.K. George i wsp. [17], i anemometry z gorącą folią, np. R.W. Seban i M.H. Behnia [72]. Przetworniki takie są jednak zbyt mało czułe dla prędkości poniżej 0,15 m/s, a ponadto w tym zakresie ujawnia się nadmiernie wpływ konwekcji naturalnej czujnika. Nie reagują one na jedną składową wektora prędkości, ale na geometryczną ważoną sumę wszystkich trzech składowych. Szczegółowo omówiono te właściwości w pracy [41]. Anemometry te mogą poprawnie mierzyć prędkość właściwie tylko w pobliżu osi SK, gdzie intensywność turbulencji wynosi około 30%. Przy takiej bowiem intensywności turbulencji błąd pomiaru średniej prędkości wynikający z właściwości kierunkowych wynosi około 3,5%. Nie powinny być one natomiast stosowane do pomiaru na brzegach strugi, gdzie błędy mogą być znacznie większe (np. dla r = R_w błąd można szacować na około 17%). Istnieją metody umożliwiające stosowanie anemometrów z gorącym drutem w przepływach silnie burzliwych, np. sposób pomiaru przedstawiony w pracy [41] rozdz. 5.6. Jednakże mogą być one stosowane w przepływach ustalonych (stacjonarnych) i nie można tych metod wykorzystać, gdy występuje opisana w rozdz. 3.1 dużej skali niestabilność przepływu.

W chwili obecnej tylko trzy typy anemometrów spełniają wymagania przedstawione w rozdz. 3.1. Są to: anemometr laserowy z modulacją częstotliwości wiązek i cyfrowym przetwornikiem częstotliwości Dopplera (bez ograniczeń), anemometr wibracyjny (np. DISA LVA), ale tylko dla prędkości mniejszych od 0,3 m/s oraz anemometr z pulsującą temperaturą drutu (np. Pulsed Wire Anemometer LBJ firmy Malvern), ale tylko dla prędkości powyżej 0,25 m/s.

W badaniach prezentowanych w niniejszej pracy stosowano do pomiaru prędkości anemometr wibracyjny. W jednym przypadku, w strudze nad nagrzaną płaską płytą o średnicy 0,5 m, do pomiaru prędkości zastosowano anemometr z gorącym drutem z szybką automatyczną kompensacją temperatury typ DISA 55M14/P86, ale ograniczono się tylko do pomiarów w pobliżu osi strugi. Stosowano układ uśredniający typu RC, stała czasowa wynosiła najczęściej 100 s. Nie dokonywano wielopunktowego pomiaru prędkości, czujnik anemometru przemieszczany był w przekroju poprzecznym strugi, a położenie czujnika względem osi SK było określane zgodnie z metodyką opisaną w rozdz. 3.1. Do przemieszczania czujnika stosowano specjalnie skonstruowane urządzenie wyposażone w cyfrowy wskaźnik położenia czujnika i zdalnie sterowany układ napędowy (urządzenie to opisane jest w pracy S. Mierzwińskiego [42] w rozdz. 3.1.2).

Obecnie nie są dostępne wielokanałowe anemometry umożliwiające pomiar jednej składowej wektora prędkości. Istnieje jednak potencjalna możliwość opracowania takiego przyrządu. Może być on skonstruowany w sposób zbliżony do ośmiokanałowego wielokierunkowego anemometru i termometru opracowanego w Instytucie Ogrzewnictwa, Wentylacji i Ochrony Powietrza Politechniki Śląskiej [50]. Najistotniejszymi problemami, które przy tym należałoby rozwiązać, są: konstrukcja czujnika do pomiaru jednej składowej, szybka automatyczna kompensacja temperaturowa i zmniejszenie wpływu konwekcji własnej czujnika na wskazania przyrządu.

Pomiar temperatury w SK nie sprawia takich trudności, jak pomiar prędkości. Tym niemniej należy zadbać o dużą czułość pomiaru, zabezpieczyć czujnik przed promieniowaniem cieplnym i zapewnić właściwy czas uśredniania sygnału temperatury. Stosowany w omawianych badaniach sposób pomiaru temperatury został szczegółowo omówiony w rozdziale 3.1 pracy [59]. Do pomiaru stosowano termopary Cu-Konst, siłę termoelektryczną wzmacniano za pomocą wzmacniacza pomiarowego z przetwarzaniem, a następnie mierzono stosując 4,5-cyfrowy woltomierz z podwójnym całkowaniem. Układ zapewniał rozróżnialność pomiaru wynoszącą 0,01 K, dokładność pomiaru różnicy temperatury $\pm$0,03 K i dokładność pomiaru bezwzględnej temperatury $\pm$0,3 °C. Ponieważ własna stała czasowa stosowanych termopar nie zapewniała uzyskania wymaganego czasu uśredniania, w celu jego zwiększenia do około 500 s, zwiększono stałe czasowe termopar. Spoiny pomiarowe umieszczono dlatego wewnątrz 8 mm szklanych kulek wypełnionych stearyną. Zmniejszenie wpływu promieniowania cieplnego uzyskano pokrywając metodą próżniową powierzchnię tych kulek cienką warstwą aluminium.

3.3. Sposób opisu przepływu w strugach konwekcyjnych

Parametry opisujące osiowosymetryczną strugę konwekcyjną dzielą się na dwie grupy. Parametry pierwszej grupy wynikają ze sposobu opisu rozkładów prędkości i temperatury. Najczęściej rozkłady te opisywane są za pomocą funkcji rozkładu Gaussa, równanie 2.2. W tym przypadku rozkład prędkości charakteryzują dwa parametry: wartość średnia składowej pionowej prędkości w osi SK, $\bar{W}_{zm}$ oraz zastępcza szerokość profilu prędkości, R_w, której fizyczny sens oznacza odległość od osi, dla której wartość średnia składowej pionowej prędkości $\bar{W}_z$ jest równa $\bar{W}_{zm}/e$, czyli 0,368 $\bar{W}_{zm}$. Rozkład temperatury charakteryzuje wartość średnia nadwyżki temperatury w osi SK, $\Delta\bar{t}_m$ oraz zastępcza szerokość profilu temperatury, R_t, oznaczająca odległość od osi SK, dla której wartość srednia nadwyżki temperatury jest równa $\Delta\bar{t}_m/e$, czyli 0,368 $\Delta\bar{t}_m$.

Jeśli struga konwekcyjna rozprasza się liniowo (stożkowo), szerokość profilu prędkości i temperatury zwiększa się wprost proporcjonalnie do odległości od bieguna, z,

$$R_w = m^{-1/2} z; \qquad R_t = p^{-1/2} z \tag{3.8}$$

a zależności 2.2 przyjmują postać

$$\bar{W}_z = \bar{W}_{zm}\, e^{-m(r/z)^2} \tag{3.9}$$

$$\Delta\bar{t} = \Delta\bar{t}_m\, e^{-p(r/z)^2} \tag{3.19}$$

R_w i R_t powiększają się liniowo tylko w strefie III, S = 0, tj. w strefie, gdzie przepływ może być opisany modelem turbulentnej SK generowanej przez punktowe źródło ciepła, PTSK. Dlatego też współczynniki m i p powinny być traktowane jako liczby stałe (oddzielnym problemem jest wyznaczenie wartości tych stałych, patrz rozdz. 3.4 i 5.3).

Gdy aproksymuje się lokalnie SK zakładając liniowy wzrost R_w i R_t, to wówczas

$$R_w = m_\ell^{-1/2} z; \qquad R_t = p_\ell^{-1/2} z \tag{3.11}$$

a współczynniki m_ℓ i p_ℓ mogą przyjąć wartości wynikające z aproksymacji. Jedynie w strefie III SK przy S = 0 powinno zachodzić

$$m_\ell = m; \qquad p_\ell = p \tag{3.12}$$

Charakterystycznym parametrem SK jest stosunek szerokości profili temperatury i prędkości, określony równaniem 2.3. Charakteryzuje on stosunek dyfuzji ruchu do dyfuzji ciepła. Zdefiniować go można również na podstawie całkowych parametrów przepływu, zgodnie z równaniem 3.40 w tablicy 3.1. W strefie III dla S = 0 stosunek ten ma wartość stałą, nie zmieniającą się z wysokością i ma sens liczby stałej

$$\lambda_p = (m/p)^{1/2} \tag{3.13}$$

Drugą grupę parametrów stanowią tzw. całkowe parametry strugi konwekcyjnej. Nie są one związane z przyjęciem jakiegoś szczególnego kształtu rozkładów prędkości i nadwyżki temperatury. Jeśli scałkujemy równanie ciągłości przepływu, równanie 4.1, w granicach od r = 0 do r = ∞, otrzymuje się

$$\frac{d}{dz} \int_0^\infty \bar{W}_z \, r \, dr = - \lim_{r \to \infty} (r \, \bar{W}_r) \tag{3.14}$$

Gdy równanie 3.14 pomnoży się przez czynnik 2Π, otrzymamy równanie zachowania masy

$$\frac{dV}{dz} = M \tag{3.15}$$

gdzie

$$V = \int_0^\infty \bar{W}_z \, 2\Pi r \, dr \tag{3.16}$$

a

$$M = - \lim_{r \to \infty} (2\Pi r \, \bar{W}_r) \tag{3.17}$$

Strumień objętości V określony równaniem 3.16 nazywany jest często objętościowym natężeniem przepływu. Wielkość M określoną równaniem 3.17 ze względu na właściwy jej sens fizyczny nazwać można pionowym gradientem objętościowego natężenia przepływu.

Jeśli z kolei scałkuje się w granicach r = 0 do r = ∞ równanie ruchu składowej pionowej, równanie 4.2, i pomnoży je obustronnie przez czynnik $2\Pi\rho$ otrzymamy równanie zachowania pionowego pędu

$$\frac{dI}{dz} = P \tag{3.18}$$

w którym

$$I = \int_0^\infty \rho \, \bar{w}_z^2 \, 2\Pi r \, dr \tag{3.19}$$

oraz

$$P = \int_0^\infty \beta \, g \, \varrho \, \Delta\bar{t} \, 2\Pi r \, dr \tag{3.20}$$

albo

$$P = - \int_0^\infty g \, \Delta\bar{\rho} \, 2\Pi r \, dr \tag{3.21}$$

Parametr całkowy I zdefiniowany równaniem 3.19 - to strumień pędu. Parametr P określony równaniami 3.20 i 3.21 ze względu na swój sens fizyczny nazwany może być gęstością pionowego rozkładu siły wyporu. W równaniu 3.21 $g\Delta\bar{\rho}$ oznacza nadwyżkę ciężaru właściwego, która scałkowana w przekroju poprzecznym strugi nie daje siły wyporu (musiałaby być scałkowana po objętości), lecz właśnie gęstość pionowego rozkładu siły wyporu.

Scałkowane w granicach od r = 0 do r = ∞ równanie transportu ciepła, równanie 4.3, prowadzi natomiast do równania zachowania ciepła

$$\frac{dQ}{dz} = - \frac{dt_\infty}{dz} \, \rho \, c_p \, V \tag{3.22}$$

w którym

$$Q = \rho \, c_p \int_0^\infty \bar{w}_z \, \Delta\bar{t} \, 2\Pi r \, dr \tag{3.23}$$

- to strumień ciepła unoszonego w strudze konwekcyjnej, czyli nadwyżka entalpii SK.

Jednym z zamierzeń niniejszej pracy było opracowanie metody symulowania strug konwekcyjnych, przydatnej dla fizykalnego modelowania ruchu powietrza w pomieszczeniach w zmniejszonej skali. W takich badaniach SK symulowana byłaby za pomocą pionowej wymuszonej strugi nieizotermicznej (PWSN) wypływającej z dyszy. Profile prędkości i temperatury na wylocie urządzenia generującego mogą mieć różny kształt, zależny od jego konstrukcji. W związku z tym wyniknęło zagadnienie przyjęcia pewnego spójnego sposobu obliczania wartości charakterystycznych parametrów takich strug. Jak wiadomo, w izotermicznej strudze swobodnej liczba Reynoldsa ma wartość stałą, wartość tej liczby obliczona w dowolnym przekroju powinna być jednakowa, niezależnie

czy wyznacza się ją na podstawie parametrów rozkładu prędkości, czy na podstawie jakiegoś całkowego parametru przepływu. Ponadto, w izotermicznej strudze obliczona wartość liczby Re powinna być jednakowa również we wszystkich strefach przepływu, początkowej, przejściowej i głównej.

Zagadnienie to sprowadza się do przyjęcia pewnego spójnego sposobu określania charakterystycznej prędkości i charakterystycznego wymiaru liniowego. Jak łatwo wykazać, niezależnie od kształtu rozkładu prędkości charakterystyczna prędkość jest proporcjonalna do $\sim I/V$, a charakterystyczny wymiar liniowy związany z rozkładem prędkości do $\sim V/I^{1/2}$. Jak z tego wynika, liczba Reynoldsa jest proporcjonalna do $\sim I^{1/2}$. W strudze izotermicznej I = const, więc i liczba Reynoldsa określona na podstawie strumienia pędu, I, będzie miała wartość stałą. Proponuje się w związku z tym obliczać liczbę Reynoldsa z zależności

$$Re = \frac{2\, I^{1/2}}{(\Pi \rho)^{1/2} \nu} \tag{3.24}$$

Jeśli profil prędkości będzie prostokątny, $W = W_o$ dla $|r| \leq D/2$ i $W = 0$ dla $|r| > D/2$, wówczas

$$I = \frac{1}{4} \Pi \rho W_o^2 D^2 \tag{3.25}$$

a liczbę Reynoldsa obliczyć można z zależności

$$Re = \frac{W_o D}{\nu} \tag{3.26}$$

W strefie samopodobieństwa strug konwekcyjnych rozkład prędkości opisuje dobrze krzywa błędów Gaussa, równanie 2.2, i obliczona na podstawie równania 3.24 liczba Reynoldsa, po skorzystaniu z równania 3.19, wynosi

$$Re = 2^{1/2} \frac{\bar{W}_{zm} R_w}{\nu} \tag{3.27}$$

W przypadku SK i PWSN wydaje się celowe oparcie sposobu obliczania liczby Re na całkowym parametrze, jakim jest strumień pędu. Łatwiej jest w ten sposób interpretować obliczone w różnych strefach i na podstawie różnych parametrów wartości liczby Reynoldsa. Nie należy jednak temu sposobowi przypisywać ogólnego znaczenia i nie można go bezkrytycznie przenosić na inne rodzaje przepływów, np. na przepływy w kanałach zamkniętych czy na opływy brył. Jest on jedynie ułatwieniem przydatnym szczególnie przy symulowaniu SK za pomocą PWSN.

Drugim charakterystycznym parametrem (liczbą kryterialną) jest dla SK i PWSN liczba Archimedesa, charakteryzuje ona stosunek sił wyporu hydrostatycznego do sił bezwładności. Podobnie jak w poprzednim przypadku, określić można, do jakiego wyrażenia utworzonego z całkowych parametrów przepływu proporcjonalny jest w SK charakterystyczny wymiar liniowy związany z rozkładem temperatury oraz do jakiego wyrażenia proporcjonalna jest charakterystyczna nadwyżka temperatury. Liczbę Archimedesa określić można więc także na podstawie całkowych parametrów przepływu, proponuje się obliczać ją w SK i PWSN z zależności

$$Ar = \frac{V}{\frac{2^{5/2}\,\pi^{1/2}\,c_p}{\beta g\,\varrho^{3/2}}\,\frac{I^{5/2}}{\underline{VQ}} - \frac{2^{3/2}\,\pi\,1/2}{\varrho^{1/2}}\,\frac{I^{3/2}}{P}} \tag{3.28}$$

Gdy rozkłady prędkości i nadwyżki temperatury mają kształt gaussowski, równanie 2.2, na podstawie równań 3.16, 3.19, 3.29, 3.23 i 3.28 otrzymuje się

$$Ar = \frac{\beta g \cdot \Delta \bar{t}_m\, R_w}{\bar{W}^2_{zm}} \tag{3.29}$$

Podobnie, zakładając prostokątne o jednakowej szerokości, profile prędkości i nadwyżki temperatury, otrzymamy

$$Ar = \frac{\beta g\ \Delta t_o\, D}{2^{5/2}\ W_o^2} \tag{3.30}$$

Jeśli w powyższy sposób oblicza się liczbę Archimedesa, nie występują różnice wynikające z przyjęcia różnych definicji, zależnie od stosowanych parametrów przepływu, jest to szczególnie ważne, gdy symulując SK za pomocą PWSN chce się uzyskać wymaganą wartość liczby Ar w przepływie. Oparcie definicji charakterystycznych paremtrów przepływu na całkowych parametrach przepływu ma tę zaletę, że pozwala przeliczyć wartości tych parametrów niezależnie od przyjętych do opisu parametrów związanych z rozkładami prędkości i temperatury. Pozwala to między innymi przeliczyć i porównać ze sobą, w jakim zakresie charakterystycznych parametrów przepływu prowadzone były różne badania eksperymentalne. Zaproponowany sposób dotyczy SK i PWSN, jednak gdyby zachodziła taka potrzeba, w podobny sposób można zdefiniować charakterystyczne parametry w innych rodzajach przepływów. Oczywiście w innych przypadkach uzyskać można inne związki matematyczne. Pomiędzy całkowymi, gaussowskimi i prostokątnymi parametrami SK i PWSN zachodzi wiele zależności, zestawiono je zbiorczo w tablicy 3.1.

Tablica 3.1

Związki matematyczne pomiędzy różnymi parametrami SK i PWSN

		PARAMETRY „GAUSSOWSKIE" $R_w, R_t, \overline{W}_{zm}, \overline{\Delta t}_m$			PARAMETRY „CAŁKOWE" V, I, P, Q
PARAMETRY „CAŁKOWE"	V	$= \pi \overline{W}_{zm} R_w^2$	r. 3.31.	PARAMETRY „GAUSSOWSKIE" R_w	$= \left(\frac{\varrho}{2\pi}\right)^{1/2} \frac{V}{I^{1/2}}$ r. 3.36.
	I	$= \frac{1}{2} \pi \varrho \overline{W}_{zm}^2 R_w^2$	r. 3.32.	R_t	$= \left(\frac{\varrho}{2\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{V}{I^{1/2}} \left(\frac{2c_p}{\beta g \varrho} \frac{P \cdot I}{V \cdot Q} - 1\right)^{\frac{1}{2}}$ r. 3.37.
	P	$= \pi \beta g \varrho \overline{\Delta t}_m R_t^2$	r. 3.33.	$\overline{W}_{zm}$	$= \frac{2I}{\varrho V}$ r. 3.38.
	Q	$= \pi \varrho c_p \overline{W}_{zm} \overline{\Delta t}_m \frac{R_t^2 - R_w^2}{R_t^2 + R_w^2}$	r. 3.34.	Δt_m	$= \frac{P}{\varrho c_p \frac{V \cdot P}{Q} \cdot \frac{1}{2} \beta g \varrho^2 \frac{V^2}{I}}$ r. 3.39.
PARAMETRY CHARAKTERYSTYCZNE	Ar	$= \frac{\beta g \Delta t_m R_w}{\overline{W}_{zm}^2}$	r. 3.29.	PARAMETRY CHARAKTERYSTYCZNE Ar	$= \frac{V}{2^{5/2} \pi^{1/2} c_p \frac{I^{5/2}}{V \cdot Q} - 2^{3/2} \pi^{1/2} \frac{I^{3/2}}{\varrho^{1/2}} \frac{I^{3/2}}{P}}$ r. 3.28.
	Re	$= 2^{1/2} \frac{W_{zm} R_w}{\nu}$	r. 3.27.	Re	$= \frac{2I^{1/2}}{(\pi \varrho)^{1/2} \cdot \nu}$ r. 3.24.
	λ^2	$= \left(\frac{R_t}{R_w}\right)^2$	r. 3.35.	λ^2	$= \frac{2c_p}{\beta g \varrho} \frac{P \cdot I}{V \cdot Q} - 1$ r. 3.40.
		PARAMETRY PROSTOKĄTNE D, $W_o, \Delta t_o$			PARAMETRY „CAŁKOWE" V_o, I_o, P_o, Q_o
PARAMETRY „CAŁKOWE"	V_o	$= \frac{1}{4} \pi W_o D^2$	r. 3.41.	PARAMETRY „PROSTOKĄTNE" D	$= \left(\frac{4\rho}{\pi}\right)^{1/2} \frac{V_o}{I_o^{1/2}}$ r. 3.49.
	I_o	$= \frac{1}{4} \pi \varrho W_o^2 D^2$	r. 3.25.	W_o	$= \frac{I_o}{\varrho V_o}$ r. 3.45.
	P_o	$= \frac{1}{4} \pi \beta g \varrho \Delta t_o D^2$	r. 3.42.	Δt_o	$= \frac{Q_o}{\varrho c_p V_o}$ r. 3.46.
	Q_o	$= \frac{1}{4} \pi \varrho c_p W_o \Delta t_o D^2$	r. 3.43.	Zachodzi ponadto: $\frac{c_p}{\beta g \varrho} \frac{I_o}{V_o Q_o} = \frac{1}{2^2}$	r. 3.47.
PARAMETRY CHARAKTERYSTYCZNE	Ar_o	$= \frac{\beta g \Delta t_o D}{2^{3/2} W_o^2}$	r. 3.30.	PARAMETRY CHARAKTERYSTYCZNE Ar_o	$= \frac{\beta g \varrho^{3/2}}{2^{3/2} \pi^{1/2} c_p} \frac{Q_o V_o^2}{I_o^{5/2}}$ r. 3.48.
	Re_o	$= \frac{W_o D}{\nu}$	r. 3.26.	Re_o	$= \frac{2 I_o^{1/2}}{(\pi \varrho)^{1/2} \nu}$ r. 3.24a
	λ_o^2	$= 1$		λ_o^2	$= 1$

3.4. Wyniki eksperymentalnych badań strug konwekcyjnych

W ramach przeprowadzonych badań wykonano pomiary parametrów przepływu w SK nad różnymi źródłami ciepła, takimi jak: ciało człowieka, nagrzane kule o średnicach 70, 27 i 3,5 cm, gorąca płaska płyta o średnicy 50 cm, ceramiczna rurka długości 12 cm średnicy wewnętrznej 1,5 cm z grzałką elektryczną umieszczoną wewnątrz i w SK generowanej przez "symulator" opisany w niniejszym rozdziale.

Źródła ciepła miały celowo zróżnicowany kształt i wymiary, różniły się też ilością ciepła oddawanego na drodze konwekcji. W konsekwencji SK posiadały dość zróżnicowaną nadwyżkę entalpii. Wynosiła ona od kilkunastu do ok. 400 W. W niniejszej pracy przedstawiono reprezentatywne, zdaniem autora, wyniki pomiarów. Dotyczą one czterech przypadków (tablica 3.2).

Tablica 3.2

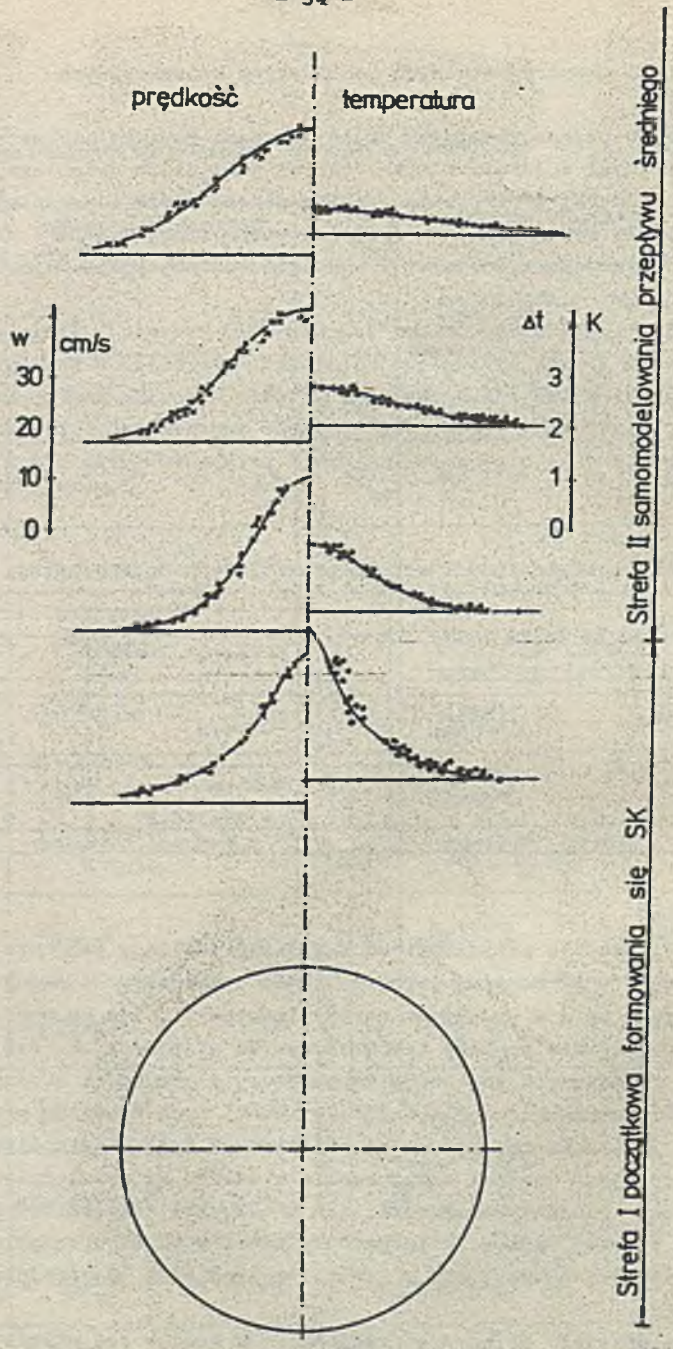
Charakterystyka źródeł ciepła generujących badane strugi konwekcyjne

Charakterystyka źródeł ciepła		Wymiary źródła	
		"małe"	"duże"
Entalpia SK	"mała"	D = 3,5 cm Q_o = 19 W	D = 70 cm Q_o = 18 W
	"duża"	D = 5 cm Q_o = 25-100 W	D = 50 cm Q_o = 400 W

Kula 70 cm

Na rysunku 3.3 przedstawiono zmierzone rozkłady prędkości i nadwyżki temperatury w SK powyżej nagrzanej kuli o średnicy 70 cm. Prędkość przepływu mierzona była w przekroju strugi leżącym ok. 3÷4 cm poniżej przekroju, w którym wykonywano pomiary temperatury. Na wysokości ok. 0,5 D od kuli kształt zmierzonych rozkładów temperatury i prędkości odbiega znacznie od rozkładu gaussowskiego (szczegółowe wyniki tych pomiarów przedstawione są w pracy [59]). Na tej wysokości obserwowano dużą niestabilność przepływu, rezultatem jest znaczne rozproszenie wyników. Na wysokościach 1 D, 1,5 D i 2 D zarówno rozkłady prędkości, jak i nadwyżki temperatury są bardzo zbliżone do krzywej Gaussa. Rozproszenie wyników pomiaru temperatury wynosiło ±3,5% nadwyżki temperatury w osi SK, a prędkości ±5% średniej prędkości w osi strugi.

Można przyjąć, że na wysokości ok. 1 D kończy się strefa I początkowa i rozpoczyna się strefa II samopodobieństwa przepływu średniego. W tablicy 3.3. zestawiono parametry przepływu wyznaczone dla tej II strefy (wyniki pomiaru prędkości przeliczone zostały przez interpolację do wysokości, na której umieszczone były termopary). Stratyfikacja w otoczeniu SK powstają-



Rys. 3.3. Rozkłady prędkości i nadwyżki temperatury zmierzone w SK powyżej nagrzanej kuli o średnicy 70 cm

Fig. 3.3. Mean velocity and excess temperature distributions in the plume above heated sphere 70 cm in diameter

cej nad kulą 70 cm była w trakcie pomiarów mniejsza od 0,02 K/m, współczynnik stratyfikacji, S, określony równaniem 5.29, obliczony dla przekroju początkowego strefy II był mniejszy od 2×10^{-3}. Wpływ stratyfikacji na rozwój tej strugi, jak to wynika z obliczeń metodą całkową, rozdz. 5.6, może być w badanym obszarze praktycznie pominięty.

Rozszerzanie się strugi nie następuje tu liniowo. Stosunek szerokości profili, λ, określony równaniem 2.3, zmienia się z wysokością. Jego wartość na wysokości 0,5 D jest mniejsza od jedności, na początku strefy II, tj. na wysokości 1 D wynosi $\lambda_o^2 = 1{,}092$ i rośnie z wysokością, by osiągnąć wartość $\lambda^2 = 1{,}331$ na wysokości ok. 2 D.

Można dokonać tzw. lokalnej aproksymacji parametrów przepływu zależnościami obowiązującymi dla PTSK (zagadnienie to omawiano szczegółowo w rozdz. 4.6 pracy [59]), obliczając lokalne parametry charakterystyczne modelu PTSK zgodnie z zależnościami

$$m_\ell = 4/9\ Ar^{-2} \lambda^{-4} \tag{3.49}$$

$$p_\ell = 4/9\ Ar^{-2} \lambda^{-6} \tag{3.50}$$

Obliczone wartości tych parametrów (tabl. 3.3) zmniejszają się z wysokością. Świadczy to, że nie został jeszcze osiągnięty stan całkowitego podobieństwa przepływu, gdzie $m_\ell = m = \text{const}$ i $p_\ell = p = \text{const}$. Pomiary nie były więc wykonywane w strefie III, S = 0, gdzie przepływ może być asymptotycznie aproksymowany modelem PTSK. Obliczenia wykonane CMOSK (rozdz. 5.4) przy założeniu brzegowych wartości $Ar_o = 0{,}078$, $\lambda_o^2 = 1{,}092$ oraz S = 0 wskazują, że taka SK osiągnęłaby stan całkowitego podobieństwa dopiero na wysokości $z/R_{wo} \simeq 30$, tj. ok. 7,5 D powyżej kuli (przy tak małej entalpii na tej wysokości nadwyżka temperatury byłaby praktycznie niemierzalna, gdyż wynosiłaby ok. $0{,}05\,\Delta\bar{t}_{mo}$, ponadto gdy $S = 2 \times 10^{-3}$ wpływ stratyfikacji ujawniłby się już powyżej wysokości 3 D nad kulą).

Pomimo że nie wykonano pomiarów w strefie III, zdaniem autora, omawiane wyniki są obecnie najbardziej wiarygodnymi, dostępnymi wynikami dotyczącymi rozwoju turbulentnych SK, $Re = (4 \div 6) \times 10^3$, przy pomijalnie małej stratyfikacji otoczenia. Z analizy dokładności wykonanych pomiarów wynika, że jest mało prawdopodobne, aby błąd pomiaru któregoś z bezwymiarowych parametrów gaussowskich: R_w/R_{wo}, R_t/R_{wo}, $\bar{W}_{zm}/\bar{W}_{zmo}$, $\Delta\bar{t}_m/\Delta\bar{t}_{mo}$ był większy od $\pm 3\%$. Dlatego też wyniki te zostały wykorzystane do wyznaczenia wartości współczynników opisujących turbulentną dyfuzję ruchu i ciepła w SK (rozdz. 5.3). Jedynie fakt stosunkowo niskiej liczby Re mógł budzić wątpliwości, czy wyznaczone na podstawie tych wyników parametry Ar_p i λ_p^2 (równoważne parametrom m i p oraz α_j i γ) mogą obowiązywać również dla SK o znacznie większej liczbie Re.

Tablica 3.3

Zestawienie eksperymentalnie wyznaczonych parametrów przepływu w strugach konwekcyjnych powyżej nagrzanych kul o średnicach 70 i 3,5 cm

Wielkość	Jednostka	Nad nagrzaną kulą D = 70 cm			Nad nagrzaną kulą D = 3,5 cm			Uwagi
z_p	m	0,695	1,055	1,43	0,93	1,30	1,76	wysokość nad źródłem
z	m	0	0,36	0,735	0	0,37	0,83	
z/R_{wo}	-	0	2,32	4,74	0	3,70	8,30	
R_w	m	0,155	0,209	0,260	0,100	0,150	0,233	parametry gaussowskie
R_t	m	0,162	0,232	0,300	0,096	0,144	0,194	
W_{zm}	m/s	0,293	0,260	0,239	0,342	0,268	0,243	
$\Delta\bar{t}_m$	K	1,29	0,73	0,49	3,10	1,25	0,47	
R_w/R_{wo}	-	1	1,348	1,677	1	1,500	2,330	bezwymiarowe parametry gaussowskie
R_t/R_{wo}	-	1,045	1,497	1,936	0,96	1,44	1,94	
$\bar{W}_{zm}/\bar{W}_{zmo}$	-	1	0,887	0,816	1,000	0,784	0,711	
$\Delta\bar{t}_m/\Delta\bar{t}_{mo}$	-	1	0,566	0,380	1,000	0,403	0,152	
V	m^3/s	$22,1.10^{-3}$	$35,7.10^{-3}$	$50,8.10^{-3}$	$10,7.10^{-3}$	$18,9.10^{-3}$	$41,4.10^{-3}$	parametry całkowe
I	kgm/s^2	$3,90.10^{-3}$	$5,59.10^{-3}$	$7,31.10^{-3}$	$2,21.10^{-3}$	$3,06.10^{-3}$	$6,07.10^{-3}$	
P	kg/s^2	$4,29.10^{-3}$	$4,04.10^{-3}$	$5,59.10^{-3}$	$3,62.10^{-3}$	$3,28.10^{-3}$	$2,24.10^{-3}$	
Q	W	18,0	17,4	17,2	19,3	13,6	9,7	
$\bar{\lambda}^2$	-	1,092	1,232	1,331	0,922	0,922	0,693	parametry charakterystyczne
Ar	-	0,0780	0,0755	0,0746	0,0887	0,0874	0,0621	
Re	-	4280	5120	5860	3220	3790	5340	
m_l	-	61,3	51,4	45,1	66,5	68,4	109,1	parametry lokalnej aproksymacji modelem PTSK
p_l	-	56,1	41,7	33,9	72,1	74,2	157,4	
α	-	0,106	0,116	0,124	0,102	0,101	0,80	
α_{FOX}	-	0,105	0,118	0,128	0,093	0,092	0,067	wg Foxa
S	-	2.10^{-3}			średnio = 0,01			współczynnik stratyfikacji

Omówione powyżej wyniki dotyczyły rozległego źródła ciepła, jakim była kula o średnicy 70 cm (jej powierzchnia zbliżona jest do powierzchni ciała człowieka). Przejście ruchu laminarnego w burzliwy występowało już w warstwie przyściennej, stosunkowo nisko nad źródłem ciepła występowała strefa II samopodobieństwa przepływu średniego (ok. 1D). Inaczej formuje się SK nad małymi źródłami ciepła (w pomieszczeniach wentylowanych mogą to być np. nie osłonięte źródła światła). Następne z prezentowanych wyników dotyczą takiego małego źródła, a mianowicie kuli o średnicy 3,5 cm (przedstawiono je uprzednio w pracy [44]).

Kula 3,5 cm

Źródłem SK była w tym przypadku ceramiczna kula o średnicy 3,5 cm z zatopioną grzałką elektryczną. Kula ta posiadała dwa wsporniki, a zarazem doprowadzenia elektryczne, wykonane z rurki miedzianej o średnicy 3 mm. Moc doprowadzana wynosiła 57 W. Nad kulą 3,5 cm obserwowano laminarny odcinek SK o długości (10÷15) D. Powyżej następowała destabilizacja i przejście ruchu laminarnego w burzliwy. Od wysokości ok. 25D rozkłady nadwyżki temperatury i prędkości miały kształt krzywej Gaussa. Można więc mówić o występowaniu powyżej tej wysokości strefy II samopodobieństwa przepływu średniego.

W badanym przypadku występowała dość znaczna stratyfikacja otoczenia. Nie była ona niestety stała w czasie wykonywania eksperymentu (ok. 6 godzin), gdyż nie można było na nią wpływać, a wynikała z warunków panujących na zewnątrz stanowiska. Średnia wartość współczynnika stratyfikacji wynosiła 0,01, a jego zmiany sięgały $\pm 30\%$.

W tablicy 3.3 zestawiono wyznaczone na podstawie wyników pomiarów parametry przepływu w SK powyżej kuli 3,5 cm. Wpływ stratyfikacji ujawnia się wyraźnie zmniejszeniem się nadwyżki entalpii w strudze. Jej wartość maleje o blisko 10 W z 19,6 W na wysokości 0,93 m do 9,7 W na wysokości 1,76 m. Całkując równanie 3.22 względem z otrzymuje się

$$Q = Q_o - \rho c_{p_z} \int_0^z V \, dt_{-}(z) \tag{3.51}$$

Z równania 3.51 oszacować można, o ile powinna zmniejszyć się entalpia strugi pomiędzy tymi dwoma wysokościami. Otrzymuje się

$$Q|_{z_p=0,93} - Q|_{z_p=1,76} = 5 \div 9 \text{ W}$$

Wynik zależy w pewnym stopniu od przyjętego sposobu opisu wzrostu natężenia przepływu i przyjętej wartości stratyfikacji. Przypuszczalnie wystąpiło nałożenie się błędów pomiaru przy wyznaczaniu entalpii i dlatego nie udaje się w pełni wytłumaczyć zmian entalpii "podgrzewaniem" wchłanianego przez strugę powietrza. Przemawia to za koniecznością badań SK przy stabilnej

stratyfikacji. Na omówione wyniki może mieć również duży wpływ ewentualna niestabilność procesu laminarno-turbulentnego przejścia. Tym niemniej, pewne wnioski wynikające z tych pomiarów nie budzą wątpliwości, a mianowicie, że stratyfikacja powoduje zmniejszenie się nadwyżki entalpii, a także zmniejszanie się stosunku szerokości profilu temperatury do szerokości profilu prędkości. Warto również zauważyć, że parametry m_t i p_t miały w tym przypadku większe wartości aniżeli w poprzednio omawianym przypadku bez stratyfikacji.

Płaska płyta 50 cm

Kolejne z prezentowanych wyników dotyczą SK generowanej przez źródło w kształcie okrągłej płaskiej płyty o średnicy 50 cm i grubości 7 cm. Wewnątrz tego źródła znajdowało się osiem równomiernie rozmieszczonych spiral grzejnych. Źródło odizolowane było od podłogi 2 mm płytą azbestową. Moc dostarczana wynosiła 1900 W, zmierzona temperatura powierzchniowa 150°C.

Wykonano pomiary rozkładów temperatury na dziewięciu wysokościach od 1,15 do 2,35 m nad powierzchnią źródła. Prędkość mierzona była jedynie w pobliżu osi SK. W tablicy 3.4 zestawiono wyznaczone parametry przepływu w SK powyżej płaskiej płyty o średnicy 50 cm.

Ze względu na zjawisko wędrowania osi, nie zawsze można było zmierzyć prędkość dokładnie w osi SK i gdy było to konieczne, wprowadzano do wyników prędkości poprawkę. Jeśli współrzędne osi wynoszą $\{x_p, y_p\}$, a współrzędne czujnika anemometru $\{x_s, y_s\}$, to pomiar wykonywany jest w odległości r od osi, promień ten obliczyć można korzystając z równania 3.4. Wynik pomiaru prędkości można natomiast skorygować korzystając z zależności

$$\bar{W}_{zm} = \bar{W}_z \, e^{(r/R_t)^2} \qquad (3.52)$$

Zakłada się tutaj równość szerokości profilu prędkości i tempratury $R_w = R_t$. Przy obliczaniu parametrów całkowych korzystano z tego założenia, zasadnicza jego poprawność potwierdzona została wynikami obliczeń R_w i R_t wykonywanymi metodą całkową, przedstawionymi w rozdziale 5.4, rys. 5.3.

Omawiana SK różni się znacznie od prezentowanych poprzednio. Liczba Re zawierała się w granicach od $(1,4\text{-}2,2) \times 10^4$, była więc blisko czterokrotnie większa, entalpia wynosząca blisko 400 W była natomiast przeszło dwadzieścia razy większa. Znamienny jest fakt, że na najniższej wysokości $z_p = 1,15$ m, którą uważać można za początek strefy II samopodobieństwa przepływu średniego, liczba Ar była znacznie większa aniżeli w poprzednio omawianych przypadkach i wynosiła $Ar_o = 0,149$. W badanym obszarze SK nie obserwowano zmniejszania się prędkości w osi strugi, była ona w przybliżeniu stała.

SK nad płaską płytą o średnicy 50 cm rozwijała się w otoczeniu o bardzo silnej stratyfikacji, S = 0,02, która niestety, zmieniała się o ok. ±30% w czasie wykonywania pomiarów. W tym przypadku zmniejszanie się entalpii stru-

Tablica 3.4

Zestawienie eksperymentalnie wyznaczonych parametrów przepływu w strudze konwekcyjnej powyżej nagrzanej płaskiej płyty o średnicy 50 cm

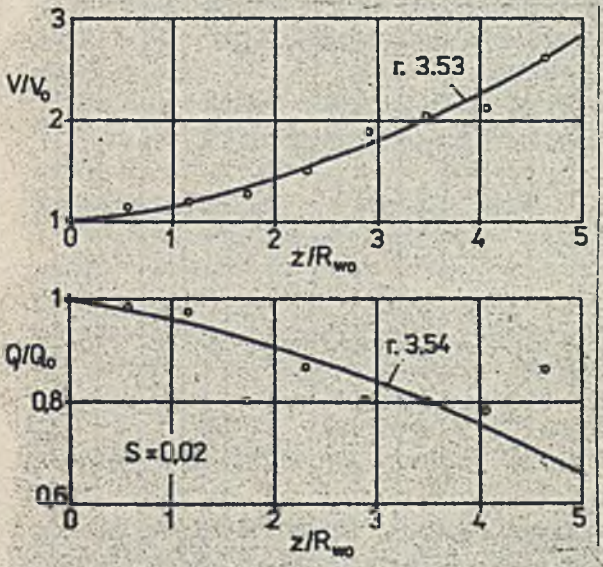
Wielkość	Jednostka	Nad nagrzaną płaską płytą o średnicy D = 50 cm									Uwagi
z_p	m	1,15	1,30	1,45	1,60	1,75	1,90	2,05	1,20	2,35	wysokość nad źródłem ciepła
z	m	0	0,15	0,30	0,45	0,60	0,75	0,90	1,05	1,20	
z/R_{wo}	-	0	0,58	1,16	1,74	2,33	2,91	3,49	4,07	4,65	
$R_w = R_t$	m	0,258	0,270	0,282	0,288	0,306	0,354	0,366	0,375	0,415	parametry gaussowskie
W_{zm}	m/s	0,56	0,58	0,56	0,57	0,60	0,56	0,57	0,56	0,56	
$\Delta\bar{t}_m$	K	5,4	4,7	4,4	3,4	3,1	2,3	2,1	2,0	1,8	
R/R_{wo}	-	1	1,047	1,093	1,116	1,186	1,372	1,419	1,453	1,608	bezwymiarowe parametry gaussowskie
$\bar{W}_{zm}/\bar{W}_{zmo}$	-	1	1,036	1	1,018	1,071	1	1,018	1	1	
$\Delta\bar{t}/\Delta\bar{t}_{mo}$	-	1	0,87	0,815	0,63	0,57	0,43	0,39	0,37	0,33	
V	m^3/s	0,117	0,133	0,140	0,149	0,176	0,220	0,240	0,247	0,303	parametry całkowe
I	kgm/s^2	0,0395	0,0464	0,0472	0,0510	0,0638	0,0744	0,0824	0,0835	0,1022	
Q	W	383	378	373	306	331	307	305	300	330	
Ar	-	0,149	0,126	0,132	0,101	0,088	0,087	0,079	0,080	0,080	parametry charakterystyczne
Re	-	13620	14760	14890	15480	17310	18690	19670	19800	21910	
$m_\ell = p_\ell$	-	20,0	28,0	25,5	43,6	57,4	58,7	71,2	69,4	69,4	parametry lokalnej aproksymacji modelem PTSK
α	-	0,186	0,157	0,165	0,126	0,110	0,109	0,099	0,100	0,100	
α_{FOX}	-	0,132	0,120	0,123	0,108	0,101	0,101	0,097	0,097	0,097	wg Foxa
S	-	Średnio = 0,02									współczynnik stratyfikacji

gi może być dobrze wyjaśnione "podgrzewaniem" wchłanianego z otoczenia powietrza. Wyniki pomiaru natężenia przepływu aproksymować można dość dokładnie wielomianem 2 stopnia w postaci

$$V = V_o\left[1 + 0{,}125\ (z/R_{wo}) + 0{,}048\ (z/R_{wo})^2\right] \tag{3.53}$$

i w związku z tym z zależności 3.51, przy założeniu $R_w = R_t$, obliczyć można zmianę entalpii w strudze

$$\frac{Q}{Q_o} = 1 - 2S\left[\frac{z}{R_{wo}} + 0{,}0625\left(\frac{z}{R_{wo}}\right)^2 + 0{,}016\left(\frac{z}{R_{wo}}\right)^3\right] \tag{3.54}$$



Rys. 3.4. Zmiany natężenia przepływu i nadwyżki entalpii w SK powyżej płaskiej płyty 50 cm

Fig. 3.4. Volume and enthalphy fluxes in plume above the heated plate 50 cm in diameter

Porównanie eksperymentalnie wyznaczonych zmian natężenia przepływu i nadwyżki entalpii w strudze konwekcyjnej powyżej nagrzanej płaskiej płyty o średnicy 50 cm z zależnościami 3.53 i 3.54 przedstawiono na rys. 3.4.

Omawiając strugę konwekcyjną powyżej płaskiej płyty o średnicy 50 cm warto zauważyć, że parametry lokalnej aproksymacji modelem PTSK, m_t i p_t, mają początkowo niskie wartości, co wiąże się z dużą wartością liczby Ar, i że wartości te zwiększają się z wysokością.

Wyniki obliczeń metodą całkową, odpowiadające omawianemu przypadkowi $Ar_o = 0{,}149$, $\lambda_o^2 = 1$, rozdz. 5.4, rys. 5.3, są zgodne z wynikami badań eksperymentalnych. Przemawia to za poprawnością samej metody obliczania, jak i za poprawnością przyjętych wartości charakterystycznych parametrów modelu PTSK opisujących przepływ konwekcyjny ($Ar_p = 0{,}079, \lambda_p^2 = 1{,}295$) w strugach konwekcyjnych nad intensywnymi źródłami ciepła, oddającymi na drodze konwekcji naturalnej duże ilości ciepła.

Symulator SK

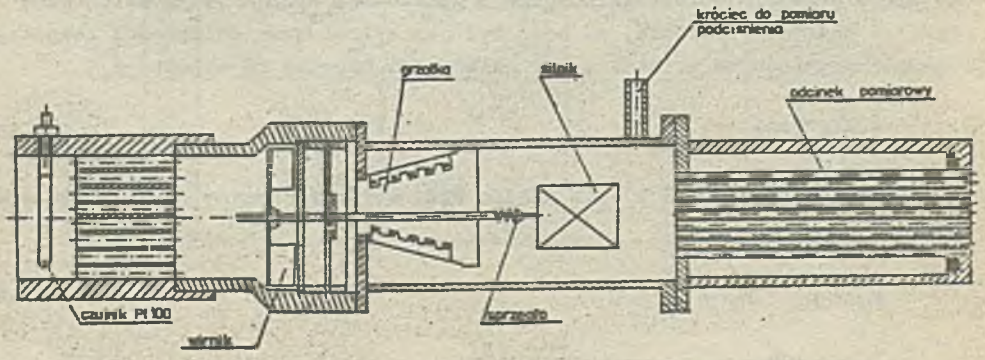
Ostatnie z czterech prezentowanych badań eksperymentalnych dotyczą odmiennego niż poprzednie zagadnienia. Celem tych badań było sprawdzenie moż-

liwości generowania przepływu konwekcyjnego o celowo dobieranych wartościach parametrów przepływu. Wiąże się to z zagadnieniem symulowania przepływów konwekcyjnych na potrzeby fizykalnego modelowania ruchu powietrza w pomieszczeniach w zmniejszonej skali oraz z zagadnieniem generowania w pełni rozwiniętego przepływu konwekcyjnego dla sprawdzenia modelu PTSK. Badania te są, niestety, niepełne, gdyż nie dysponowano w trakcie ich wykonywania odpowiednim anemometrem, który mógłby być wykorzystany do pomiaru prędkości w potrzebnym zakresie. Ograniczono się więc do pomiarów temperatury i na podstawie ich wyników dokonano próby wyciągnięcia pewnych wniosków.

Głównym pytaniem, na które starano się znaleźć odpowiedź, było, czy uda się wygenerować w pełni rozwinięty przepływ konwekcyjny i czy przepływ ten będzie posiadał charakterystyczne parametry o wartościach zbliżonych do wartości wynikających z poprzednich badań, m = 42,5 i p = 32,8.

Pomiary przeprowadzano przy takich warunkach atmosferycznych, aby zapewniony był brak stratyfikacji na stanowisku pomiarowym (aby to zapewnić, wyłączano system centralnego ogrzewania całej hali laboratoryjnej). Z szacunkowych obliczeń wynika, że w trakcie tych badań bezwymiarowy współczynnik stratyfikacji, S, był mniejszy od 5×10^{-5} i zgodnie z wynikami obliczeń metodą całkową, rozdz, 5.6, stratyfikacja nie wpływała na rozwój strug w badanym obszarze. W związku z tym można było założyć, że entalpia SK miała stałą wartość, równą entalpii początkowej.

Na rysunku 3.5 przedstawiono konstrukcję wykonanego źródła przepływu konwekcyjnego, nazywanego ze względu na jego przeznaczenie symulatorem SK. Ruch powietrza w tym symulatorze wymuszany był wentylatorem napędzanym mikrosilnikiem prądu stałego. Wewnątrz symulatora znajdowała się grzałka elektryczna. Na jego wlocie znajdował się odcinek pomiarowy służący do pomiaru objętościowego natężenia przepływu. Składał się on z 71 równolegle połączonych rurek miedzianych o średnicy wewnętrznej 1,75 mm i długości 117 mm. Natężenie przepływu obliczano ze wzoru Hagena-Poiseille'a. Charakterystykę



Rys. 3.5. Konstrukcja "symulatora" przepływu konwekcyjnego
Fig. 3.5. Construction of the convective flow generator

odcinka pomiarowego sprawdzono wzorcując go za pomocą aspiratora wodnego. Otrzymano wprost proporcjonalną zależność natężenia przepływu od podciśnienia panującego za odcinkiem pomiarowym. Podciśnienie to było mierzone za pomocą mikromanometru Recknagla. Aby zlikwidować zawirowanie strugi, na wylocie symulatora umieszczono ulownicę wykonaną z rurek o średnicy 5 mm i długości 50 mm. W cylindrycznym obszarze za ulownicą zamontowano poprzecznie czujnik termometru oporowego Pt 100. Srednica wylotowa wynosiła D = 50 mm.

Z porównania wyników obliczeń CMOSK z wynikami pomiarów w SK powyżej nagrzanej kuli o średnicy 70 cm (rozdz. 5.3) wnioskowano, że charakterystyczne parametry opisujące SK powinny mieć wartość zbliżoną do $Ar_p = 0{,}079$ i $\lambda_p^2 = 1{,}295$. Obliczenia wykonane przy różnych wartościach parametrów brzegowych w otoczeniu bez stratyfikacji (rozdz. 5.5) wskazują natomiast, że przy $\lambda_o^2 = 1$ i liczbie Archimedesa $Ar_o = 0{,}1$ można spodziewać się początku strefy III całkowitego podobieństwa przepływu w stosunkowo małej odległości od przekroju początkowego strefy II samopodobieństwa przepływu średniego, bowiem już w odległości $z/R_{wo} = 12$. Z przeprowadzonej wizualizacji przepływu określono szacunkowo, że początek strefy II rozpoczynał się w odległości ok. 10D od wylotu i że brzegowa szerokość profilu prędkości R_{wo} wynosiła ok. 1D, stąd przy $Ar_o = 0{,}1$ strefa III powinna rozpoczynać się w odległości od wylotu równej ok. 22D, tj. przy D = 0,05 m w odległości ok. 1,1 m. Podobnie szacowano, że dla $Ar_o = 0{,}225$ strefa III powinna rozpoczynać się w odległości ok. 50D, tj. przy D = 0,05 m ok. 2,5 m od przekroju wylotowego. Powyższa wstępna analiza wskazywała, że przy $Ar_o = 0{,}1$ na wysokościach 1,25 i 1,5 m powinno się zaobserwować strefę III całkowitego podobieństwa przepływu, w której rozkłady temperatury prędkości mogą być opisywane modelem PTSK.

Aby sprawdzić, czy dana struga może być opisana modelem PTSK, należy najpierw określić położenie pozornego punktowego źródła (bieguna). Odległość od punktowego źródła, z, może być zastąpiona sumą odległości rozpatrywanego przekroju od wylotu, z_p, i odległości bieguna od wylotu, z_v,

$$z = z_p + z_v \tag{3.55}$$

Z równań 4.17 oraz 4.13 i 4.14 modelu PTSK wyznaczyć można z_v na kilka sposobów

$$z_v = p^{1/2} R_t - z_p \tag{3.56}$$

$$z_v = m^{1/2} R_w - z_p \tag{3.57}$$

$$z_v = k_t^{0,6} Q^{0,4} \Delta t_m^{-0,6} - z_p \tag{3.58}$$

Tablica 3.5

Analiza wyników pomiaru temperatury w przepływie konwekcyjnym generowanym przez symulator

Wielkość	Jedn.	Wariant I		Wariant II		Wariant III		Uwagi
z_p	m	1,25	1,50	1,245	1,49	1,25	1,50	
Ar_o	-	0,101	0,097	0,225	0,225	0,101	0,101	parametry na wylocie symulatora
Q_o	W	25,0	24,3	66,7	66,8	102,8	103,1	
W_o	ms^{-1}	0,313	0,318	0,333	0,333	0,502	0,503	
Δt_o	K	33,6	32,1	84,2	84,3	86,1	86,2	
Re_o	-	1040	1060	1110	1110	1670	1680	
R_t	m	0,208	0,255	0,185	0,208	0,166	0,212	z pomiaru
Δt_m	K	1,10	0,81	2,66	2,44	4,31	3,08	
z_v	m	-0,040		-0,255		-0,303		PTSK wg autora $p = 32,8$ $k_t = 0,182$
σ_{zv}	m	0,014		0,078		0,016		
δ_{Rt}	%	1,6	0	-6,5	3,7	-0,6	-1,4	
δ_{tm}	%	2,9	0,3	14,4	-13,0	1,4	-3,9	
z_v	m	0,518		0,213		0,148		PTSK wg Rouse'a $p = 71$ $k_t = 0,305$
σ_{zv}	m	0,081		0,094		0,090		
δ_{Rt}	%	0,9	-6,1	-6,5	-2,8	0	-7,7	
δ_{tm}	%	-8,3	-1,9	0,6	-14,5	-11,1	-5,3	
z_v	m	0,445		0,150		0,083		PTSK wg George'a $p = 65$ $k_t = 0,286$
σ_{zv}	m	0,070		0,092		0,080		
δ_{Rt}	%	1,1	-5,4	-6,5	-2,2	-0,4	-7,4	
δ_{tm}	%	-7,7	-2,2	1,6	-14,7	-9,8	-5,0	
z_v	m	0,375		0,088		0,030		PTSK wg Szepioliera $p = 59$ $k_t = 0,269$
σ_{zv}	m	0,049		0,084		0,064		
δ_{Rt}	%	1,7	-4,3	-6,2	-1,2	0,4	-6,0	
δ_{tm}	%	-7,0	-2,3	2,9	-14,5	-9,3	-5,5	

$$z_v = k_w^3 \, Q \, \bar{w}_{zm}^{-3} - z_p \tag{3.59}$$

W omawianym przypadku z_v można było obliczać tylko z wyników pomiaru temperatury, wykorzystując równania 3.56 i 3.58. Ponieważ z pomiarów otrzymano R_t i $\Delta\bar{t}_m$ na dwóch wysokościach, tablica 3.5, dla każdego wariantu uzyskano cztery różne wartości z_v. Następnie obliczano średnią wartość z_v i odchylenie standardowe σ_{zv}. Średnie z_v informowało, w jakiej odległości od przekroju wylotowego należało umiejscowić biegun. Odchylenie standardowe σ_{zv} charakteryzowało rozbieżności w obliczonej w różny sposób odległości biegunowej z_v. To odchylenie standardowe σ_{zv} jest dobrym wskaźnikiem, czy przepływ może być opisany modelem PTSK. Mała jego wartość wskazuje, że występuje zgodność przepływu i modelu PTSK; duża, że istnieje rozbieżność.

Dla pełniejszego zilustrowania występujących różnic obliczono parametry przepływu według modelu PTSK, a następnie względne różnice tak obliczonych wartości i wartości rzeczywistych otrzymanych z pomiaru. Te względne różnice δ_{Rt}, δ_{tm} dodatkowo informują, czy przepływ można opisać modelem PTSK.

Powyższe obliczenia wykonano ponadto przy różnych wartościach parametrów charakterystycznych modelu PTSK wynikających z badań różnych autorów. Analiza wyników zawartych w tablicy 3.5 wskazuje, że przy Ar_o = 0,1 dla Q = 25 i dla Q = 103W prawdopodobnie obserwowano strefę III całkowitego podobieństwa przepływu, i że przepływ w tej strefie może być opisany modelem PTSK, jeśli przyjmie się wartości jego charakterystycznych parametrów zgodnie z wartościami proponowanymi przez autora. Przy Ar_o = 0,225 nie zaobserwowano natomiast zgodności wyników pomiaru z modelem PTSK, co wskazuje, że przy takiej brzegowej liczbie Archimedesa w tej odległości nie występuje jeszcze strefa III całkowitego podobieństwa przepływu, czego należało oczekiwać zgodnie z wynikami obliczeń CMOSK.

Gdyby w przyszłości udało się zrealizować podobne badania, ale łącznie z pomiarami prędkości i turbulentnych parametrów przepływu, to prawdopodobnie udałoby się rozstrzygnąć ostatecznie istniejące rozbieżności dotyczące modelu PTSK.

4. METODY OBLICZANIA STRUG KONWEKCYJNYCH

Omówienie metod obliczania SK zostało celowo poprzedzone przedstawieniem wyników badań eksperymentalnych. Wszystkie metody obliczeniowe korzystają bowiem z jakichś założeń upraszczających lub hipotez, które umożliwiają rozwiązanie równań przepływu. Przedstawione w rozdz. 3 wyniki badań eksperymentalnych mogą służyć do oceny poprawności przyjętych założeń, a także do oceny poprawności wyników obliczeń uzyskiwanych różnymi metodami.

Chociaż raczej rzadko można zaobserwować w SK strefę III całkowitego podobieństwa przepływu, to jednak model PTSK, który opisuje rozkłady parametrów w tej strefie, ma dość duże znaczenie. W przypadku braku stratyfikacji, S = 0, wszystkie SK i PWSN zmierzają do osiągnięcia stanu równowagi wewnętrznej charakteryzującej się całkowitym podobieństwem przepływu. Jest to czasem określane jako zdolność samomodelowania przepływu, niekiedy mówi się, że przepływ dąży do osiągnięcia stanu pełnego rozwinięcia. Opisywano nim przepływy konwekcyjne, które dalece odbiegały od stanu całkowitego podobieństwa, a to doprowadziło do pewnej dezorientacji i czasami można spotkać się z fałszywym twierdzeniem, że jeśli struga wywołana została na skutek działania sił wyporu hydrostatycznego, to może ona być wówczas bez żadnych zastrzeżeń opisywana modelem PTSK. Dlatego też przy omawianiu metod obliczeniowych modelowi PTSK poświęcono dość dużo uwagi. Zwłaszcza, że niekiedy może on być wykorzystany do szacunkowych obliczeń SK. Należy go jednak do tych celów wykorzystywać umiejętnie, zdając sobie sprawę z istniejących w danym przypadku różnic pomiędzy rzeczywistą SK i modelem PTSK.

Oprócz modelu PTSK przedstawiono w niniejszym rozdziale także inne metody obliczeniowe, które spotkać można w literaturze. Omówiono także w skrócie całkowe metody obliczania pionowych wymuszonych strug nieizotermicznych.

Nowa, proponowana przez autora, całkowa metoda obliczania SK omówiona została w następnym rozdziale.

W osiowosymetrycznej turbulentnej strudze konwekcyjnej obowiązują następujące równania przepływu (patrz np. B.R. Morton [49]). Równanie ciągłości

$$\frac{\partial(r\,\bar{W}_r)}{\partial r} + \frac{\partial(r\,\bar{W}_z)}{\partial z} = 0 \tag{4.1}$$

Równanie ruchu składowej pionowej

$$\frac{\partial(r\,\bar{W}_r\,\bar{W}_z)}{\partial r} + \frac{\partial(r\,\bar{W}_z^2)}{\partial z} + \frac{\partial(r\,\overline{W_r' W_z'})}{\partial r} - \rho g\, r\,\Delta\bar{\rho} = 0 \tag{4.2}$$

Równanie transportu ciepła

$$\frac{\partial(r\,\bar{W}_r\,\Delta\bar{t})}{\partial r} + \frac{\partial(r\,\bar{W}_z\,\Delta\bar{t})}{\partial z} + r\,\bar{W}_z\,\frac{dt_\infty}{dz} + \frac{\partial(r\,\overline{W'_r\Delta t'})}{\partial r} = 0 \qquad (4.3)$$

Z przekształcenia równania ruchu składowej pionowej, równ. 4.2, jako tzw. moment prędkości otrzymuje się równanie energii kinetycznej

$$\frac{\partial(1/2\;r\,\bar{W}_r\,\bar{W}_z^2)}{\partial r} + \frac{\partial(1/2\;r\,\bar{W}_z^3)}{\partial z} + \bar{W}_z\,\frac{\partial(r\,\overline{W'_r W'_z})}{\partial r} - \beta g\,r\,\bar{W}_z\,\Delta\bar{t} = 0 \qquad (4.4)$$

Równanie 4.4 tworzy wraz z równaniami 4.1 i 4.2 układ równań liniowo zależnych.

W powyższych równaniach, zgodnie z wynikami tzw. "aproksymacji dla warstwy granicznej" (patrz np. S. Eskinazi [13]), pominięto składniki związane z molekularną lepkością i dyfuzją ciepła, a także składniki zawierające naprężenia Reynoldsa, typu $\partial(\overline{W'_i W'_j})/\partial z$. W równaniu transportu ciepła, równanie 4.3, z tego samego powodu pominięty został składnik wyrażający pionowy gradient turbulentnego strumienia ciepła $\partial(r\,\overline{W'_z\,\Delta t'})/\partial z$.

Po scałkowaniu równań 4.1, 4.2 i 4.3 w granicach $r = 0$ do $r = \infty$ otrzymuje się tzw. równania całkowe, równanie zachowania masy (3.15), równanie zachowania pionowego pędu (3.18) i równanie zachowania ciepła (3.22) (patrz rozdz. 3.3).

4.1. Model turbulentnej SK powyżej punktowego źródła ciepła (PTSK)

Model PTSK pierwszy raz został przedstawiony przez B. Schmidta [71], a następnie przez H. Rouse'a i wsp. [68]. Analiza tego modelu przedstawiona została także w załączniku 7.1 do pracy [59].

Całkowite samopodobieństwo przepływu występuje wówczas, gdy wszystkie składowe prędkości ruchu średniego i fluktuacyjnego można zredukować przez jedną prędkość skalową, U, temperaturę średnią i jej fluktuacje przez temperaturową skalę, T, a wszystkie wymiary przez długość skalową, L. Jeśli takie całkowite samopodobieństwo w przepływie konwekcyjnym występuje, rozwiązaniem równań przepływu są następujące uogólnione rozkłady parametrów przepływu:

$$\frac{\bar{W}_z}{U} = \Phi_1\left(\frac{r}{L}\right); \quad \frac{\bar{W}_r}{U} = \Phi_2\left(\frac{r}{L}\right); \quad -\frac{\overline{W'_r W'_z}}{U^2} = \Phi_3\left(\frac{r}{L}\right);$$

$$\frac{\Delta\bar{t}}{T} = \Phi_4\left(\frac{r}{L}\right); \quad \frac{\overline{\Delta t'\,W'_r}}{TU} = \Phi_5\left(\frac{r}{L}\right); \qquad (4.5)$$

Analiza równań przepływu wykazuje, że w osiowosymetrycznym przepływie konwekcyjnym może wystąpić taki przypadek tylko wtedy, gdy:

- struga rozprasza się liniowo,
- źródłem strugi jest punktowe źródło ciepła o entalpii Q_o, bez początkowego pędu, $I_o = 0$,
- gdy brak stratyfikacji, $S = 0$, $(dt_\infty/dz = 0)$.

Długość skalowa jest równa wówczas odległości od punktowego źródł

$$L = z \tag{4.6}$$

Prędkość skalowa wynosi

$$U = k_w Q^{1/3} z^{-1/3} \tag{4.7}$$

a temperatura skalowa

$$T = k_t Q_o^{2/3} z^{-5/3} \tag{4.8}$$

Współczynniki proporcjonalności w równaniach 4.7 i 4.8 są charakterystycznymi współczynnikami opisującymi rozkład prędkości i rozkład temperatury. Z analizy podobieństwa przepływu wynika, że można je obliczyć z zależności

$$k_w = \left[\frac{3\beta g}{8\Pi c_p \rho}\right]^{1/3} \left[\frac{\int_0^\infty \Phi_4 \eta \, d\eta}{\left(\int_0^\infty \Phi_1^2 \eta \, d\eta\right) \cdot \left(\int_0^\infty \Phi_1 \Phi_4 \eta \, d\eta\right)}\right]^{1/3} \tag{4.9}$$

$$k_t = \left[\frac{1}{3\beta g (\Pi \rho c_p)^2}\right]^{1/3} \left[\frac{\int_0^\infty \Phi_1^2 \eta \, d\eta}{\left(\int_0^\infty \Phi_1 \Phi_4 \eta \, d\eta\right)^2 \times \left(\int_0^\infty \Phi_4 \eta \, d\eta\right)}\right]^{1/3} \tag{4.10}$$

w których

$$\eta = \frac{r}{z} \tag{4.11}$$

Funkcje $\Phi_1 \div \Phi_5$, równanie 4.5, opisujące uogólnione rozkłady parametrów, mogą być wyznaczone w różny sposób. Można przyjąć którąś z hipotez turbu-

lencji, wiążących parametry turbulentne z przepływem średnim, np. hipotezę Boussinesqa o stałej wartości współczynnika turbulentnej dyfuzji pędu i ciepła w przekroju poprzecznym strugi. Jednakże model PTSK rozwiązywany jest zwykle inaczej, zakłada się mianowicie gaussowski kształt uogólnionych rozkładów składowej osiowej prędkości i nadwyżki temperatury

$$\Phi_1(\frac{r}{z}) = e^{-m(r/z)^2} \qquad \Phi_4(\frac{r}{z}) = e^{-p(r/z)^2} \tag{4.12}$$

a to prowadzi do następujących zależności opisujących przepływ

$$\bar{w}_z = \underbrace{k_w Q_o^{1/3} z^{-1/3}}_{\bar{w}_{zm}} e^{-m(r/z)^2} \tag{4.13}$$

$$\Delta\bar{t} = \underbrace{k_t Q_o^{2/3} z^{-5/3}}_{\Delta\bar{t}_m} e^{-p(r/z)^2} \tag{4.14}$$

Współczynniki charakterystyczne k_t i k_w są ściśle związane ze współczynnikami m i p

$$k_w = \left[\frac{3\beta g}{2\Pi c_p \rho}\right]^{1/3}\left[\frac{m^2}{p} + m\right]^{1/3} \tag{4.15}$$

$$k_t = \left[\frac{2}{3\beta g (\Pi \rho c_p)^2}\right]^{1/3}\left[\frac{p(m+p)^2}{m}\right]^{1/3} \tag{4.16}$$

Wartości współczynników k_t i k_w zależą od rodzaju płynu i jego temperatury, dlatego też nie mają one tak uniwersalnego znaczenia jak i współczynniki m i p (takie uniwersalne znaczenie mają one jedynie wówczas, gdy zamiast entalpii operuje się pojęciem angielskim "buoyancy flux", patrz [68]).

Analizując model PTSK warto zauważyć, że szerokość profilu prędkości i temperatury jest proporcjonalna do odległości

$$R_w = m^{-1/2} z; \qquad R_t = p^{-1/2} z \tag{4.17}$$

stosunek szerokości profili jest stały

$$\lambda_p = \frac{R_t}{R_w} = (m/p)^{1/2} \tag{4.18}$$

liczba Archimedesa jest również stała i wynosi

$$Ar_p = \frac{2}{3} \frac{p}{m^{3/2}} \tag{4.19}$$

współczynnik wchłaniania określony zależnością

$$\alpha = \frac{1}{\bar{W}_{zm} R_w} \frac{d}{dz} \left(\int_0^\infty \bar{W}_z \, r \, dr \right) \tag{4.20}$$

jest w PTSK również stały i wynosi

$$\alpha_p = \frac{5}{6} m^{-1/2} \tag{4.21}$$

Warto również zauważyć, że natężenie przepływu wg modelu PTSK opisane jest zależnością

$$V = k_v Q_o^{1/3} z^{5/3} \tag{4.22}$$

w której

$$k_v = \Pi k_w m^{-1} \tag{4.23}$$

Model PTSK określa strugę swobodną generowaną przez hipotetyczne punktowe źródło ciepła. Jak wiadomo, również w strudze generowanej przez punktowe źródło pędu występuje całkowite samopodobieństwo przepływu, a prędkość może być opisana zależnością

$$\bar{W}_z = \left(\frac{2 m_j}{\Pi \varrho} \right)^{1/2} I_o^{1/2} z^{-1} e^{-m_j (r/z)^2} \tag{4.24}$$

W takiej strudze współczynnik wchłaniania jest również stały, lecz jego wartość jest inna i wynosi

$$\alpha_j = 1/2 \, m_j^{-1/2} \tag{4.25}$$

Model PTSK i model punktowego źródła pędu opisują dwa przypadki osiowo-symetrycznych strug swobodnych, które charakteryzują się całkowitym podobieństwem przepływu. Rzeczywiste strugi swobodne mogą być asymptotycznie aproksymowane tymi modelami w pewnej odległości od źródła pod warunkiem, że w otoczeniu nie występuje stratyfikacja. Współczynniki charakterystyczne

tych modeli wyznacza się eksperymentalnie, pomiary powinny być wykonane w takiej odległości od źródła, aby taka aproksymacja była poprawna. Łatwiej jest wygenerować przepływ izotermiczny odpowiadający modelowi punktowego źródła pędu, rozbieżności w wyznaczonych eksperymentalnie wartościach charakterystycznych współczynnika m_j nie są zbyt duże. Wartości charakterystycznych współczynników m i p są o wiele bardziej rozbieżne, patrz tablica 4.1.

Tablica 4.1

Wartości charakterystycznych współczynników modelu PTSK wg badań różnych autorów

Współczynniki modelu PTSK		Autor [62]	Rouse [68]	George [17]	Szepieliew [75]
	m	42,5 ± 3	96	55	74
	p	32,8 ± 3	71	65	59
dla powietrza t = 20°C	$k_w\left[m^{4/3}s^{-1}\ W^{-1/3}\right]$	0,109	0,144	0,110	0,130
	$k_t\left[K\ m^{5/3}W^{-2/3}\right]$	0,182	0,305	0,286	0,269
	$k_v\left[m^{4/3}s^{-1}\ W^{-1/3}\right]$	0,0081	0,0047	0,0063	0,0055
	Ar_p	0,079	0,050	0,106	0,062
	λ_p^2	1,295	1,352	0,846	1,254
	α_j	0,057	0,036	0,079	0,045
	γ	0,088	0,059	0,073	0,067
	Pr_t	0,378	0,347	0,785	0,402

W pracy [44] autor analizował teoretycznie, jakie powinny być wartości charakterystycznych współczynników modelu PTSK. Otóż poszukując równań zamykających do całkowej metody obliczania SK oprócz gaussowskiego kształtu rozkładów składowej osiowej prędkości, $\bar{W}_z$, i nadwyżki temperatury, $\Delta\bar{t}_m$, założyć można dodatkowo podobieństwo rozkładów naprężeń stycznych Reynoldsa, $-\overline{W_r'W_z'}$, i podobieństwo wielkości charakteryzującej turbulentną dyfuzję ciepła, $\overline{\Delta t' W_r'}$. Prowadzi to do równania zamykającego opisującego zmienność współczynnika wchłaniania, równanie 5.10, tzw. formuły Foxa [16] oraz do drugiego równania zamykającego opisującego zmienność stosunku szerokości profilu temperatury do prędkości, równanie 5.18. W uproszczonej wersji dla przypadku bez stratyfikacji, S = 0, zostało ono wyprowadzone przez Sebana i Behnię [72] i ma postać równania 5.24. O ile można dyskutować o tym, czy słuszne jest przyjęcie założenia o samopodobieństwie naprężeń stycznych i turbulentnej dyfuzji ciepła w strefie II samopodobieństwa przepływu średniego SK, to nie można podważać słuszności tego założenia dla modelu PTSK strefy III, S = 0, a to prowadzi do pewnych interesujących zależności.

Dla PTSK z formuły Foxa, równanie 5.10, otrzymuje się

$$\alpha_p = \alpha_j + (2 - \frac{3}{\lambda_p^2 + 1}) Ar_p \lambda_p^2 \tag{4.26}$$

z której można wyznaczyć związek pomiędzy współczynnikiem wchłaniania strugi izotermicznej i parametrami charakterystycznymi modelu PTSK. Ponieważ z zależności 4.18 i 4.19 wyznaczyć można, że

$$m = \frac{4}{9} Ar_p^{-2} \lambda_p^{-4}; \qquad p = \frac{4}{9} Ar_p^{-2} \lambda_p^{-6} \tag{4.27}$$

to korzystając z równań 4.26, 4.21 i 4.27 otrzymuje się

$$\alpha_j = \frac{3}{4} Ar_p \lambda_p^2 \frac{3 - \lambda_p^2}{1 + \lambda_p^2} \tag{4.28}$$

Istnieje więc ścisły związek pomiędzy charakterystycznymi parametrami modelu PTSK, Ar_p i λ_p^2, i współczynnikiem wchłaniania strugi generowanej przez punktowe źródła pędu, α_j.

Podobnie z formuły Sebana i Behni, równanie 5.24, dla PTSK otrzymuje się

$$\frac{d}{dz}(\Delta\bar{t}_m \frac{\lambda_p^2 + 1}{\lambda_p^2 + 2}) + \frac{2}{3} \frac{\alpha_j}{Pr_t} \frac{\Delta\bar{t}_m}{R_w} \frac{\lambda_p^2 + 1}{\lambda_p^2} = 0 \tag{4.29}$$

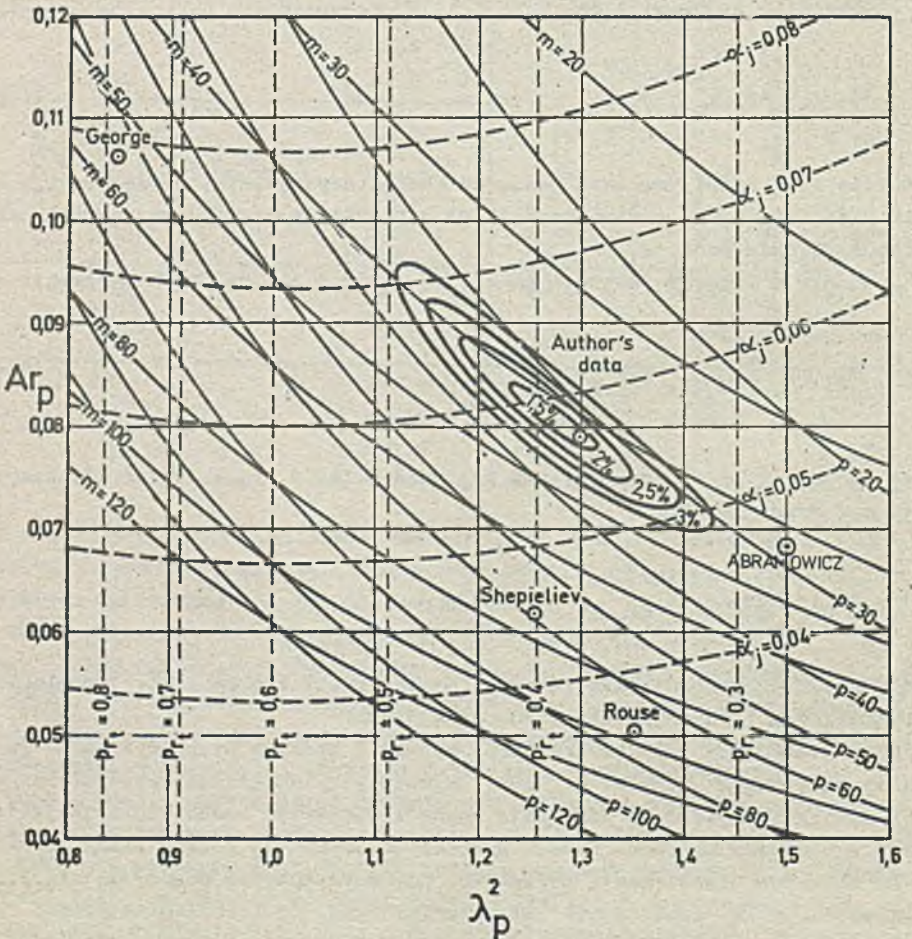
Z zależności 4.29 po skorzystaniu z równań 4.14, 4.16, 4.17 i 4.27 otrzymuje się drugi związek

$$Ar_p \frac{\lambda_p^4}{\lambda_p^2 + 2} = \frac{4}{15} \frac{\alpha_j}{Pr_t} \tag{4.30}$$

który w tym przypadku wiąże te same charakterystyczne parametry modelu PTSK z turbulentną liczbą Prandtla, równanie 5.22.

Równanie 4.28 i 4.30 tworzą układ równań z których wyznaczyć można zakładając α_j i Pr_t wartości Ar_p i λ_p^2. Niestety tylko wartość współczynnika wchłaniania α_j jest dość dokładnie znana i większość badaczy przyjmuje ją równą lub bliską wartości 0,057. Wartość turbulentnej liczby Prandtla zależy od struktury turbulencji przepływu. Gdy w przepływie obserwuje się gruboskalarowe duże, tzw. "puste" wiry turbulentne, to turbulentna liczba Prandtla ma małą wartość poniżej 0,5, gdy dominują drobne wiry, wartość turbulentnej liczby Prandtla jest większa od 0,5.

Teoretyczne poszukiwania wartości charakterystycznych współczynników m i p modelu PTSK zawiodły, gdyż nie wiadomo było, jaka jest wartość turbulentnej liczby Prandtla w SK. Tym niemniej z przeprowadzonej analizy okazało się, że charakterystyczne współczynniki m i p, które są równoważne charakterystycznym parametrom Ar_p i λ_p^2 zgodnie z zależnościami 4.18 i 4.19, są również równoważne współczynnikom α_j i Pr_t, równania 4.28 i 4.30. Związki te pozwoliły na utworzenie tzw. mapy wiążącej wartości tych różnych współczynników związanych z modelem PTSK. Mapa ta przedstawiona została na rys. 4.1. Zaznaczono na niej również obszar, w którym według badań autora (rozdz. 5.3) należy oczekiwać właściwych wartości współczynników charakterystycznych modelu PTSK.



Rys. 4.1. Mapa wartości charakterystycznych współczynników modelu PTSK
Fig. 4.1. The map of characteristic parameters of plume above point hat source

Zanim wątpliwości dotyczące wartości charakterystycznych współczynników modelu PTSK nie zostaną całkowicie rozstrzygnięte proponuje się przyjmować do obliczeń m = 42,5 i p = 32,8 równoważne $Ar_p = 0{,}079$ i $\lambda^2_p = 1{,}295$.

Zastosowanie modelu PTSK

Model PTSK, jak już kilkakrotnie wspominano, opisuje rozkłady parametrów SK w strefie III całkowitego podobieństwa przepływu. Może być on wykorzystany do tzw. asymptotycznej aproksymacji przepływu modelem PTSK. Aby obliczyć wartości parametrów SK, konieczna jest znajomość nadwyżki entalpii oraz położenia pozornego punktowego źródła ciepła (bieguna). Odległość od bieguna zastępowana jest sumą odległości od powierzchni źródła ciepła i odległości biegunowej, $z = z_p + z_v$. Odległość biegunowa, z_v, może być wyznaczona w różny sposób, patrz rozdział 3.4, równania 3.56-59.

Model PTSK może być wykorzystany do przybliżonego opisu rozkładów parametrów SK w pobliżu jakiegoś przekroju strugi, czyli do tzw. lokalnej aproksymacji przepływu zależnościami obowiązującymi dla modelu PTSK. Jeżeli znane są parametry przepływu w jakimś przekroju strugi, to obliczyć można dla tego przekroju lokalne wartości charakterystycznych parametrów Ar i λ^2, a następnie lokalne wartości współczynników m_ℓ i p_ℓ korzystając z zależności

$$m_\ell = \frac{4}{9} Ar^{-2} \lambda^{-4} \tag{4.31}$$

$$p_\ell = \frac{4}{9} Ar^{-2} \lambda^{-6} \tag{4.32}$$

następnie z równań 4.15 i 4.16 wyznaczyć można lokalne wartości współczynników $k_{k\ell}$ i $k_{t\ell}$, a z równań 3.56÷59 położenie pozornego punktowego źródła ciepła. Podstawiając do zależności opisujących PTSK lokalne wartości współczynników m_ℓ, p_ℓ, $k_{w\ell}$ i $k_{t\ell}$ można dokonać przybliżonych obliczeń przepływu w pobliżu przekroju, z którego zaczerpnięto dane. Aproksymację taką stosował S. Mierzwiński [42], przykład takiej aproksymacji opisano w rozdz. 4.6 pracy [59].

Dokładność lokalnej aproksymacji przepływu zależnościami obowiązującymi dla PTSK zmniejsza się szybko wraz ze wzrostem odległości od przekroju, wokół którego się jej dokonuje. Dokładność aproksymacji zależy ponadto od stratyfikacji w otoczeniu SK i wartości charakterystycznych parametrów Ar i λ^2 w tym przekroju. Praktyczne zastosowanie może mieć taka lokalna aproksymacja modelem PTSK właściwie tylko przy analizie wyników badań eksperymentalnych.

Model PTSK może być również zastosowany do zgrubnego oszacowania wartości parametrów w SK, tzn. natężenia przepływu, zwłaszcza gdy brak danych eksperymentalnych i nie można zastosować CMOSK opisanej w rozdz. 5. W tym przypadku konieczne jest oszacowanie wartości entalpii i odległości biegu-

nowej. Ilość ciepła oddawanego przez źródło na drodze konwekcji naturalnej można oszacować np. na podstawie powierzchni źródła i jego temperatury, odległość biegunowa może być wyznaczona pośrednio z zależności 3.57. Informację o szerokości profilu prędkości, R_w, można uzyskać wizualizując strugę konwekcyjną. Szerokość profilu prędkości, R_w, jest w przybliżeniu równa 1/3 obserwowanej podczas wizualizacji średnicy SK.

4.2. Metody obliczania SK wykorzystujące lub zbliżone do modelu PTSK

Metoda Baturina-Eltermana [3]

Metoda ta wykorzystuje zależności opisujące rozkłady parametrów w strudze konwekcyjnej powyżej punktowego źródła ciepła (PTSK), równania 4.13, 4.14 i 4.22 oraz zależność 3.55 uwzględniającą położenie bieguna strugi. Wartości charakterystycznych współczynników m, p, k_w, k_t i k_v oraz położenie bieguna określono, na podstawie lokalnej aproksymacji rozkładów parametrów w rzeczywistych SK nad nagrzanymi płaskimi płytami, zależnościami obowiązującymi dla modelu PTSK.

Metoda ta umożliwia obliczenie parametrów przepływu w SK nad nagrzanymi płytami o wymiarze charakterystycznym D. Baturin i Elterman proponują do obliczania SK nad płytą osadzoną równo z płaszczyzną nieograniczoną następujące wartości współczynników:

$$m = 81, \quad p = 105, \quad k_w = 0{,}199\, m^{4/3} s^{-1} W^{-1/3},$$

$$k_t = 0{,}434\, K\, m^{5/3} W^{-2/3}, \quad k_v = 0{,}0046\, m^{4/3} s^{-1} W^{-1/3},$$

oraz aby przyjąć odległość biegunową wynoszącą, $z_v = D$ (4.33)

Do obliczania SK nad płytą ustawioną na podstawie proponują natomiast:

$$m = 90, \quad p = 100, \quad k_w = 0{,}153\, m^{4/3} s^{-1} W^{-1/3}$$

$$k_t = 0{,}339\, K\, m^{5/3} W^{-2/3}, \quad k_v = 0{,}0053\, m^{4/3} s^{-1} W^{-1/3},$$

oraz aby przyjąć, $z_v = 1{,}7D$ (4.34)

Lokalną aproksymację przepływu w SK zależnościami obowiązującymi dla modelu PTSK omówiono w części rozdziału 4.1 dotyczącej zastosowania tego modelu. Nie należy proponować takiej metody jako metody ogólnej, mogącej mieć szersze zastosowanie. Dlatego metoda Baturina-Eltermana [3] budzi poważne zastrzeżenia. Nie uwzględnia ona ponadto wpływu stratyfikacji.

Obliczenia sprawdzające dokładność tej metody w porównaniu z wynikami badań eksperymentalnych SK nad nagrzaną płytą o średnicy 50 cm, rozdz. 3.4,

wykazały, że metoda ta zawyża wartości prędkości osiowej o 10-20%, nadwyżki temperatury o 60-100% oraz zaniża wartości objętościowego natężenia przepływu o 30-40%.

Metoda Szepieliewa [75]

Szepieliew w swojej pracy [75] wyprowadza najpierw zależności dotyczące strugi konwekcyjnej nad punktowym źródłem ciepła, uzyskując równania analogiczne do równań 4.13 i 4.14. Proponowane przez niego wartości charakterystycznych współczynników m, p, k_w, k_t i k_v ujęte zostały w tablicy 4.1. W pracy [75] nie podano uzasadnienia przyjętych wartości tych współczynników.

Następnie rozpatruje on wzajemne oddziaływanie dwóch równoległych SK powstających nad punktowymi źródłami ciepła przyjmując, że zachodzi superpozycja przepływu w ten sposób, że sześcian prędkości wypadkowej jest równy sumie sześcianów prędkości poszczególnych strug

$$w^3 = w_1^3 + w_2^3 \tag{4.35}$$

Prędkość przepływu traktowana jest tu jak wielkość skalarna. Trudno jest znaleźć uzasadnienie dla takiej metody superpozycji, Szepieliew w swojej pracy nie podaje żadnych argumentów przemawiających za słusznością przyjętego założenia.

Następnie autor ten omawia SK powyżej rozległego źródła ciepła, rozpatrując ją jako sumę SK powyżej elementarnych punktowych źródeł ciepła. Prędkość wypadkową wyznacza jako całkę po powierzchni takiego rozległego źródła ciepła z sześcianów prędkości SK generowanych przez elementarne punktowe źródła ciepła. Nie wydaje się słuszne i uzasadnione traktowanie strugi powstającej nad rozległym źródłem ciepła jako wypadkowej z takich elementarnych turbulentnych strug. W rzeczywistości przepływ konwekcyjny wokół źródła może być laminarny bądź turbulentny, a proces przejścia ruchu laminarnego w turbulentny jest bardzo trudny do teoretycznego przewidzenia.

Metoda proponowana przez Szepieliewa nie uwzględnia wpływu stratyfikacji. Trudno zaakceptować przyjęte przez Szepieliewa założenia i dlatego metoda ta, zdaniem autora, nie powinna być stosowana.

Metoda Dawsa [11]

L.F. Daws w interesującym artykule [11] dotyczącym obserwacji czynników wywołujących ruch powietrza w pomieszczeniach omawia między innymi przepływy konwekcyjne nad źródłami ciepła. Stwierdza on, powołując się na badania przeprowadzone w Building Research Station w W. Brytanii w 1959 r., że parametry przepływu konwekcyjnego nad źródłami ciepła oddalonymi od ścian można wyznaczyć wykorzystując model punktowego (lub liniowego) źródła ciepła według H. Rouse'a i wsp. [68]. Podaje on także, że należy sądzić, że

położenie pozornego punktowego źródła ciepła (bieguna) znajdować się powinno poniżej źródła ciepła w odległości trzech średnich szerokości źródła.

Skorzystano z proponowanej przez Dawsa metody do obliczenia parametrów w strugach konwekcyjnych nad źródłami ciepła przedstawionymi w rozdz. 3.4. Do obliczeń przyjęto średnie wartości nadwyżki entalpii z wartości zmierzonych w tych SK. Różnice pomiędzy obliczonymi i rzeczywistymi wartościami parametrów były bardzo znaczne. Obliczone wartości prędkości w osi strugi odbiegały od rzeczywistych wartości prędkości o $-10 \div +30\%$, obliczone wartości nadwyżki temperatury w osi strugi różniły się od rzeczywistych wartości o $-70 \div +45\%$, obliczone natężenie przepływu różniło się z kolei o $-20 \div +200\%$ od rzeczywistych wartości natężenia przepływu.

Metoda Dawsa, ze względu na małą dokładność, nie nadaje się do stosowania nawet w zgrubnych obliczeniach inżynierskich.

Rzeczywiste przepływy konwekcyjne najczęściej bardzo odbiegają od modelu PTSK i nie należy oczekiwać, aby jakakolwiek metoda opierająca się na modelu PTSK mogła być szerzej praktycznie użyteczna.

Metody oparte na modelu Suttona [74]

F.E. Hatch i D. Barron-Oronzco [22] oraz T. Malicki [39] zaproponowali zbliżone metody obliczania objętościowego natężenia przepływu powietrza w SK powyżej źródeł ciepła. Metody te przeznaczone są w zasadzie do obliczeń inżynierskich służących do określania niezbędnej ilości odciąganego powietrza przez okapy umieszczone nad źródłami ciepła.

Obie te metody opierają się na modelu Suttona [74] zakładającym, że prędkość w SK powyżej punktowego źródła ciepła zmienia się według zależności

$$W \sim Q^{1/3} z^{-M/6} \tag{4.36}$$

a jej średnica według zależności

$$R \sim z^{M/2} \tag{4.37}$$

O.G. Sutton analizując wyniki badań eksperymentalnych stwierdził, że wykładnik M w równaniach 4.36 i 4.37 ma wartość 1,75.

Wykorzystując powyższe założenia, F.E. Hutch i O. Barron-Oronzco [22] zaproponowali, aby ilość powietrza w SK obliczać z zależności

$$V = 0{,}0079\, Q^{1/3} (z_p + z_v)^{1{,}46} \tag{4.38}$$

a odległość biegunową z równania

$$z_v = 2{,}5\, D^{1{,}14} \tag{4.39}$$

w którym D oznacza wymiar poprzeczny źródła ciepła (średnicę zastępczą).

M. Malicki [39] proponuje, aby obliczać objętościowe natężenie przepływu w SK nad źródłami ciepła na wysokościach większych od 1 m nad górną ich krawędzią według wzoru

$$V = 0{,}0083\ Q^{1/3}\ (z_p + z_v)^{1,5} \tag{4.40}$$

gdzie

$$z_v = 2\ D \tag{4.41}$$

Z porównania ilości powietrza obliczonego według równań 4.38 i 4.40 z wynikami badań eksperymentalnych prezentowanych w niniejszej pracy wynika, że obie te metody mają tendencję do zawyżania ilości powietrza o kilkadziesiąt, a nawet kilkaset procent. Metody te można by uznać za ewentualnie użyteczne dla określania SK przy projektowaniu okapów, chociaż nie zawsze pozwalają one optymalnie określić niezbędną ilość odciąganego powietrza. Jednakże są one nieprzydatne do określania rozkładów prędkości i temperatury w strugach konwekcyjnych.

4.3. Metoda Abramowicza

Metoda obliczania parametrów strug konwekcyjnych proponowana przez G.N. Abramowicza [1] zawiera pewne elementy, które w świetle analizy zjawisk fizycznych zachodzących w SK korzystnie wyróżniają tę metodę na tle metod przedstawionych powyżej.

Jest to metoda całkowa. Abramowicz zakłada, że w turbulentnych SK rozkłady prędkości i temperatury w zakresie $0 < r < R_s = 2{,}268\ R_p$ opisane mogą być za pomocą zależności

$$\overline{\Delta t}/\overline{\Delta t}_m = (\bar{W}_z/\bar{W}_{zm})^{1/2} = 1 - (0{,}441 - \frac{r}{R_p})^{3/2} \tag{4.32}$$

Abramowicz zakłada inne, aniżeli większość badaczy, rozkłady prędkości i temperatury. Rozkłady określone równaniem 4.42 odbiegają od krzywej błędów Gaussa, która jest zwykle wykorzystywana. Różnica pomiędzy rozkładem prędkości określonym równaniem 4.42 a krzywą Gaussa jest stosunkowo niewielka i nie przekracza kilku procent wartości prędkości w osi SK. Różnica ta jest więc rzędu dokładności metod pomiarowych. Różnica pomiędzy rozkładem temperatury według równania 4.42 i opisem krzywą błędów Gaussa jest natomiast znacznie większa i może wynosić kilkanaście, a nawet więcej procent nadwyżki temperatury w osi SK. Trudno uznać taki opis rozkładu tempe-

ratury w SK za dostatecznie dokładny, gdy praktycznie wszystkie wyniki badań eksperymentalnych wykazują zgodność rozkładów temperatury z rozkładem Gaussa, a odchyłki nie przekraczają zwykle kilku procent. Trudno jest również zgodzić się z faktem tak jednoznacznego powiązania rozkładu temperatury z rozkładem prędkości, jak to wyrażone jest w równaniu 4.42. Badania eksperymentalne wykazują bowiem, że w zależności od odległości od źródła ciepła i od stratyfikacji w otoczeniu strugi, stosunek szerokości profilu temperatury do szerokości profilu prędkości zmienia się.

Jeśli skorzystać z proponowanych dla strug konwekcyjnych ogólnych definicji liczby Archimedesa, równanie 3.28 i stosunku szerokości profili λ, równanie 3.40, opartych na całkowych parametrach SK, to dla rozkładów zaproponowanych przez Abramowicza, równanie 4.42, otrzymuje się

$$Ar = 0{,}5324 \frac{\beta g \overline{\Delta t}_m R_s}{\bar{w}_{zm}^2} \tag{4.43}$$

i

$$\lambda^2 = 1{,}5 \tag{4.44}$$

W swojej metodzie Abramowicz zakłada ponadto, że szerokość strugi konwekcyjnej zmienia się według zależności

$$\frac{dR_s}{dz} = 0{,}22 \left(1 + 0{,}5 \frac{\overline{\Delta t}_m}{T_\infty}\right) \tag{4.45}$$

Dla strugi słabo podgrzanego gazu, $\overline{\Delta t}_m / T_\infty \simeq 0$, którą następnie Abramowicz szerzej rozpatruje, jest to równoznaczne z założeniem liniowego (stożkowego) rozpraszania się jej. Strugi konwekcyjne, jakie występują nad źródłami ciepła w procesach wentylacji, zgodnie z ich charakterystyką podaną w rozdz. 3.1, mogą być uważane, używając określenia Abramowicza, za strugi słabo podgrzanego gazu. Do przyjęcia założenia liniowego rozpraszania się takich strug w świetle wyników badań eksperymentalnych odnieść się należy jednak z dużą rezerwą.

Wychodząc z powyższych założeń wyprowadza Abramowicz, opierając się na równaniach zachowania strumienia pędu i nadwyżki entalpii, zależności opisujące zmiany parametrów w "słabo podgrzanej" strudze konwekcyjnej. Zależności podane przez J. Abramowicza [1] mogą być przekształcone do postaci podanych poniżej, które zdaniem autora, lepiej pozwalają ocenić właściwości tej metody. Prędkość w osi SK obliczona może być z zależności

$$\bar{w}_z = \bar{w}_{zmo} \left[\frac{Ar_o}{0{,}068} \frac{4{,}55}{4{,}55 + z/R_{so}} + \left(1 - \frac{Ar_o}{0{,}068}\right) \frac{93{,}9}{(4{,}55 + z/R_{so})^3} \right]^{\frac{1}{3}} \tag{4.46}$$

nadwyżka temperatury w osi SK według zależności

$$\overline{\Delta t}_m = \overline{\Delta t}_{mo}\left[\frac{\bar{w}_{zm}}{\bar{w}_{zmo}}\right]^{-1} \frac{20,7}{(4,55 + z/R_{so})^2} \tag{4.47}$$

natomiast szerokość strugi z równania

$$R_s = R_{so}\,(1 + 0,22\; z/R_{so}) \tag{4.48}$$

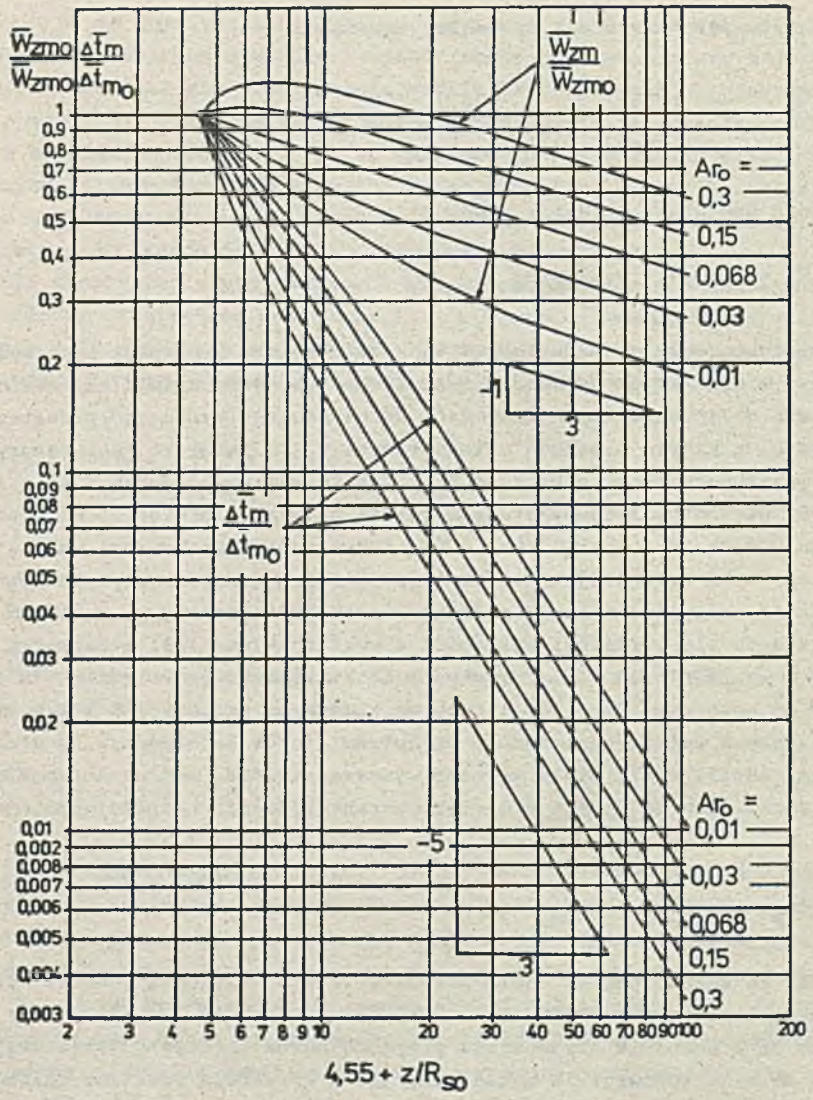
Obliczone zgodnie z równiami 4.46 i 4.47 zmiany prędkości i nadwyżki temperatury w osi SK przedstawione zostały na rys. 4.2. Metoda Abramowicza umożliwia obliczenie zmian prametrów SK od pewnego wybranego początkowego przekroju, w którym prędkość osiowa wynosi $\bar{w}_{zmo}$, nadwyżka temperatury $\overline{\Delta t}_{mo}$, a struga ma początkową szerokość R_{so}. Jak to wynika z równań 4.46 i 4.47, rozkłady prędkości i temperatury w osi SK zależą od brzegowej wartości liczby Archimedesa, Ar_o (patrz rys. 4.2). Rozwiązanie Abramowicza wskazuje, że niezależnie od brzegowej wartości liczby Archimedesa, SK asymptotycznie zmierza do osiągnięcia stanu pełnego rozwinięcia przepływu, w którym prędkość zmienia się w funkcji wysokości z wykładnikiem -1/3, a nadwyżka temperatury z wykładnikiem -5/3. Wysokość, na której struga osiągnie ten stan, zależy od brzegowej wartości liczby Archimedesa. Warto również zauważyć, że na obszarze w pełni rozwiniętego przepływu liczba Archimedesa, według Abramowicza, będzie miała stałą wartość wynoszącą 0,068. Według Abramowicza, w pełni rozwinięta SK będzie się więc charakteryzowała następującymi parametrami

$$Ar_p = 0,068 \qquad \lambda_p^2 = 1,5$$

Wartości te zaznaczono na mapie przedstawiającej wartości charakterystycznych parametrów modelu PTSK, rys. 4.1.

Mimo że w metodzie Abramowicza przyjęto pewne założenia upraszczające trudne do zaakceptowania i metoda ta, jak i wszystkie omawiane uprzednio, nie uwzględnia stratyfikacji, to wydaje się, że wskazuje ona właściwy kierunek, w jakim należy zmierzać przy opracowywaniu pełniejszej metody obliczania przepływu w SK.

W metodzie Abramowicza obliczenia SK rozpoczynają się od pewnego przekroju, powyżej którego przepływ jest turbulentny a rozkłady prędkości i nadwyżki temperatury charakteryzują się samopodobieństwem. Metoda jest więc ogólna, dotyczy nie tylko SK nad źródłami ciepła, ale może być także stosowana dla pionowych wymuszonych nieizotermicznych strug wypływających z dyszy.



Rys. 4.2. Zmiany prędkości i nadwyżki temperatury w osi strugi konwekcyjnej wg Abramowicza [1]

Fig. 4.2. Velocity and excess temperature distributions in plume according Abramowicz [1]

4.4. Całkowe metody obliczania pionowych wymuszonych strug nieizotermicznych

Pionowe wymuszone strugi nieizotermiczne, (PWSN), pojawiają się w zastosowaniach inżynierskich w związku z usuwaniem zanieczyszczonej lub za-

wierającej zbędne ciepło wody do mórz i jezior oraz w związku z usuwaniem zanieczyszczeń gazowych i pyłowych z kominów do spokojnej atmosfery. Zainteresowanie badaczy tym zagadnieniem wywołane zostało szczególnie w związku z budową elektrowni jądrowych wytwarzających duże ilości "zbędnego" ciepła, co stanowi poważny problem ekologiczny. Literatura na temat PWSN jest bardzo bogata i ze względu na ograniczoną objętość niniejszej pracy nie jest możliwe jej pełne omówienie.

Zjawiska zachodzące w strefie samopodobieństwa strug konwekcyjnych są analogiczne do tych, które występują w strefie samopodobieństwa pionowych wymuszonych strug nieizotermicznych. Strugi te różnią się jednak sposobem ich generowania. PWSN rozpatrywane są zwykle jako swobodny wypływ płynu z dyszy, przy założeniu prostokątnych profili prędkości i temperatury w przekroju wylotowym i występowaniu potencjalnego rdzenia strugi w pobliżu otworu wylotowego. Zjawiska zachodzące w strefie początkowej SK są zwykle znacznie bardziej złożone. W PWSN zwykle brzegowa wartość liczby Archimedesa, Ar_o, jest znacznie mniejsza od wartości liczby Archimedesa charakterystycznej dla modelu strugi konwekcyjnej powyżej punktowego źródła ciepła, Ar_p. W SK przeciwnie, najczęściej Ar_o jest większe od Ar_p. Te różnice powodują, że niektóre założenia upraszczające, które mogą być ewentualnie zaakceptowane przy obliczaniu PWSN, nie mogą być zastosowane w przypadku SK.

Całkowe metody obliczania PWSN różnią się między sobą między innymi zakładanym kształtem profili prędkości i temperatury w strefie samopodobieństwa przepływu średniego.

J.S. Turner w swoich opracowaniach [78, 79] omawia metodę zakładającą dla uproszczenia prostokątny kształt profili prędkości i nadwyżki gęstości w strefie samopodobieństwa turbulentnych PWSN. Jednakże nie przywiązuje on do tego założenia żadnego fizycznego znaczenia. Zastępcza prędkość i szerokość strugi reprezentować ma jedynie pośrednio strumień objętości i pędu (jeśli przyjąć, że w rzeczywistości profile mają kształt gaussowski, to zastępcza prędkość i szerokość strugi wynoszą wówczas $W = \bar{W}_{zm}/2$, $R = 2^{1/2} R_w$). Metoda obliczania PWSN przedstawiona przez Turnera zakłada ponadto, że współczynnik wchłaniania, α, ma stałą wartość, a szerokość profili prędkości i temperatury są sobie równe. Ta metoda obliczeniowa jest stosunkowo prosta, przyjęcie prostokątnego kształtu profili eliminuje konieczność poszukiwania powiązań pomiędzy strefą początkową a strefą samopodobieństwa PWSN, pomija się zjawisko rozwijania się przepływu i przejścia ruchu laminarnego w turbulentny.

B.R. Morton [49] analizując PWSN w otoczeniu ze stratyfikacją zakłada podobnie jak J.S. Turner prostokątny kształt profili prędkości i temperatury i stałą wartość współczynnika wchłaniania, α. Zakłada on jednak, że szerokość profilu temperatury jest $\lambda = 1{,}108$ razy większa od szerokości profilu prędkości. Morton analizując w tej samej pracy [49] PWSN w otoczeniu bez stratyfikacji, zakłada już jednakże gaussowski kształt profili prędkości i temperatury. Nadal jednak zakłada stałą wartość współczynnika

wchłaniania, $\alpha = 0{,}082$, stałą wartość stosunku szerokości profili, $\lambda = 1{,}16$, co pozwala stosunkowo łatwo rozwiązać układ całkowych równań przepływu. W następnych pracach z zakresu całkowych metod obliczania PWSN najczęściej zakładano już gaussowski kształt profili w strefie samopodobieństwa przepływu średniego.

Wyniki badań eksperymentalnych wskazują, że w PWSN współczynnik wchłaniania, α, oraz stosunek szerokości profili, λ, nie ma stałej wartości. Stąd wiele prac, m.in. D.G. Foxa [16], E.A. Hirsta [24], M.J. Ero [12], L.R. Davisa i wsp. [10] poświęcono poszukiwaniu formuły opisującej zmienność współczynnika wchłaniania zamykającej układ całkowych równań przepływu. Najczęściej stosowana jest formuła Foxa [16] lub ogólniejsza formuła Hirsta [24] umożliwiająca analizę strug wypływających pod pewnym kątem do kierunku pionowego. W pracach dotyczących całkowych metod obliczania PWSN nadal jednak zakładano dla uproszczenia, że stosunek szerokości profili, λ, jest stały, przyjmując najczęściej $\lambda = 1$. Dopiero R.A. Seban i M.M. Behnia [72] zaproponowali dla przypadku PWSN w otoczeniu bez stratyfikacji, $S = 0$, dodatkowe równanie zamykające uwzględniające zmienność stosunku szerokości profili, λ.

Przyjęcie gaussowskiego kształtu profili w strefie samopodobieństwa przepływu średniego zmusza do powiązania parametrów brzegowych tej strefy z parametrami wylotowymi. Stosowane są dwa sposoby. Pierwszy nie uwzględnia wpływu oddziaływania siły wyporu hydrostatycznego na przepływ w strefie początkowej, co sprowadza się do założenia stałej długości odcinka początkowego ($\sim 6\, D_o$) i przyjęcia, że szerokość strugi w tej odległości zależy tylko od średnicy dyszy ($R_w = 0{,}85\, D_o$) oraz do założenia równości prędkości i liczby Archimedesa na wylocie i na początku strefy samopodobieństwa. Drugi sposób, bardziej złożony, uwzględnia wpływ siły wyporu na przepływ w strefie początkowej. Stosowany był on na przykład przez R.J. Pryputniewicza i W.W. Bowleya [64] oraz R.A. Sebana i M.M. Behnię [72].

Równolegle z metodami przedstawionymi powyżej powstała inna grupa całkowych metod obliczania PWSN. Metody te nie analizują ewolucji pól prędkości i temperatury w PWSN, ale umożliwiają one obliczanie zmian całkowych parametrów strugi, takich jak strumień objętości, pędu i entalpii. Tę grupę metod zapoczątkowała praca F.J. Lista i J. Imbergera [37], którzy opierając się na analizach wymiarowej i porównawczej PWSN ze strugą izotermiczną i PTSK zaproponowali inny sposób zamknięcia układu całkowych równań dla całkowych parametrów przepływu, równ. 3,15, 3.18, 3.22. Metodę tę rozwijano w latach następnych [80, 81] dla przypadku PWSN ze stratyfikacją i bocznym przepływem. Uproszczono ją następnie do takiej formy, że może być dość łatwo stosowana w praktyce inżynierskiej [34, 55].

Ze względu na operowanie w tych metodach całkowymi parametrami przepływu, fizyczny sens stosowanego sposobu zamknięcia układu równań jest w pierwszej chwili mniej wyraźny. Staje się on dobrze zrozumiały dopiero jeśli założy się gaussowski kształt profili prędkości i temperatury. Ponieważ

w strefie samopodobieństwa PWSN profile mają w rzeczywistości taki kształt, nic w zasadzie nie przeszkadza, aby przyjęte założenia w ten sposób zinterpretować. Sprowadzają się one do przyjęcia stałego kąta rozpraszania się strugi i stałej wartości stosunku szerokości profili temperatury do prędkości.

Nie wydaje się, aby takie założenia mogły być przyjęte przy obliczaniu strug konwekcyjnych, w których, jak to wykazały przeprowadzone badania eksperymentalne, wielkości te nie są stałe, lecz zależą od wartości brzegowych parametrów na początku strefy samopodobieństwa i stratyfikacji w otoczeniu strugi.

5. PROPONOWANA METODA OBLICZANIA STRUG KONWEKCYJNYCH

Przystępując do opracowywania nowej metody obliczania strug konwekcyjnych przyjęto następujące założenia wynikające z analizy wyników badań eksperymentalnych i analizy innych metod obliczeniowych:

- opracowywana metoda powinna umożliwiać obliczenie zmian parametrów przepływu w strefie samopodobieństwa SK dla przypadku bez stratyfikacji i ze stratyfikacją, powinna umożliwiać również oszacowanie maksymalnej wysokości wznoszenia się SK w otoczeniu ze stratyfikacją,
- obliczenia powinny rozpoczynać się w którymś z początkowych przekrojów strefy samopodobieństwa przepływu średniego, należy założyć, że znane są brzegowe wartości parametrów strugi w którymś z tych przekrojów, z badań wynika, że dokładne wartości tych parametrów mogą być określone tylko na drodze eksperymentalnej,
- opracowywana metoda może wykorzystywać założenie gaussowskiego kształtu profili prędkości i temperatury, a więc może być to metoda całkowa wykorzystująca to założenie,
- opracowywana metoda nie powinna wykorzystywać takich założeń, jak stała wartość współczynnika wchłaniania, stała wartość kąta rozproszenia strugi, czy stała wartość stosunku szerokości profili, badania eksperymentalne bowiem nie potwierdzają słuszności tych założeń w SK,
- opracowywana metoda obliczeniowa SK dla przypadku bez stratyfikacji musi prowadzić, gdy $Ar_o > 0$, do asymptotycznej zbieżności rozwiązania z modelem PTSK, a gdy $Ar_o = 0$, rozwiązanie musi być identyczne ze swobodną strugą izotermiczną.

Opracowana metoda została uprzednio bardziej szczegółowo opisana w pracach [61, 62]. Metoda ta jest w zasadzie adaptacją i rozwinięciem metod proponowanych przez J. Abramowicza [1], D.G. Foxa [16] oraz R.A. Sebana i H.M. Behnię [72]. Zawiera ona wiele elementów zbieżnych z tymi metodami, ale niektóre z nich są całkowicie oryginalne, jak na przykład postać drugiego równania zamykającego opisującego zmienność stosunku szerokości profili czy sposób normalizacji wyników dla przypadku bez stratyfikacji. Metoda ta wykorzystuje również po raz pierwszy te związki pomiędzy PTSK i strugą izotermiczną, które wyrażają się wzajemną zależnością współczynników charakterystycznych obu tych modeli, równania 4.28 i 4.30.

Jeśli założy się gaussowski kształt profilu prędkości i nadwyżki temperatury, równanie 2.2 i scałkuje równania przepływu turbulentnej osiowosymetrycznej strugi konwekcyjnej, równania 4.1, 4.2 i 4.3, w granicach od r = 0 do r = ∞ otrzyma się całkowe równania przepływu

równanie zachowania masy

$$\frac{d}{dz}(\bar{W}_{zm}R_w^2) = -2\left[r\,\bar{W}_r\right]_{\infty} = 2\,\alpha\,\bar{W}_{zm}\,R_w \tag{5.1}$$

równanie zachowania pionowego pędu

$$\frac{d}{dz}(\bar{W}_{zm}^2 R_w^2) = 2\,\beta\,g\,\Delta\bar{t}_m\,R_w^2\,\lambda^2 \tag{5.2}$$

równanie zachowania ciepła

$$\frac{d}{dz}(\Delta\bar{t}_m\bar{W}_m R_2^2\,\frac{\lambda^2}{\lambda^2+1}) = -\bar{W}_{zm}\,R_w^2\,\frac{dt_\infty}{dz} \tag{5.3}$$

Aby rozwiązać ten układ równań, konieczne jest przyjęcie jakichś zależności opisujących współczynnik wchłaniania, α, i stosunek szerokości profili temperatury do prędkości, λ. Jak wynika z badań eksperymentalnych, obie te wielkości nie są w strugach konwekcyjnych stałe, ich wartości zmieniają się. Zależności te wykorzystane mogą być jako równania zamykające powyższy układ podstawowych trzech równań przepływu.

5.1. Proponowane równania zamykające

Równanie zamykające opisujące zmienność współczynnika wchłaniania, α, zaproponował m.in. D.G. Fox [16]. Równanie zamykające określające wartość stosunku szerokości profili, λ, dla przypadku bez stratyfikacji zaproponowali R.A. Seban i M.M. Behnia [72]. Na temat poprawności tych formuł panują kontrowersyjne opinie. Stąd też zachodzi konieczność prześledzenia rozumowania Foxa oraz Sebana i Behni, aby dokładnie określić założenia, jakie zostały poczynione przy wyprowadzaniu tych zależności, a następnie przeanalizować konsekwencje, jakie wynikają z tak przyjętych założeń.

Z równania zachowania masy, równanie 5.1, obliczyć można współczynnik wchłaniania

$$\alpha = \frac{dR_w}{dz} + \frac{R_w}{2\,\bar{W}_{zm}}\,\frac{d\bar{W}_{zm}}{dz} \tag{5.4}$$

Z równania zachowania pionowego pędu, równanie 5.2, otrzymuje się natomiast

$$\frac{dR_w}{dz} + \frac{R_w}{\bar{W}_{zm}}\,\frac{d\bar{W}_{zm}}{dz} = Ar\,\lambda^2 \tag{5.5}$$

w którym liczba Archimedesa określona jest zależnością 3.29.

Wyprowadzając zależność opisującą zmienność współczynnika wchłaniania, α, Fox założył lokalne podobieństwo rozkładów naprężeń stycznych, zakładając proporcjonalność wartości naprężeń stycznych do kwadratu średniej prędkości w osi strugi i proporcjonalność szerokości tego rozkładu do szerokości profilu prędkości

$$\overline{w_r' w_z'} = \bar{w}_{zm}^2 \bar{\Phi}_3 \left(\frac{r}{R_w}\right) \tag{5.6}$$

Czy takie założenie jest ogólnie poprawne w strefie samopodobieństwa przepływu średniego SK, nie wiadomo. Wiadomo natomiast, że jest ono poprawne w strefie III całkowitego podobieństwa przepływu SK, w której przepływ może być aproksymowany modelem PTSK, wiadomo również, że jest ono słuszne dla swobodnej strugi izotermicznej.

Fox podstawił równanie 5.6 do równania energii kinetycznej, równanie 4.4, a następnie scałkował to równanie od r = 0 do r = ∞ zakładając równocześnie gaussowski kształt profili średniej prędkości i temperatury, otrzymując

$$\frac{dR_w}{dz} + \frac{3}{2}\frac{R_w}{\bar{w}_{zm}}\frac{d\bar{w}_{zm}}{dz} = -12\int_0^\infty e^{-\eta^2}\bar{\Phi}_3(\eta)\eta^2\,d\eta + 3\,Ar\,\frac{\lambda^2}{\lambda^2+1} \tag{5.7}$$

gdzie:

$\eta = r/R_w$.

Równania 5.5 i 5.7 tworzą układ równań, z których obliczyć można poszczególne składniki równania 5.4, a następnie współczynnik wchłaniania

$$\alpha = 12\int_0^\infty e^{-\eta^2}\bar{\Phi}_3(\eta)\eta^2\,d\eta + (2 - \frac{3}{\lambda^2+1})Ar\,\lambda^2 \tag{5.8}$$

Powyższe równanie obowiązuje również dla strugi izotermicznej, gdy Ar = 0, a wówczas $\alpha = \alpha_j$ i dlatego można zapisać, że

$$\alpha_j = 12\int_0^\infty e^{-\eta^2}\bar{\Phi}_3(\eta)\eta^2\,d\eta \tag{5.9}$$

a wówczas

$$\alpha = \alpha_j + (2 - \frac{3}{\lambda^2+1})Ar\lambda^2 \tag{5.10}$$

Przy wyprowadzaniu zależności 5.10, zwanej formułą Foxa, Fox nie zakładał jakiegoś określonego kształtu rozkładu naprężeń stycznych, $\overline{w_r' w_z'}$. Pomiędzy rozkładem prędkości a rozkładem naprężeń stycznych niekoniecznie mus

zachodzić taki związek, jaki wynika z koncepcji Boussinesqe'a stałej wartości współczynnika lepkości wirowej w przekroju poprzecznym strugi. Zauważyć można jednakże, że jeśli zastosuje się koncepcję Boussinesqe'a

$$\overline{W_r' W_z'} = -\epsilon_m \frac{\partial \bar{W}_z}{\partial r} . \tag{5.11}$$

to wówczas

$$\Phi_3(\eta) = \frac{\epsilon_m}{\bar{W}_{zm} R_w} 2\eta \, e^{-\eta^2} \tag{5.12}$$

i z równania 5.9 otrzymamy

$$\alpha_j = 3 \frac{\epsilon_m}{\bar{W}_{zm} R_w} \tag{5.13}$$

W rozdziale 4.1 dotyczącym modelu PTSK wyprowadzono związek, równanie 4.28, jaki wynika z formuły Foxa, pomiędzy współczynnikiem wchłaniania strugi izotermicznej, α_j, a charakterystycznymi parametrami modelu PTSK Ar_p i λ_p^2.

Wyniki badań eksperymentalnych (patrz tabl. 3.3 i 3.4) wskazują, że wartości współczynnika wchłaniania w SK są zgodne z zależnością Foxa i to zarówno dla przypadku bez stratyfikacji, jak i w przypadku ze stratyfikacją. W związku z tym wydaje się, że formuła Foxa, równanie 5.10, może być zastosowana jako równanie zamykające przy obliczaniu strug konwekcyjnych.

Seban i Behnia [72] wyprowadzili dodatkowe równanie zamykające układ całkowych równań zakładając, że w przepływie występuje lokalne podobieństwo rozkładów wielkości charakteryzującej turbulentną dyfuzję ciepła, $\overline{W_r' \Delta t'}$. Jest to założenie analogiczne do założenia poczynionego przez Foxa, jednakże zamiast dyfuzji pędu dotyczy ono dyfuzji ciepła. Seban i Behnia wyprowadzając omawiane równanie zamykające założyli ponadto brak stratyfikacji ośrodka, następnie wykorzystali hipotezę Boussinesqe'a o stałej wartości lepkości wirowej, ϵ_m, i dyfuzji wirowej, ϵ_g, w przekroju poprzecznym strugi i w końcu wprowadzili do równania turbulentną liczbę Prandtla wyrażającą stosunek tych współczynników.

Te dodatkowe założenia nie są jednak konieczne. Proponuje się równanie zamykające, które poniżej zostanie wyprowadzone. Nie wykorzystuje ono tych dodatkowych założeń i może być stosowane dla przypadku ze stratyfikacją.

Założenie o lokalnym podobieństwie rozkładów wielkości charakteryzującej turbulentną dyfuzję ciepła ma postać

$$\overline{W_r' \Delta t} = \bar{W}_{zm} \Delta \bar{t}_m \Phi_5 \left(\frac{r}{R_t}\right) \tag{5.14}$$

Nie może być ono bezpośrednio wykorzystane w równaniu transportu ciepła, równanie 4.3. Aby wykorzystać związek rozkładu $\overline{W_r' \Delta t'}$ z rozkładem temperatury w strudze, konieczne jest przemnożenie równania transportu ciepła przez $\Delta\bar{t}$. Otrzymuje się wówczas

$$\Delta\bar{t} \frac{\partial(r\, \bar{W}_r \Delta\bar{t})}{\partial r} + \Delta\bar{t} \frac{\partial(r\, \bar{W}_z \Delta\bar{z})}{\partial z} + r\, \bar{W}_z\, \Delta\bar{t} \frac{dt_\infty}{dz} + \Delta\bar{t} \frac{\partial(r\, \overline{W_r' \Delta t'})}{\partial r} = 0 \qquad (5.15)$$

Równanie to przekształcić można w podobny sposób, w jaki z przemnożonego przez $\bar{W}_z$ równania ruchu składowej pionowej, równanie 4.2, otrzymuje się równanie energii kinetycznej, równanie 4.4. Tak przekształcone równanie 5.15 ma postać

$$\frac{\partial(1/2\, r\, \bar{W}_r\, \Delta\bar{t}^2)}{\partial r} + \frac{\partial(1/2\, r\, \bar{W}_z \Delta\bar{t}^2)}{\partial z} + r\, \bar{W}_z\, \Delta\bar{t} \frac{dt_\infty}{dz} + \Delta\bar{t} \frac{\partial(r\, \overline{W_r' \Delta t'})}{\partial r} = 0 \qquad (5.16)$$

Równanie 5.16 nie ma łatwo określonego sensu fizycznego. Jeżeli scałkować je od r = 0 do r = ∞ wykorzystując założenie gaussowskich rozkładów średniej prędkości i nadwyżki temperatury, równania 3.8 i 3.9 oraz założenie lokalnego podobieństwa turbulentnej dyfuzji ciepła określone równaniem 5.14, otrzymuje się

$$\frac{d}{dz}\left(\bar{W}_{zm}\, \Delta\bar{t}_m^2\, R_w^2 \frac{\lambda^2}{\lambda^2 + 2}\right) + 2\, \bar{W}_{zm}\, \Delta\bar{t}_m\, R_w^2 \frac{\lambda^2}{\lambda^2 + 1} \frac{dt_\infty}{dz} +$$

$$+ \bar{W}_{zm}\, \Delta\bar{t}_m^2\, R_w \lambda 8 \int_0^\infty e^{-\eta_t^2} \Phi_5(\eta_t)\, \eta_t^2\, d\eta_t = 0 \qquad (5.17)$$

gdzie:

$$\eta_t = \frac{r}{R_t} = \frac{r}{\lambda R_w}.$$

Wykorzystując całkowe równanie zachowania ciepła, równanie 5.3, równanie 5.17 przekształcić można do postaci

$$\frac{d}{dz}\left(\Delta\bar{t}_m \frac{\lambda^2 + 1}{\lambda^2 + 2}\right) + \left[2 - \frac{(\lambda^2 + 1)^2}{\lambda^2(\lambda^2 + 2)}\right] \frac{dt_\infty}{dz} + \frac{\Delta\bar{t}_m}{\lambda R_w}(\lambda^2 + 1)\, \gamma = 0 \qquad (5.18)$$

gdzie:

$$\gamma = 8 \int_0^\infty e^{-\eta_t^2} \Phi_5(\eta_t)\, \eta^2\, d\eta_t. \qquad (5.19)$$

Równanie 5.18 jest poszukiwanym dodatkowym równaniem umożliwiającym zamknięcie układu całkowych równań. Współczynnik γ charakteryzuje dyfuzję ciepła w turbulentnej strudze osiowosymetrycznej. Wartość tego współczynnika może być określona na podstawie modelu PTSK. Podstawiając do równania 5.18 zależność 4:14, korzystając z równań 4.16, 4.17 i 4.27, i przyjmując brak stratyfikacji otrzymuje się

$$\gamma = \frac{5}{2} Ar_p \frac{\lambda_p^2}{\lambda^2 + 2} \tag{5.20}$$

Współczynnik γ wyznaczyć można również w sposób podany przez Sebana i Behnię na podstawie hipotezy Boussinesqe'a stałej wartości współczynnika dyfuzji wirowej, ϵ_r

$$\gamma = 2 \frac{\epsilon_r}{\lambda \bar{w}_{zm} R_w} \tag{5.21}$$

ponieważ turbulentna liczba Prandtla wynosi

$$Pr_t = \frac{\epsilon_m}{\epsilon_r} \tag{5.22}$$

wykorzystując równania 5.21, 5.22 i 5.13 otrzymuje się ostatecznie

$$\gamma = \frac{2}{3} \frac{\alpha_j}{Pr_t} \tag{5.23}$$

Równanie Sebana i Behni [72] będące szczególnym przypadkiem ogólniejszego równania 5.18, otrzymuje się podstawiając do równania 5.18 równanie 5.23 i zakładając brak stratyfikacji

$$\frac{d}{dz}\left(\Delta\bar{t}_m \frac{\lambda^2 + 1}{\lambda^2 + 2} \right) + \frac{2}{3} \frac{\alpha_j}{Pr_t} \frac{\Delta\bar{t}_m}{R_w} \frac{\lambda^2 + 1}{\lambda^2} = 0 \tag{5.24}$$

Badania eksperymentalne turbulentnej dyfuzji ciepła (patrz I.O. Hinze [23] rozdział 6-10) wykazują, że ze względu na intermittentny charakter przepływu hipoteza Boussinesqe'a w strugach nieizotermicznych nie w pełni potwierdza się. Badania eksperymentalne wykazują również, że turbulentna liczba Prandtla zmienia się z odległością od osi strugi i w przekroju poprzecznym nie ma stałej wartości. Z tych względów w proponowanej metodzie obliczania SK jako dodatkowe równanie zamykające zastosowano równanie 5.18 z współczynnikiem γ wyznaczonym zgodnie z równaniem 5.20.

W sensie fizycznym proponowany sposób zamknięcia układu całkowych równań przepływu oznacza przyjęcie założenia istnienia samopodobieństwa rozkładów naprężeń stycznych i turbulentnej dyfuzji ciepła i równości wartości wielkości skalowych z lokalnymi wartościami parametrów średniego przepływu. Wyniki badań eksperymentalnych wykonywanych techniką laserową przez P.N. Papanicolaou i J.E. Lista [55] zdają się potwierdzać poprawność tego założenia.

5.2. Całkowa metoda obliczania strug konwekcyjnych

Układ równań proponowanej całkowej metody obliczania strug konwekcyjnych (CMOSK) składa się z równań zachowawczych 5.1, 5.2 i 5.3 oraz równań zamykających 5.10 i 5.18 przy przyjęciu wartości współczynników charakteryzujących turbulentną dyfuzję pędu i ciepła zgodnie z równaniami 4.28 i 5.20. Równania te należy przekształcić do postaci umożliwiającej ich numeryczne rozwiązanie.

Z równań 5.1, 5.2 i 5.10 wyznaczyć można, że

$$\frac{dR_w}{dz} = 2\alpha_j + 3\,Ar\lambda^2\,\frac{\lambda^2 - 1}{\lambda^2 + 1} \tag{5.25}$$

oraz, że

$$\frac{R_w}{\bar{w}_{zm}}\,\frac{d\bar{w}_{zm}}{dz} = -2\alpha_j - 2\,Ar\lambda^2\,\frac{\lambda^2 - 2}{\lambda^2 + 1} \tag{5.26}$$

Z równań 5.3, 5.25, 5.26 i 5.18 otrzymuje się

$$\frac{R_w}{\Delta\bar{t}_m}\,\frac{d\Delta\bar{t}_m}{dz} = -\frac{R_w}{\Delta\bar{t}_m}\,\frac{\lambda^4 + \lambda^2 - 1}{\lambda^2(\lambda^2 + 1)}\,\frac{dt_\infty}{dz} - \frac{(\lambda^2 + 2)^2}{\lambda^2}\,\gamma + \lambda^2\alpha_j +$$

$$+ Ar\lambda^4\,\frac{2\lambda^2 - 1}{\lambda^2 + 1} \tag{5.27}$$

oraz

$$R_w\,\frac{d\lambda^2}{dz} = -\frac{R_w}{\Delta\bar{t}_m}(\lambda^2 + 2)\frac{dt_\infty}{dz} - \lambda^2(\lambda^2 + 2)(\lambda^2 + 1)\alpha_j +$$

$$+ 1/2\,\lambda(\lambda^2+2)^2(\lambda^2+1)\gamma - Ar\lambda^4(2\lambda^2-1)(\lambda^2+2) \tag{5.28}$$

Jeżeli w jakimś przekroju strefy samopodobieństwa przepływu średniego strugi konwekcyjnej parametry przepływu wynoszą

$$R_{wo},\ \bar{w}_{zmo},\ \Delta\bar{t}_{mo},\ \lambda_o^2,$$

i znana jest stratyfikacja w otoczeniu strugi oraz wartości współczynników α_j i γ, stosując skończone przyrosty, można obliczyć metodą Eulera, jak zmieniają się wartości parametrów strugi, korzystając z równań 5.25, 5.26, 5.27 i 5.28.

Ponieważ dość często temperatura w otoczeniu SK zmienia się z wysokością nieliniowo, w proponowanej CMOSK przyjęto, że zmiany te mogą zachodzić zgodnie z funkcją potęgową

$$t_\infty = t_{\infty o} + \Delta\bar{t}_{mo}\, S\left(\frac{z}{R_{wo}}\right)^N \tag{5.29}$$

skąd

$$\frac{dt_\infty}{dz} = \frac{\Delta\bar{t}_{mo}}{R_{wo}}\, S\, N\left(\frac{z}{R_{wo}}\right)^{N-1} \tag{5.30}$$

W równaniach tych S jest bezwymiarowym współczynnikiem stratyfikacji.

Równania 5.25, 5.26, 5.27, 5.28, 5.30 oraz 4.28 i 5.20 posłużyły do opracowania algorytmu obliczeń numerycznych [61]. Równania te sprowadzono jednakże wcześniej do postaci bezwymiarowej. Wprowadzono nowe zmienne, a mianowicie względną szerokość strugi, R_w/R_{wo}, względną prędkość w osi strugi, $\bar{w}_{zm}/\bar{w}_{zmo}$, względną nadwyżkę temperatury w osi strugi, $\Delta\bar{t}_m/\Delta\bar{t}_{mo}$ oraz względną odległość od przekroju początkowego, z_p/R_{wo}.

Rozwiązania powyższego układu równań dla przypadku bez stratyfikacji, S = 0, powinny być asymptotycznie zbieżne z modelem strugi konwekcyjnej generowanej przez punktowe źródło ciepła (PTSK). W związku z tym opracowano i włączono do algorytmu obliczeń oryginalny sposób normalizacji wyników, umożliwiający łatwe śledzenie zbieżności rozwiązania z modelem PTSK [61]. Zgodnie z modelem PTSK, w strefie III dla S = 0 SK rozprasza się liniowo, R_w zmienia się według równania 4.17. Jeśli współczynnik m zastąpić charakterystycznymi parametrami modelu PTSK, Ar_p i λ_p^2 zgodnie z równaniem 4.27, a odległość biegunową sumą odległości od przekroju początkowego według równania 3.55 otrzymamy

$$R_w = m^{-1/2}\, z = \frac{3}{2}\, Ar_p \lambda_p^2 (z_p + z_v) \tag{5.31}$$

Porównując dla przypadku S = 0 wartość lokalnej liczby Archimedesa, Ar, z Ar_p oraz wartość lokalnego stosunku szerokości profili, λ^2, z λ_p^2 można

znaleźć taką odległość z_{pp}, dla której będzie praktycznie zachodziło, $Ar = Ar_p$ i $\lambda^2 = \lambda_p^2$. W zależności od brzegowych wartości Ar_o i λ_o^2 zmieniać się będzie ta odległość i odległość biegunowa. Poszukiwaną odległość biegunową, z_v, wyznaczyć można z równania 3.51.

$$\frac{z_v}{R_{wo}} = \frac{2}{3} Ar_p^{-1} \lambda_p^{-2} \frac{R_w}{R_{wo}} - \frac{z_{pp}}{R_{wo}} \tag{5.32}$$

Z równania 5.32 skorzystać można jednak tylko w strefie III, gdy S = 0, dla takiej odległości z_{pp}, dla której wiadomo, że zachodzi $Ar = Ar_p$ i $\lambda^2 = \lambda_p^2$. Stosowany praktycznie sposób wyznaczania odległości biegunowej i przerywania pętli obliczeń numerycznych został omówiony bardziej szczegółowo w pracy [62].

Wyznaczanie odległości biegunowej jest pierwszym elementem proponowanego sposobu normalizacji wyników obliczeń dla przypadku S = 0. Pozostałe jego elementy - to sposób normalizacji prędkości i nadwyżki temperatury w osi strugi. Zgodnie z modelem PTSK, korzystając z zależności 4.13, 4.14, 4.15, 4.16 oraz 4.27 i 3.55, otrzymuje się

$$\bar{w}_{zm} = \left(\frac{2\,\beta\,q}{3\,\Pi\,c_p\varrho}\right)^{1/3} \lambda_p^{-4/3} (\lambda^2 + 1)^{1/3}\, Ar_p^{-2/3}\, Q_o^{1/3}\, z^{-1/3} \tag{5.33}$$

$$\Delta\bar{t}_m = \left(\frac{2}{3}\right)^{5/3} \left[\frac{1}{\beta g\,(\Pi\,\varrho\,c_p)^2}\right]^{1/3} \lambda_p^{-14/3} (\lambda_p^2+1)^{2/3}\, Ar_p^{-4/3}\, Q_o^{2/3}\, z^{-5/3} \tag{5.34}$$

Dla przypadku S = 0 entalpia strugi konwekcyjnej jest stała

$$Q = Q_o = \text{const} \tag{5.35}$$

jej wartość obliczyć można podstawiając wartości brzegowe do zależności 3.34 i 3.35

$$Q_o = \Pi\,\varrho\,c_p\,\bar{w}_{zmo}\,\Delta\bar{t}_{mo}\,R_{wo}^2\,\frac{\lambda_o^2}{1+\lambda_o^2} \tag{5.36}$$

Podstawiając równanie 5.36 do 5.33 i 5.34 i wprowadzając brzegową liczbę Archimedesa, $Ar_o = \beta\,q\,\Delta\bar{t}_{mo}\,R_{wo}\,\bar{w}_{zmo}^{-2}$, po przekształceniach otrzymuje się

$$\left[\frac{3\,\lambda_p^4(\lambda_o^2+1)Ar_p^2}{2\,\lambda_o^2(\lambda_p^2+1)Ar_o}\right]^{1/3} \frac{\bar{w}_{zm}}{\bar{w}_{zmo}} = \left(\frac{z_p}{R_{wo}} + \frac{z_v}{R_{wo}}\right)^{-1/3} \tag{5.37}$$

oraz

$$\left(\frac{3}{2}\right)^{5/3}\left[\frac{\lambda_p^7(\lambda_o^2+1)}{\lambda_o^2(\lambda_p^2+1)}\right]^{2/3} Ar_o^{1/3}\, Ar_p^{4/3}\,\frac{\Delta\bar{t}_m}{\Delta\bar{t}_{mo}} = \left(\frac{z_p}{R_{wo}}+\frac{z_v}{R_{wo}}\right)^{-5/3} \tag{5.38}$$

Wyniki obliczeń prędkości i nadwyżki temperatury w osi strugi, znormalizowane zgodnie z równaniami 5.38 i 5.38, niezależnie od brzegowych wartości Ar_o i λ_o^2, w strefie III dla S = 0 pokrywają się tworząc w logarytmicznym układzie współrzędnych linie proste o nachyleniach -1/3 i -5/3.

Jeśli przyjąć, zgodnie z badaniami autora, Ar_p = 0,079 i λ_o^2 = 1,295, zależności 5.37 i 5.38 upraszczają się do postaci

$$0{,}19\left[\frac{\lambda_o^2\, Ar_o}{\lambda_o^2+1}\right]^{-1/3}\frac{\bar{w}_{zm}}{\bar{w}_{zmo}} = \left(\frac{z_p}{R_{wo}}+\frac{z_v}{R_{wo}}\right)^{-1/3} \tag{5.39}$$

$$0{,}07\left[1+\frac{1}{\lambda_o^2}\right]^{2/3} Ar_o^{1/3}\,\frac{\Delta\bar{t}_m}{\Delta\bar{t}_{mo}} = \left(\frac{z_p}{R_{wo}}+\frac{z_v}{R_{wo}}\right)^{-5/3} \tag{5.40}$$

W pracach [61, 62] przedstawiono opracowany algorytm proponowanej CMOSK. W pracy [62] przedstawiono programy napisane w językach BASIC i FORTRAN oraz zagadnienia związane z testowaniem poprawności programów i wyborem wartości przyrostu $\Delta(z/R_{wo})$, która ma wpływ na dokładność obliczeń i czas ich trwania. W większości obliczeń numerycznych stosowano przyrost $\Delta(z/R_{wo})$ = 0,001. Niedokładność obliczeń dla takiego przyrostu była mniejsza od 0,05%, a czas obliczeń jednego wariantu na komputerze ODRA 1305 nie przekraczał zwykle kilku minut.

5.3. Określenie wartości Ar_p i λ_p^2

W proponowanej CMOSK intensywność zachodzenia procesów turbulentnej dyfuzji pędu i ciepła określają dwa współczynniki α_j i γ. Ich wartości wyznacza się na podstawie charakterystycznych parametrów modelu PTSK Ar_p i λ_p^2, równania 4.28 i 5.20, które z kolei obliczyć można korzystając z równań 4.18 i 4.19 na podstawie współczynników m i p modelu PTSK. W rozdziale 4.1 omówiono bardziej szczegółowo zagadnienie wartości charakterystycznych współczynników modelu PTSK. W tablicy 4.1 zestawiono wartości tych współczynników podawane przez różnych autorów, a na rys. 4.1 przedstawiono mapę wiążącą różne współczynniki związane z modelem PTSK. Problem określenia wartości współczynników charakteryzujących dyfuzję pędu i ciepła nie został w pełni rozwiązany.

W pracy [62] przedstawiono przykładowe wyniki obliczeń parametrów przepływu SK wykonanych CMOSK przy przyjęciu wartości Ar_p i λ_p^2 zgodnie z wartościami proponowanymi przez różnych autorów. Dla tych samych brzegowych wartości Ar_o, λ_o^2 i S otrzymuje się wyniki różniące się nawet o kilkadziesiąt procent w zależności od przyjętych wartości charakterystycznych parametrów Ar_p i λ_p^2. Ponieważ teoretyczne poszukiwania wartości tych parametrów zawiodły (patrz rozdz. 4.1), należało uściślić wartości Ar_p i λ_p^2 opierając się na dostępnych wynikach badań eksperymentalnych.

W tym celu wykorzystano wyniki własnych badań, dotyczących SK nad nagrzaną kulą o średnicy 70 cm. Badania te przedstawiono szczegółowo w pracy [59], a w formie skróconej na początku rozdziału 3.4. Wyniki tych pomiarów charakteryzują się małym rozproszeniem. Pomiary wykonywano w warunkach bez praktycznego wpływu stratyfikacji na rozkłady prędkości i temperatury w strudze. Współczynnik bezwymiarowy stratyfikacji, równanie 5.29, był mniejszy od 2×10^{-3}, co zgodnie z wynikami omawianej CMOSK zapewnia, że do odległości $z/R_{wo} = 10$ wpływ stratyfikacji może być praktycznie pominięty (patrz rys. 5.12). Fakt ten potwierdza również obliczona na podstawie zmierzonych parametrów nadwyżka entalpii tej SK; była ona praktycznie stała (różnice rzędu $\pm 1,5\%$).

Pomiary te nie były wykonywane w strefie całkowitego podobieństwa przepływu, SK nie osiągnęła bowiem jeszcze rozkładów charakterystycznych dla PTSK. Dlatego z otrzymanych wyników nie można bezpośrednio obliczyć wartości Ar_p i λ_p^2. Można jednakże porównać wyniki tych badań eksperymentalnych z wynikami obliczeń CMOSK i iteracyjnie znaleźć takie wartości Ar_p i λ_p^2, dla których różnice pomiędzy nimi będą najmniejsze.

Wyniki pomiarów SK nad kulą 70 cm zestawione są w tablicy 3.3. Pomiary wykonano w trzech przekrojach strefy samopodobieństwa przepływu średniego. Zmierzone wartości parametrów z najniższego przekroju przyjęto jako wartości brzegowe, wynosiły one $Ar_o = 0,078$ i $\lambda_o^2 = 1,092$. Następnie obliczono na dwu pozostałych przekrojach wartości bezwymiarowych parametrów gaussowskich (patrz tablica 3.3). Zmieniono program obliczeń numerycznych, tak aby wydruk wyników dotyczył wysokości $z/R_{wo} = 2,32$ i 4,74 i tak aby komputer dodatkowo obliczał średnią wartość względnej różnicy pomiędzy zmierzonymi i obliczonymi wartościami parametrów

$$\delta_a = \left[\frac{1}{8}\sum_{i=1}^{8}\delta_i^2\right]^{1/2} \tag{5.41}$$

Na podstawie wstępnych obliczeń stwierdzono, że najlepszą zgodność wyników uzyskuje się, jeśli przyjąć $0,072 < Ar_p < 0,092$ i $1,16 < \lambda_p^2 < 1,36$. Dlatego obliczenia wykonywano przyjmując wartości Ar_p i λ_p^2 z wnętrza tego obszaru, zmieniając Ar_p kolejno o 0,002 i λ_p^2 o 0,02. Przeanalizowano ogółem 165 różnych przypadków.

Dzięki takim obliczeniom możliwe stało się określenie wartości Ar_p i λ_p^2, dla których różnice były najmniejsze. Na rys. 4.1 zaznaczono obszary o stopniowo zwiększających się różnicach. Jeśli przyjąć Ar_p i λ_p^2 z wnętrza obszaru oznaczonego 1,5%, to otrzymuje się średnią wartość względnej różnicy, równanie 5.41, mniejszą od 1,5%, gdy wybrać Ar_p i λ_p^2 z wnętrza obszaru 2%, to średnia wartość względnej różnicy jest mniejsza od 2% i podobnie w innych obszarach zaznaczonych na rys. 4.1. Żaden z indywidualnych parametrów nie różnił się więcej aniżeli $\pm$3,5%, jeśli przyjąć Ar_p i λ_p^2 z obszaru 1,5%, żaden z nich nie różnił się więcej niż $\pm$6%, jeśli przyjąć Ar_p i λ_p^2 z obszaru 3%.

Biorąc pod uwagę dokładność wykonanych pomiarów w strudze konwekcyjnej nad kulą 70 cm, jest bardzo prawdopodobne, że dokładne wartości charakterystycznych parametrów Ar_p i λ_p^2 znajdują się wewnątrz obszaru zaznaczonego jako 3% na rys. 4.1. Obszar ten przecina linia $\alpha_j = 0{,}057$. Taka wartość współczynnika wchłaniania α_j jest najczęściej podawana w literaturze. Dlatego dla sprecyzowania wartości Ar_p i λ_p^2 założono dodatkowo, że $\alpha_j = 0{,}057$ i w związku z tym do obliczeń numerycznych przyjęto

$$Ar_p = 0{,}079$$

$$\lambda_p^2 = 1{,}295$$

5.4. Eksperymentalna weryfikacja proponowanej CMOSK

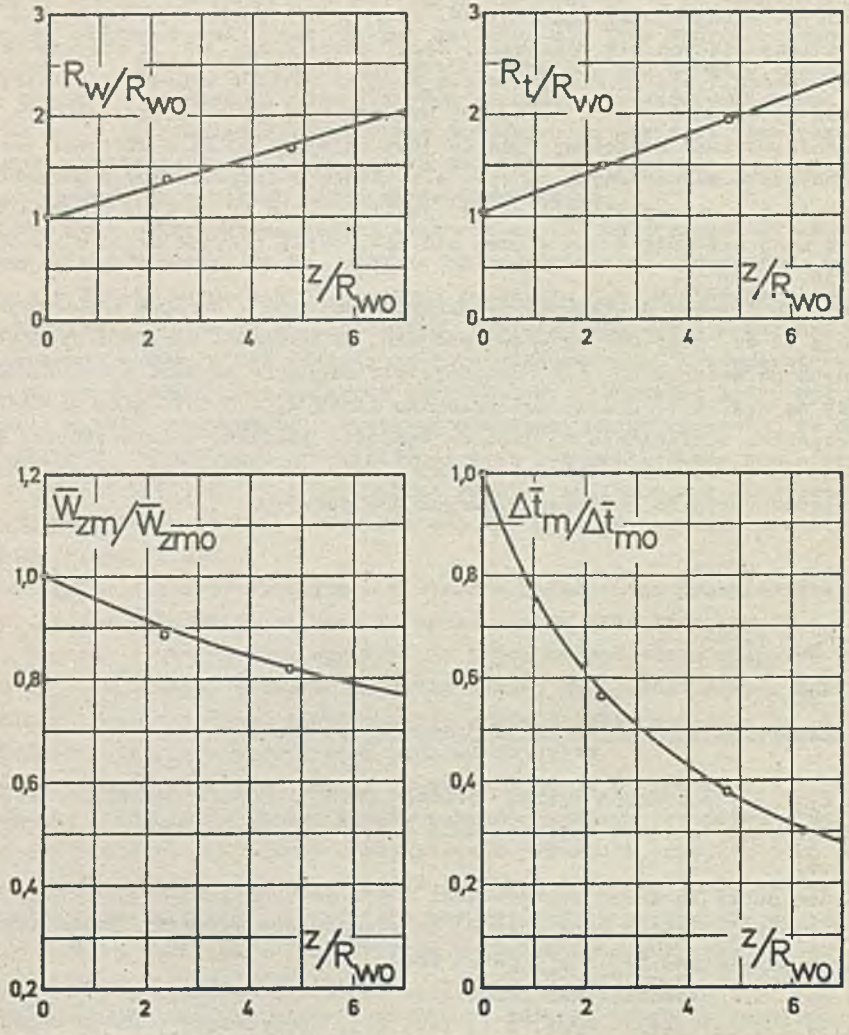
Na rys. 5.1 porównano wyniki obliczeń CMOSK i wyniki pomiaru dotyczące strugi konwekcyjnej nad nagrzaną kulą o średnicy 70 cm, patrz rozdz. 3.4 tab. 3.3.

Bardzo dobra zgodność wyników jest w tym przypadku oczywista, gdyż właśnie te wyniki pomiarów wykorzystano do wyznaczenia wartości charakterystycznych parametrów Ar_p i λ_p^2, patrz rozdz. 5.3.

Na rys. 5.2 przedstawiono porównanie wyników dotyczących SK nad kulą o średnicy 3,5 cm, patrz rozdz. 3.4, tab. 3.3. Obserwowane różnice wynoszą w tym przypadku od kilku do kilkunastu procent. Stratyfikacja w otoczeniu tej strugi, jak już wspominano w rozdz. 3.4, nie była stała i prawdopodobnie dlatego obserwuje się te większe różnice.

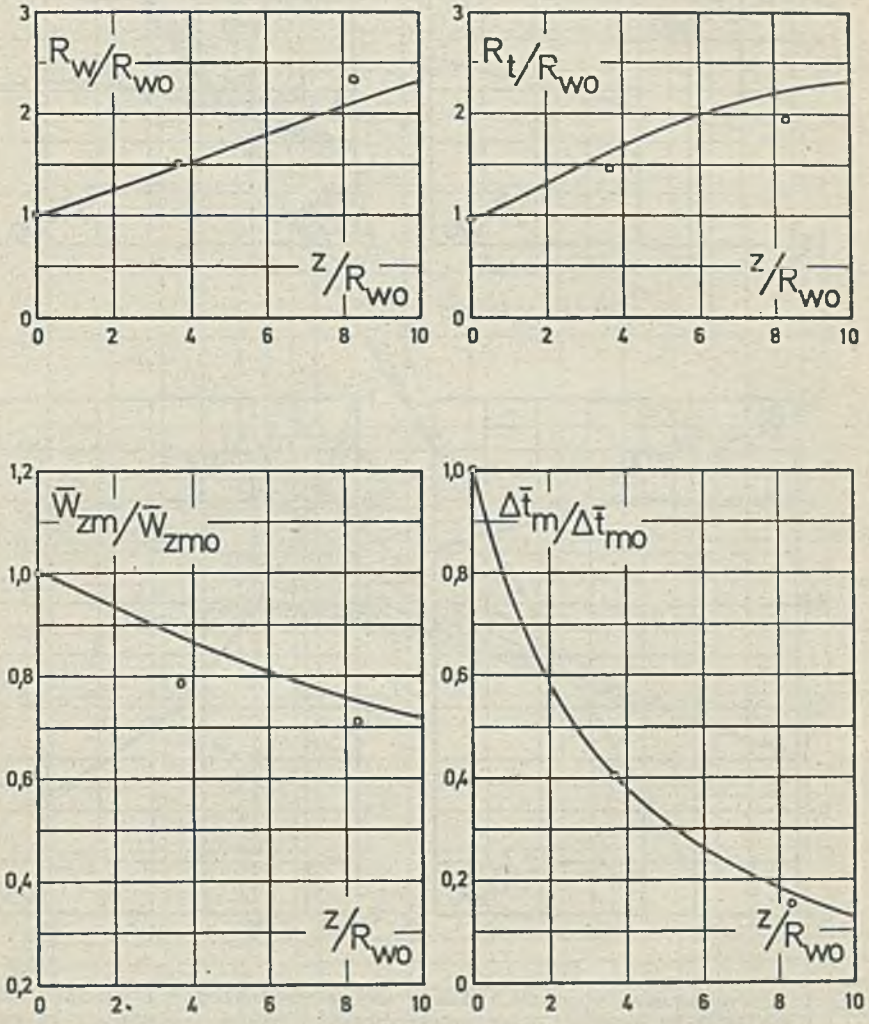
Na rys. 5.3 przedstawiono wyniki obliczeń CMOSK porównane z wynikami pomiarów SK nad nagrzaną płaską płytą o średnicy 50 cm, patrz rozdz. 3.4, tab. 3.4. Obserwuje się dobrą zgodność wyników. Warto przy tym zwrócić uwagę, że entalpia tej SK była wielokrotnie większa aniżeli w SK nad kulą 70 cm oraz, że kilkakrotnie większa była wartość liczby Reynoldsa.

Eksperymentalna weryfikacja proponowanej CMOSK zamknęła pewien wstępny etap opracowywania pełniejszej metody obliczania SK. Uznano, że metoda ta daje wyniki zgodne z badaniami eksperymentalnymi. Celowe było więc przeana-



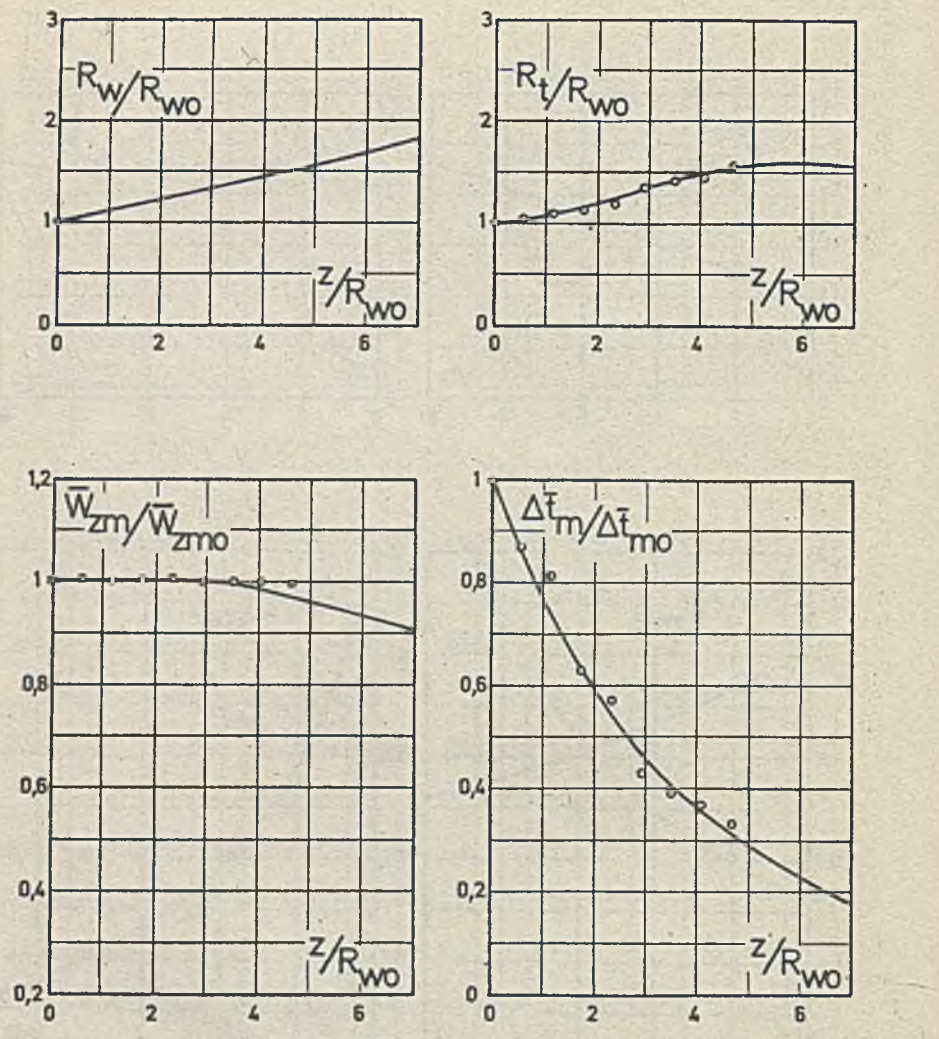
Rys. 5.1. Porównanie wyników badań eksperymentalnych i wyników obliczeń CMOSK w SK powyżej nagrzanej kuli o średnicy 70 cm

Fig. 5.1. Plume parameters above the heated sphere, 70 cm in diameter, calculated by the integral method, compared with relevant experimental results



Rys. 5.2. Porównanie wyników badań eksperymentalnych i wyników obliczeń CMOSK w SK powyżej nagrzanej kuli o średnicy 3,5 cm

Fig. 5.2. Plume parameters above the heated sphere, 3,5 cm in diameter, calculated by the integral method, compared with the experimental results



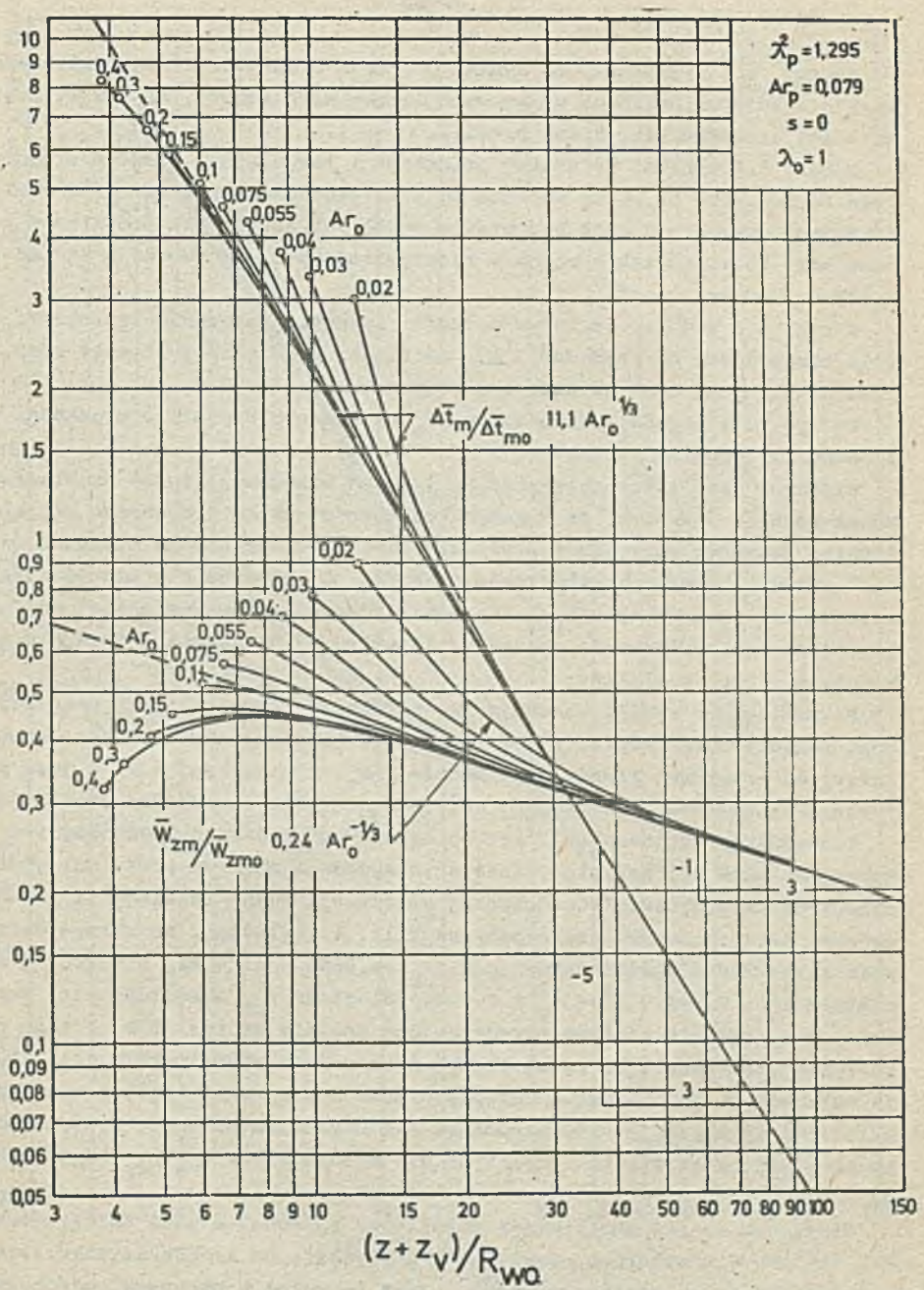
Rys. 5.3. Porównanie wyników badań eksperymentalnych i wyników obliczeń CMOSK w SK powyżej nagrzanej płaskiej płyty o średnicy 50 cm

Fig. 5.3. Plume parameters above the heated plate, 50 cm in diameter, calculated by the integral method, compared with the experimental results

lizowanie wielu innych przypadków i określenie, w jaki sposób brzegowe wartości Ar_o, λ_o^2 i S wpływają na rozwój strug konwekcyjnych.

5.5. Struga konwekcyjna w otoczeniu bez stratyfikacji

Struga konwekcyjna rozwijająca się w spokojnym otoczeniu bez stratyfikacji zawsze osiąga stan całkowitego podobieństwa przepływu, niezależnie od wartości brzegowych parametrów na początku strefy samopodobieństwa.



Rys. 5.4. Rozkład prędkości i nadwyżki temperatury w osi SK w otoczeniu bez stratyfikacji, przy różnych wartościach brzegowych liczby Archimedesa, Ar_o

Fig. 5.4. Normalized dimensionless velocity and temperature excess in the plume axis as a function of the distance from the virtual point heat source for different boundary Archimedes numbers, Ar_o

Na rys. 5.4 przedstawiono wyniki obliczeń prędkości i nadwyżki temperatury dla różnych wartości brzegowych liczby Archimedesa, Ar_o, przy stałej wartości stosunku szerokości profili, $\lambda_o = 1$.

Z rys. 5.4 wynika, że zmiany prędkości i temperatury w dużym stopniu zależą od Ar_o. Gdy Ar_o jest większa od 0,1, prędkość w osi strugi w pobliżu brzegowego przekroju może być prawie stała lub nawet może początkowo zwiększać się. Zjawisko takie można w rzeczywistości zaobserwować w SK nad rozległymi źródłami ciepła.

Z rys. 5.5 wynika, że wpływ wartości brzegowej stosunku szerokości profilu temperatury do prędkości, λ_o, na zmiany prędkości jest mały oraz, że jest prawie pomijalny na nadwyżkę temperatury w strudze.

Na rys. 5.6 przedstawiono wpływ Ar_o na szerokość profilu prędkości, R_w, i nadwyżki temperatury, R_t.

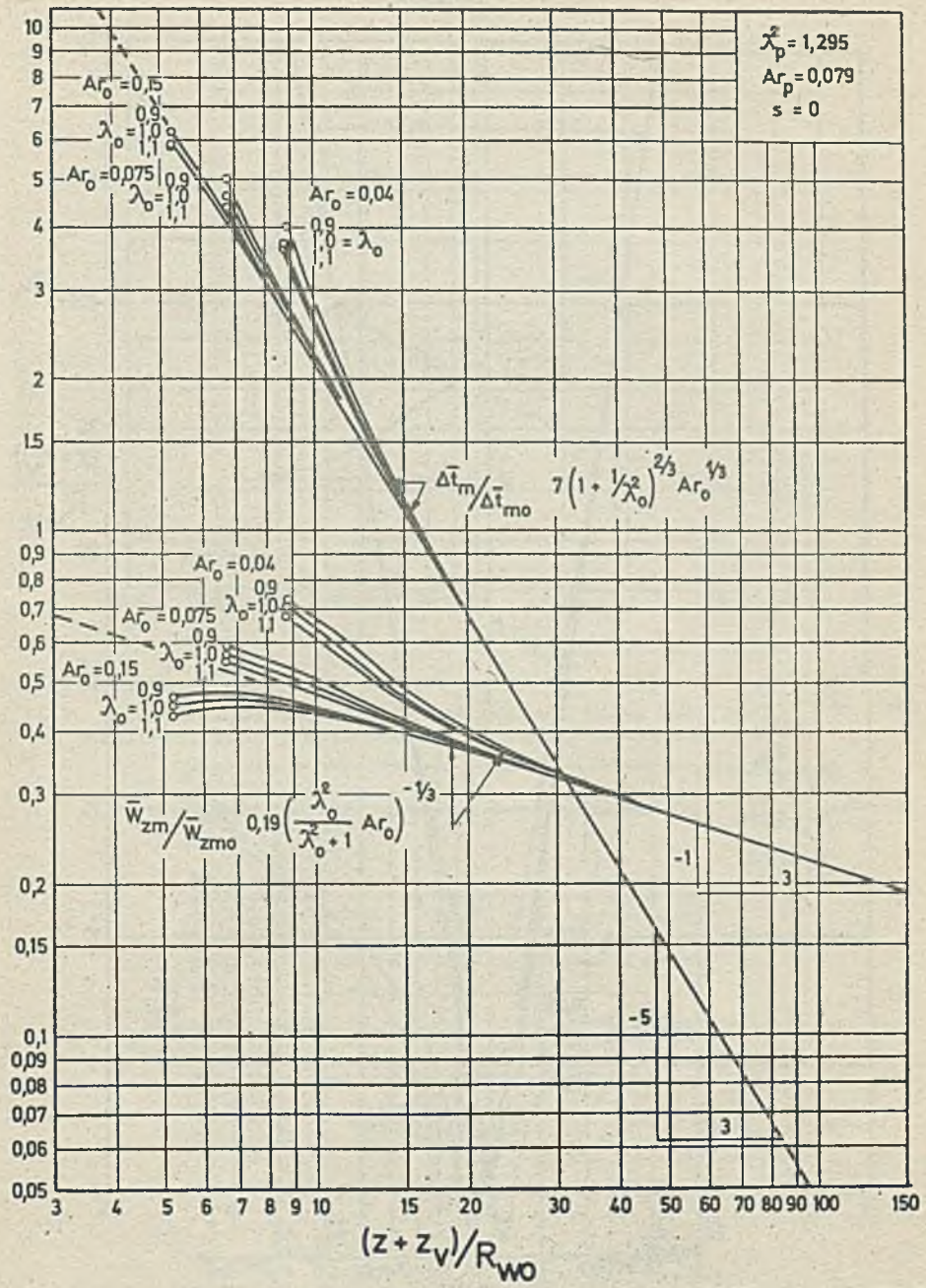
Widoczna jest silna zależność R_w i R_t od brzegowej liczby Archimedesa. Można również zauważyć, że w małych odległościach od brzegowego przekroju lokalny stosunek szerokości profili, λ, może być większy od stosunku szerokości profili charakterystycznego dla PTSK, λ_p. Dzieje się tak wówczas, gdy wartość Ar_o jest bliska Ar_p i staje się jeszcze intensywniejsze, gdy Ar_o zmniejsza się. Obliczenia wykazały, że wpływ λ_o na szerokość profilu prędkości, R_w, jest pomijalny.

Przedstawione wyniki wskazują, że położenie bieguna, czyli pozornego punktowego źródła ciepła, z_v, zmienia się. Położenie tego punktu istotnie zależy od brzegowej liczby Archimedesa, Ar_o, (patrz rys. 5.7) i jest praktycznie niezależne od brzegowej wartości stosunku szerokości profili, λ_o.

Szczególnie interesująca jest odległość od przekroju brzegowego, z_{pp}, od której SK może być asymptotycznie aproksymowana modelem PTSK. Odległość ta określona na podstawie równoczesnej obserwacji zmian lokalnej liczby Archimedesa, Ar, i stosunku szerokości profili, λ. Założono, że struga osiąga stan całkowitego podobieństwa, gdy $Ar_p - 0{,}0004 < Ar < Ar_p + 0{,}0004$ i równocześnie $\lambda_p^2 - 0{,}004 < \lambda^2 < \lambda_p^2 + 0{,}004$. Odległość z_{pp} określona przy zastosowaniu powyższego kryterium przedstawiona została na rys. 5.8. Z tego rysunku wynika, że jeżeli brzegowa liczba Archimedesa wynosi około 0,1, to strefa całkowitego podobieństwa przepływu może rozpoczynać się już w odległości mniejszej od $z_{pp}/R_{wo} = 20$. Natomiast dla większych wartości brzegowych liczby Archimedesa strefa ta rozpoczyna się w odległości z_{pp}/R_{wo} równej około 40.

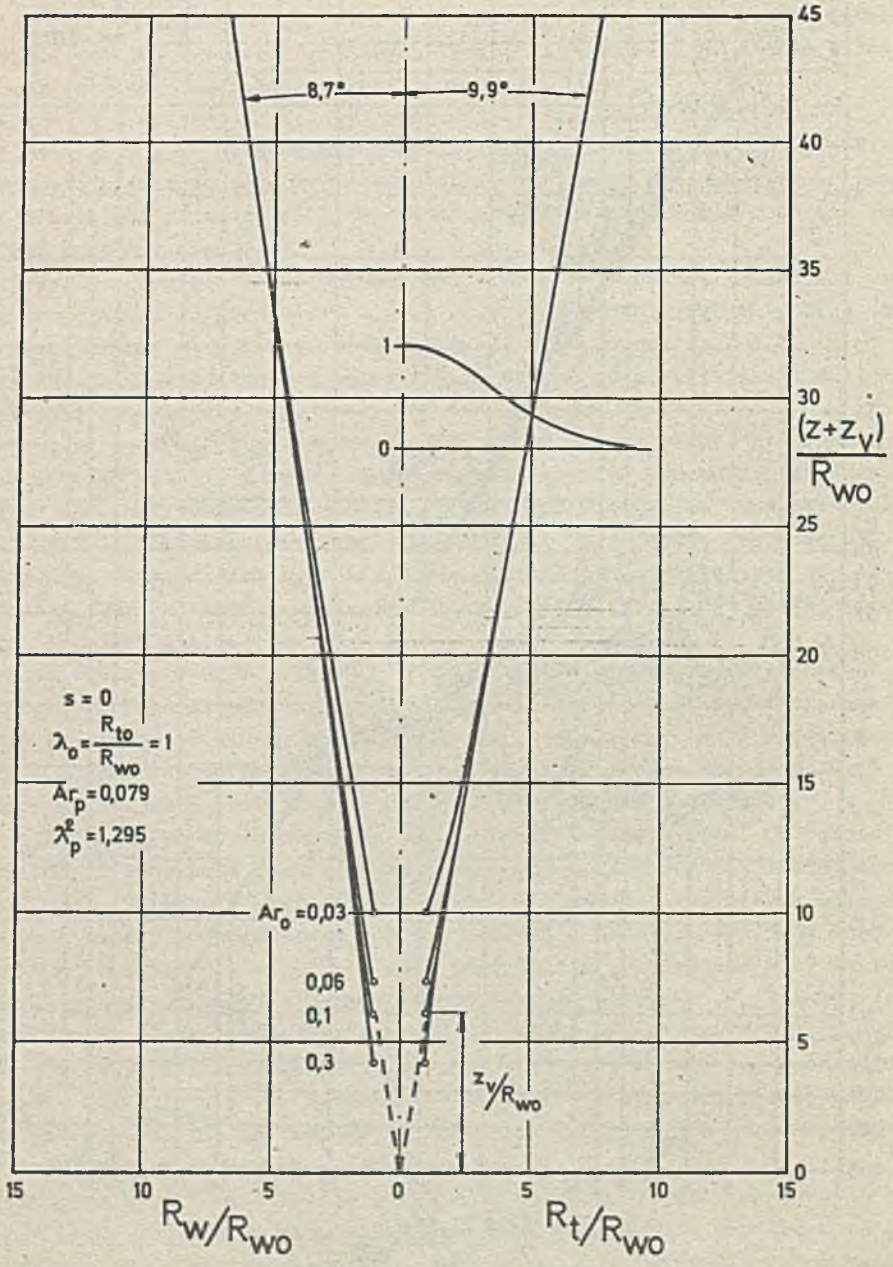
Otrzymane wyniki umożliwiają określenie sposobu, w jaki należy generować SK, tak aby w stosunkowo niewielkiej odległości od źródła uzyskać strefę całkowitego podobieństwa przepływu. Jest to ważne w przypadku wykonywania badań eksperymentalnych zmierzających do weryfikacji modelu PTSK (patrz rozdz. 3.4, pomiary SK generowanej przez "symulator").

Wyniki te dają również częściową odpowiedź, w jakich przypadkach do obliczania SK stosowany może być model PTSK. Pełna odpowiedź na to pytanie możliwa jest dopiero, gdy uwzględni się wpływ stratyfikacji.



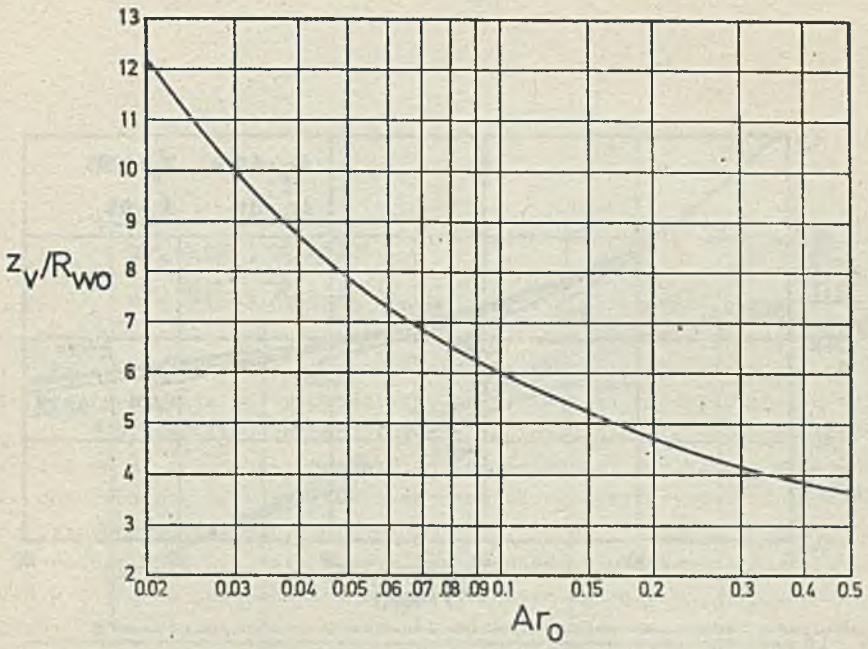
Rys. 5.5. Rozkład prędkości i nadwyżki temperatury w osi SK w otoczeniu bez stratyfikacji, przy różnych wartościach brzegowych stosunku szerokości profili, λ_o

Fig. 5.5. Normalized dimensionless velocity and temperature excess in the plume axis as a function of the distance from virtual point heat source for different boundary dispersion ratios, λ_o



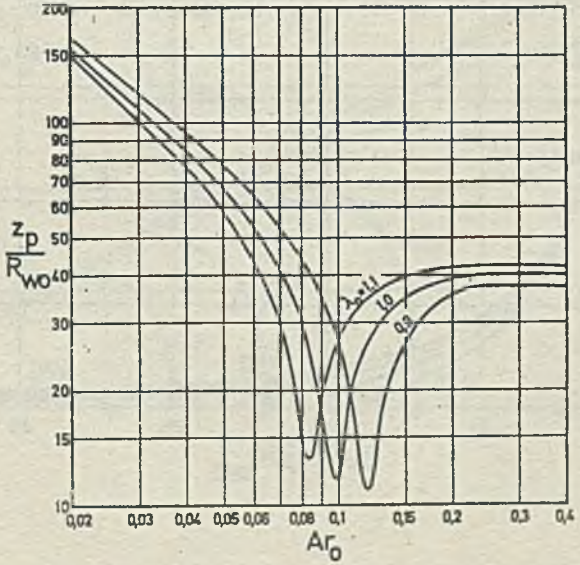
Rys. 5.6. Zmiany szerokości profili prędkości i nadwyżki temperatury w SK w otoczeniu bez stratyfikacji przy różnych wartościach brzegowych Ar_o

Fig. 5.6. Dimensionless velocity and temperature profiles widths as a function of the distance from virtual point heat source for different boundary Archimedes numbers Ar_o



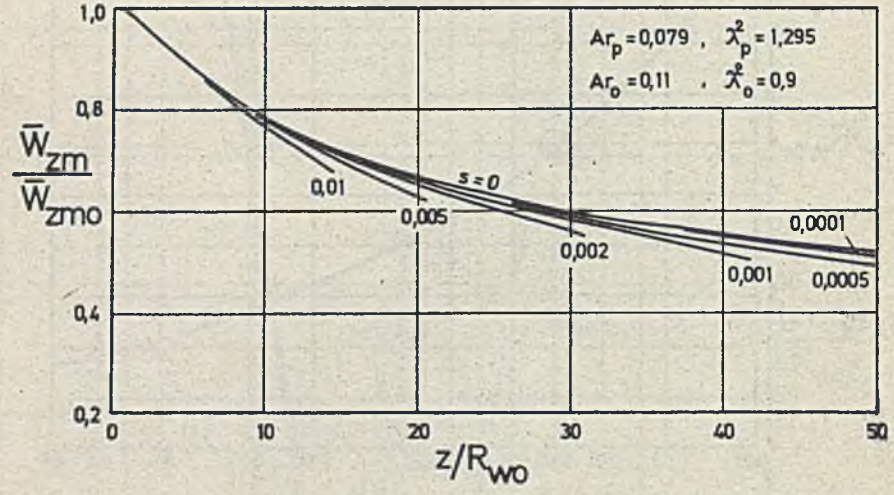
Rys. 5.7. Zależność odległości biegunowej od brzegowej liczby Archimedesa

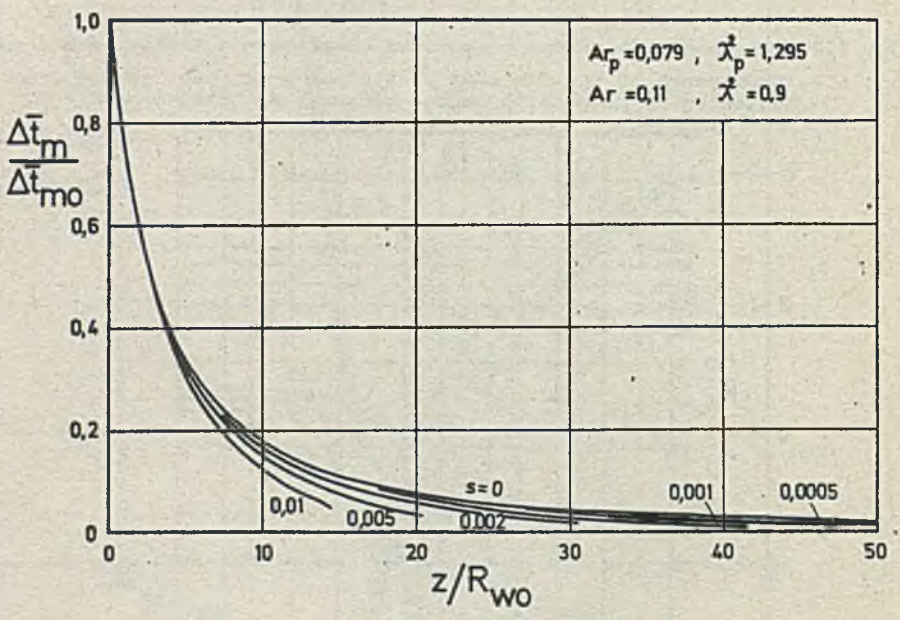
Fig. 5.7. Dependence of the distance of virtual point heat source from the beginning cross-section on the boundary Archimedes number

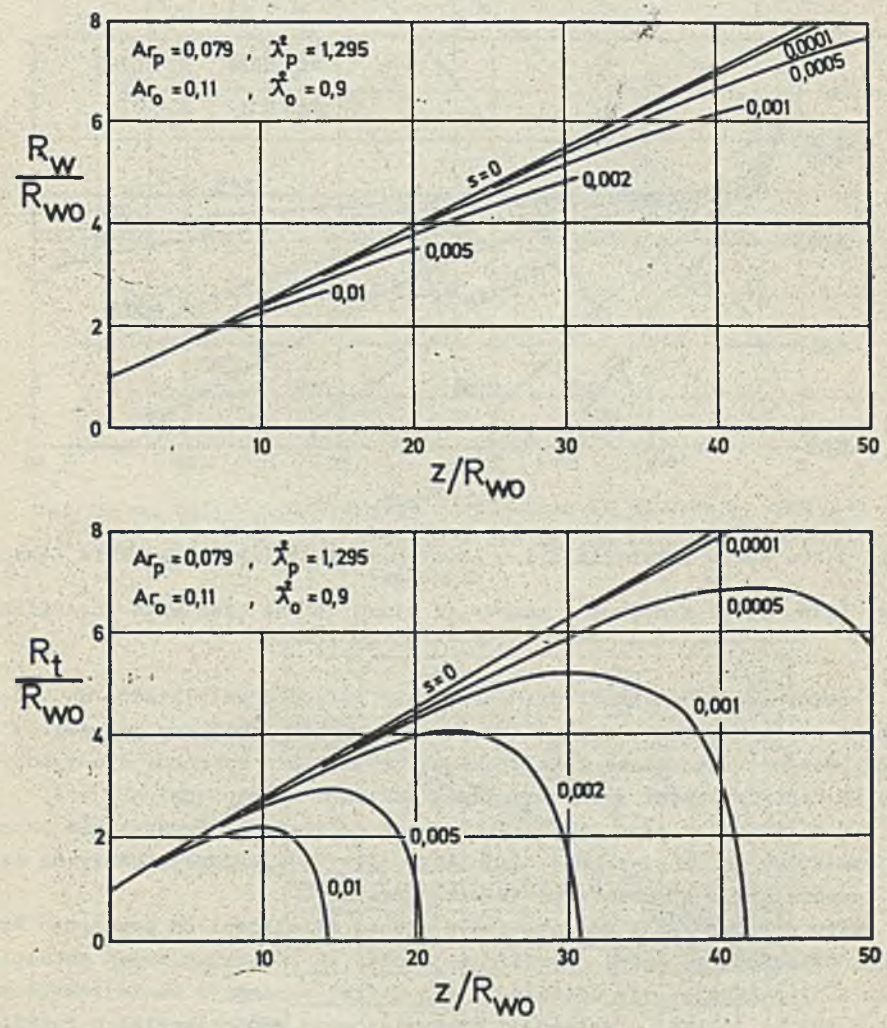


Rys. 5.8. Wysokość powyżej której występuje strefa całkowitego podobieństwa przepływu w SK; począwszy od niej SK może być asymptotycznie aproksymowana modelem PTSK

Fig. 5.8. Elevation above which plume is self-preserving and can be asymptotically approximated by the model of plume above point heat source


1,0
0,8
0,4
0,2
0
10
20
30
40
50
$\frac{\bar{W}_{zm}}{\bar{W}_{zmo}}$
z/R_{wo}
$Ar_p = 0{,}079$, $\chi_p^2 = 1{,}295$
$Ar_o = 0{,}11$, $\chi_o^2 = 0{,}9$
s = 0
0,01
0,005
0,002
0,001
0,0005
0,0001


1,0
0,8
0,6
0,4
0,2
0
10
20
30
40
50
$\frac{\Delta\bar{t}_m}{\Delta\bar{t}_{mo}}$
z/R_{wo}
$Ar_p = 0{,}079$, $\chi_p^2 = 1{,}295$
$Ar = 0{,}11$, $\chi^2 = 0{,}9$
s = 0
0,01
0,005
0,002
0,001
0,0005

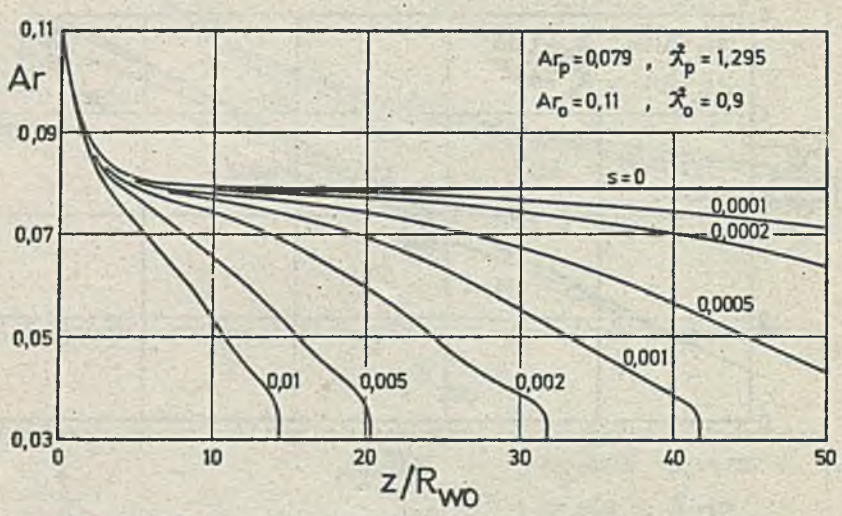


Rys. 5.9a i b. Wpływ stratyfikacji na rozkłady parametrów w SK

Fig. 5.9a i b. Plume parameter distributions depending on stratification factor

5.6. Struga konwekcyjna w otoczeniu ze stratyfikacją

Stratyfikacja oddziałuje na rozkłady parametrów w SK. W otoczeniu ze stratyfikacją SK osiąga pewną maksymalną wysokość wznoszenia, powyżej której następuje poziomy odpływ płynu (p. rozdz. 2.4).

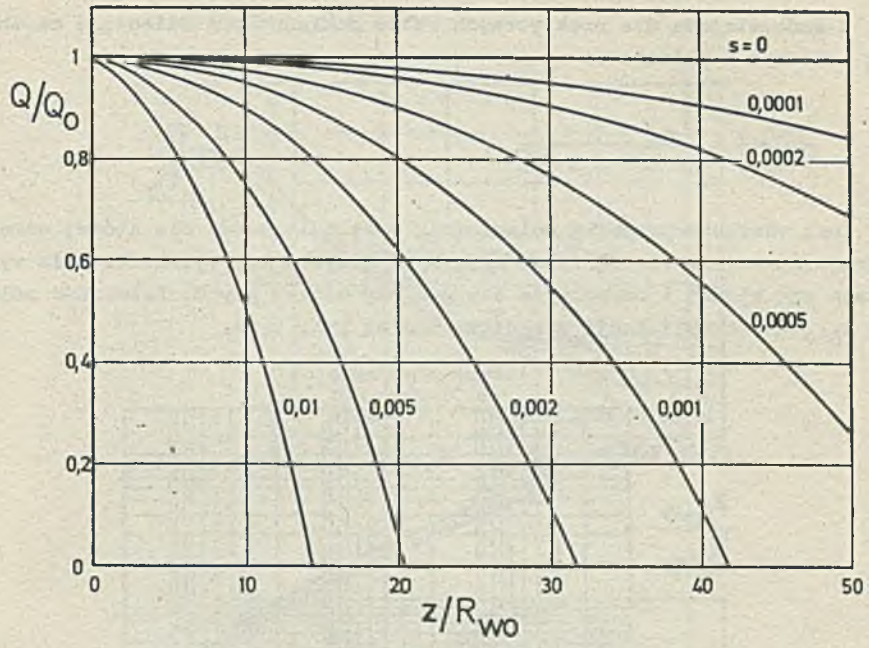


Rys. 5.10. Wpływ stratyfikacji w otoczeniu SK na lokalną wartość liczby Archimedesa

Fig. 5.10. Local Archimedes number in plume in the case with stratification, an example for Ar_o = 0,11

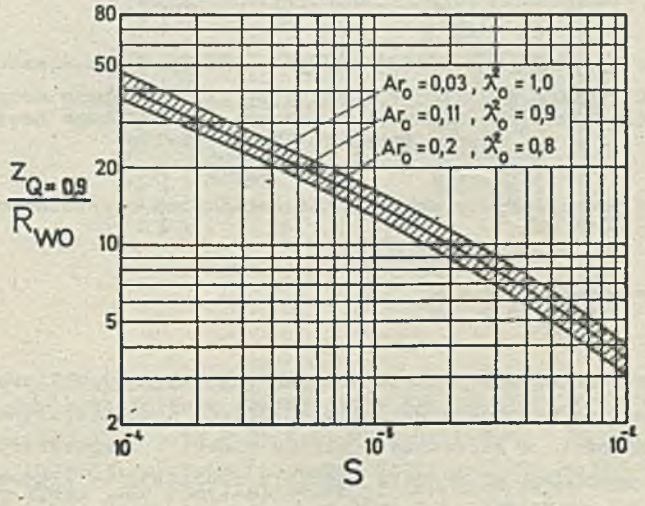
Proponowana CMOSK umożliwia określenie wpływu stratyfikacji na SK. Na rys. 5.9, 5.10 i 5.11 pokazano przykładowe wyniki obliczeń parametrów SK przy różnych wartościach stratyfikacji. Obliczenia wykonano dla typowych dla SK nad rozległymi źródłami ciepła wartości brzegowych, Ar_o = 0,11 i λ_p^2 = 0,9. Widoczne jest, że stratyfikacja oddziałuje na wszystkie parametry SK zmniejszając ich wartości. Jednakże wpływ jej jest największy na nadwyżkę temperatury i szerokość profilu temperatury.

Wpływ stratyfikacji ujawnia się w pewnej odległości od przekroju brzegowego. Odległość tę można określić najlepiej na podstawie zmian entalpii. Na rys. 5.12 pokazano, jak odległość, dla której następuje zmniejszenie entalpii o 10%, $z_{Q=0,9}/R_{wo}$, zależy od bezwymiarowego współczynnika stratyfikacji. Praktycznie można przyjąć, że dla odległości mniejszych od $z_{Q=0,9}/R_{wo}$ wpływ stratyfikacji jest pomijalny. Odległość ta zależy także, ale w znacznie mniejszym stopniu, od brzegowych wartości Ar_o i λ_o^2. Gdy Ar_o zmienia się od 0,03 do 0,2 i λ_o zmienia się od 0,8 do 1, obliczone wartości $z_{Q=0,9}/R_{wo}$ zawierają się w obszarze zakreskowanym zaznaczonym na rys. 5.12.



Rys. 5.11. Wpływ stratyfikacji w otoczeniu SK na wartość nadwyżki entalpii

Fig. 5.11. Enthalpy flux in plume in the case with statification



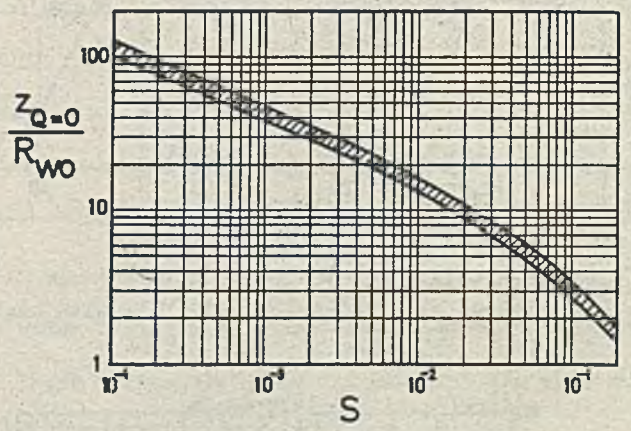
Rys. 5.12. Wysokość, powyżej której wpływ stratyfikacji nie może być pominięty

Fig. 5.12. Elevation above which the influence of stratification on the plume cannot be neglected

Z zadowalającą dla praktycznych celów dokładnością odległość ta obliczona może być z zależności

$$\frac{z_{Q=0,9}}{R_{wo}} = \frac{1}{20\ S + 0,5\ \sqrt[3]{S}} \tag{5.42}$$

Inną charakterystyczną odległością jest odległość, dla której entalpia strugi zmniejsza się do zera, $z_{Q=0}/R_{wo}$. Powyżej tej wysokości siła wyporu staje się ujemna i rozpoczyna się poziomy odpływ płynu. Zależność odległości $z_{Q=0}$ od stratyfikacji przedstawiono na rys. 5.13.



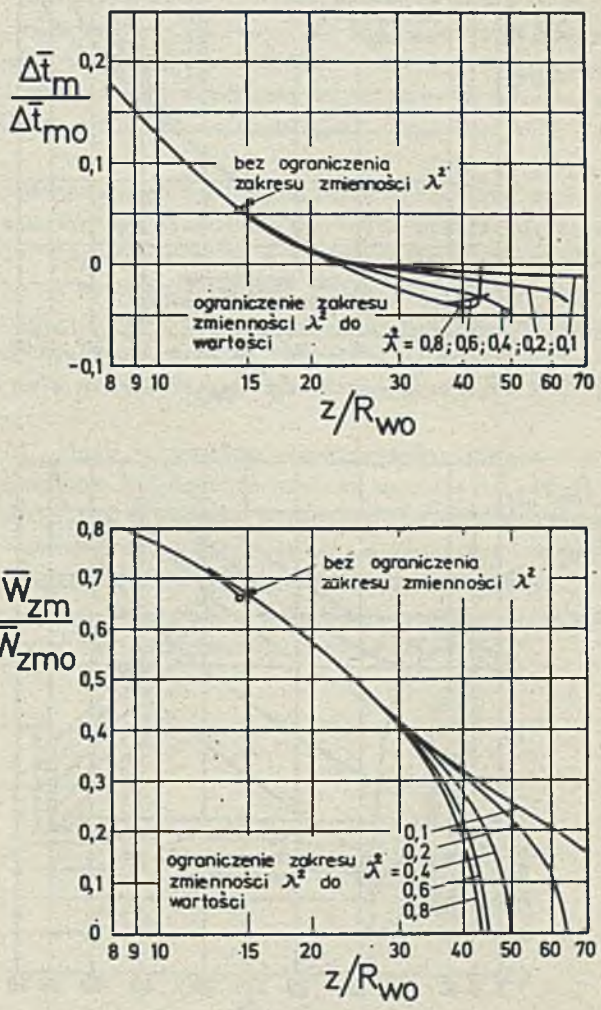
Rys. 5.13. Wysokość, na której nadwyżka entalpii zmniejsza się do zera

Fig. 5.13. Elevation at which the enthalpy flux in plume decreases to zero; above this elevation the negative buoyancy zone of plume begins and the fluid flows out horizontally

Odległość ta może być w przybliżeniu obliczona z zależności

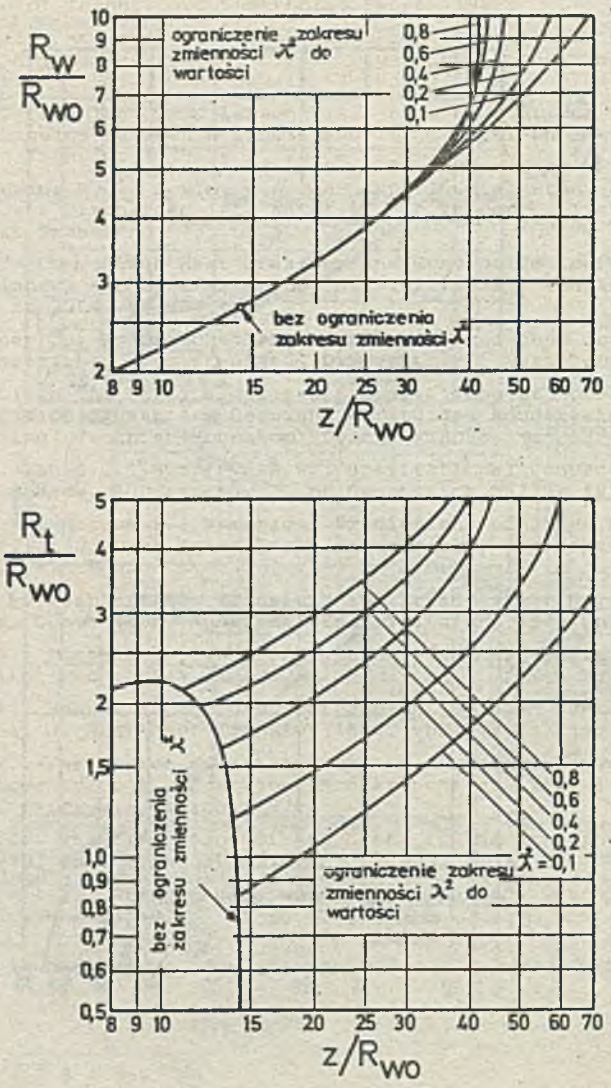
$$\frac{z_{Q=0}}{R_{wo}} = \frac{1}{2,5\ S + 0,2\ \sqrt[3]{S}} \tag{5.43}$$

CMOSK w przedstawionej powyżej formie zawodzi przy obliczaniu SK w pobliżu maksymalnej wysokości wznoszenia. Główną tego przyczyną jest fakt, że rozkłady prędkości, a zwłaszcza rozkłady nadwyżki temperatury w pobliżu maksymalnej wysokości wznoszenia znacznie odbiegają od krzywej Gaussa. Pomiary wykazują, że jeśli w osi SK obserwuje się jeszcze dodatnie wartości nadwyżki temperatury, to na brzegach strugi nadwyżka temperatury jest już ujemna. Rozkład temperatury odpowiada w tej strefie raczej różnicy dwóch gaussowskich rozkładów



Rys. 5.14a. Obliczone rozkłady parametrów SK w otoczeniu ze stratyfikacją, S = 0,01, przy ograniczeniu zmniejszania się stosunku szerokości profili do wartości λ^2 = 0,1; 0,2; 0,4; 0,6; 0,8; ($Ar_o = 0{,}11\ \lambda_o^2 = 0{,}9$)

Fig. 5.14a. Calculated plume parameter distributions in the zone of negative buoyancy after such the limitation of the dispertion ratio variability that its values cannot be lower than λ^2 = 0,1; 0,2; 0,4; 0,6; 0,8; boundary plume parameters $Ar_o = 0{,}11\ \lambda_o^2 = 0{,}9$, S = 0,01



Rys. 5.14b. Obliczone rozkłady parametrów SK w otoczeniu ze stratyfikacją, S = 0,01, przy ograniczeniu zmniejszania się stosunku szerokości profili do wartości λ^2 = 0,1; 0,2; 0,4; 0,6; 0,8; (Ar_o = 0,11 λ_o^2 = 0,9)

Fig. 5.14b. Calculated plume parameter distributions in the zone of negative buoyancy after such the limitation of the dispertion ratio variability that its values cannot be lower than λ^2 = 0,1; 0,2; 0,4; 0,6; 0,8; boundary plume parameters Ar_o = 0,11, λ_o^2 = 0,9, S = 0,01

$$\Delta\bar{t} = \Delta\bar{t}_1 \, e^{-(r/R_{t1})^2} - \Delta\bar{t}_2 \, e^{-(r/R_{t2})^2} \tag{5.44}$$

Pewne fragmentaryczne pomiary wskazują, że R_{t2} jest bliska wartości R_w.

W celu określenia maksymalnej wysokości wznoszenia, $z_{W=0}$, konieczne jest rozszerzenie obliczeń powyżej wysokości $z_{Q=0}$. Jest to możliwe wówczas, gdy ograniczy się zmniejszanie wartości stosunku szerokości profili do jakiejś wartości.

Na rys. 5.14 przedstawiono wyniki obliczeń parametrów przepływu w SK, gdy ograniczy się zmienność stosunku szerokości profili do wartości 0,1; 0,2; 0,4; 0,6; 0,8. Gdy wprowadzone zostanie takie ograniczenie, obliczenia nie przerywają się na wysokości $z_{Q=0}/R_{wo}$, lecz są kontynuowane do wysokości $z_{W=0}/R_{wo}$. Wydaje się, że ograniczenie zmniejszania się stosunku szerokości profili do $\lambda^2 = 0,5$ jest najbardziej odpowiednie, gdyż nigdy w badanych SK nie obserwowano, by w strefie samopodobieństwa przepływu średniego λ^2 było mniejsze od tej wartości.

Wysokość $z_{W=0}/R_{wo}$ jest maksymalną wysokością wznoszenia się SK. Z obliczeń wynika, że jest ona 3÷4-krotnie większa aniżeli $z_{Q=0}/R_{wo}$. Jeśli proponowaną CMOSK uzupełni się o warunek ograniczający zmienność stosunku szerokości profili do wartości $\lambda^2 = 0,5$, metoda ta umożliwia oszacowanie maksymalnej wysokości wznoszenia SK w otoczeniu ze stratyfikacją. Jak wykazują to wykonane obliczenia, określona w ten sposób maksymalna wysokość wznoszenia zgodna jest z wynikami otrzymanymi przez Foxa [16].

6. PODSUMOWANIE I PERSPEKTYWY WYKORZYSTANIA WYNIKÓW BADAŃ

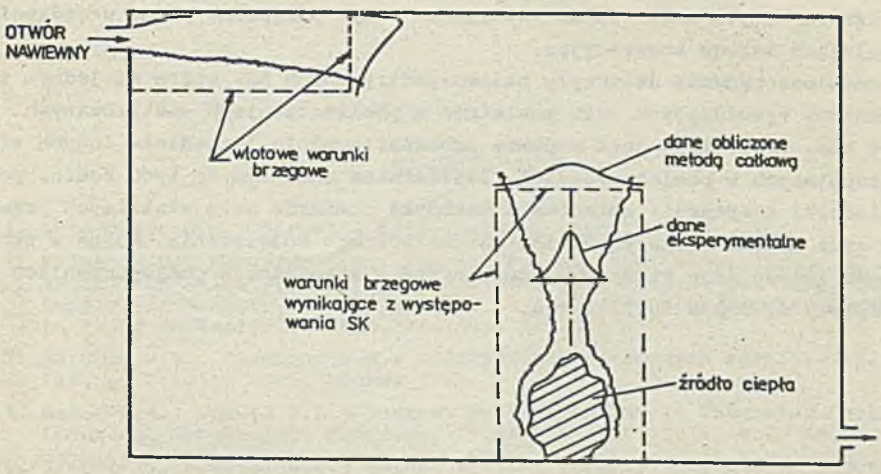
Przeprowadzone badania pozwoliły lepiej poznać jeden z istotnych elementów procesu wentylacji, jakimi są strugi konwekcyjne. Opracowano metodykę pomiarów parametrów przepływu pozwalającą dokładniej aniżeli uprzednio analizować zjawiska zachodzące w mało stabilnych w swojej naturze przepływach konwekcyjnych. Pomiary rozkładów temperatury i prędkości, wykonane nad źródłami ciepła o różnych wymiarach i mocy, dostarczyły informacji o tym, jakie czynniki mają dominujący wpływ na przepływ w strugach konwekcyjnych. To z kolei pozwoliło racjonalnie ocenić praktyczną przydatność istniejących metod obliczania tych strug.

Stworzono nowy model osiowosymetrycznej strugi konwekcyjnej rozwijającej się w spokojnym otoczeniu bez i ze stratyfikacją powietrza. Z analizy zachodzących zjawisk wynika, że w praktyce jest wyjątkowo trudno przewidzieć przepływ w strefie początkowej strug konwekcyjnych, w pobliżu i tuż ponad źródłem ciepła. Możliwe jest natomiast teoretyczne przewidzenie dalszego przepływu, począwszy od strefy samopodobieństwa przepływu średniego. Jednakże konieczna jest znajomość parametrów przepływu na początku tej strefy i wysokości nad źródłem, od której ta strefa się rozpoczyna.

Zaproponowano w związku z tym eksperymentalno-matematyczną metodę modelowania strug konwekcyjnych. Opracowana całkowa metoda obliczania strug konwekcyjnych pozwala przewidzieć rozwój tych strug począwszy od strefy samopodobieństwa przepływu średniego, wymaga ona jednak znajomości brzegowych parametrów na początku tej strefy.

Proponowana metoda modelowania SK została eksperymentalnie zweryfikowana. Z porównania wyników obliczeń i pomiarów wynika, że jej dokładność jest całkowicie zadowalająca. Wykonane obliczenia numeryczne według opracowanej metody pozwoliły przeanalizować wpływ brzegowych wartości pomiarów i stratyfikacji otoczenia na przepływ w SK. Określono również wartości współczynników charakteryzujących turbulentną dyfuzję ruchu i ciepła w SK takich, jakie mogą być interesujące z uwagi na proces wentylacji.

Dotychczas stosowane sposoby uwzględniania strug konwekcyjnych w obliczeniach numerycznych ruchu powietrza w pomieszczeniach są mało dokładne i niezadowalające. Skomplikowany kształt i zróżnicowana temperatura powierzchniowa rzeczywistych źródeł ciepła oraz trudny do przewidzenia przebieg procesu przejścia ruchu laminarnego w turbulentny, bardzo utrudniają wykonywanie praktycznych obliczeń przepływu konwekcyjnego wokół tych źródeł. Wydaje się, że dzięki przeprowadzonym badaniom można będzie uwzględniać strugi konwekcyjne w obliczeniach numerycznych ruchu powietrza na potrzeby



Rys. 6.1. Sposób uwzględniania SK w obliczeniach numerycznych ruchu powietrza w pomieszczeniach

Fig. 6.1. The way in which plume can be taken into account in numerical calculation of air movement in rooms

wentylacji, w większym aniżeli w chwili obecnej zakresie. Proponowana metoda eksperymentalno-matematyczna modelowania SK umożliwia bowiem sformułować warunki brzegowe do takich obliczeń. Można w tym celu zastosować sposób wykorzystywany przez P.V. Nielsena [52], który wprowadził do obliczeń numerycznych uzyskaną na drodze eksperymentalnej charakterystykę aerodynamiczną strugi nawiewanej.

Ruch powietrza w pobliżu źródeł ciepła znajdujących się w pomieszczeniach jest niekiedy zdominowany występowaniem SK i dlatego z pewnym przybliżeniem można by przyjąć, że ogólna cyrkulacja powietrza praktycznie nie wpływa na ruch powietrza w tej strefie, podobnie jak to się dzieje w pobliżu otworów nawiewnych, rys. 6.1.

Wykorzystując takie założenie można by czasami nawet dość duży obszar wyłączyć z obliczeń numerycznych, zadając na jego brzegu odpowiednio sformułowane, na podstawie proponowanej metody eksperymentalno-matematycznego modelowania, warunki brzegowe. Pozwoliłoby to zmniejszyć ogólną liczbę węzłów numerycznej siatki obliczeń.

Przy fizykalnym modelowaniu ruchu powietrza w pomieszczeniach w zmniejszonej skali zwykle nie udaje się zamodelować SK nad źródłami ciepła, gdyż nie można zachować równoczesnego podobieństwa wymiany ciepła pomiędzy źródłem i otoczeniem i podobieństwa przepływu w SK powyżej tego źródła. Wyniki przeprowadzonych badań pozwalają jednak stworzyć sposób symulowania takich strug. Podobnie jak przy modelowaniu matematycznym, można by wyłączyć pewną strefę, a na jej brzegach zasymulować przepływ odpowiadający, zgodnie z założonymi skalami modelowania, rzeczywistej strudze konwekcyjnej. Rzeczywis-

te źródło ciepła może zostać zastąpione w tym przypadku przez urządzenia symulujące strugę konwekcyjną.

Omówione badania dotyczyły osiowosymetrycznych SK, które są jednym z czynników wywołujących ruch powietrza w pomieszczeniach wentylowanych. Wydaje się, że możliwe jest podobne przeanalizowanie i zbadanie innych strug występujących w pomieszczeniach. Zastosowana może być do tych badań, po odpowiedniej adaptacji, opracowana metodyka pomiarów mało stabilnych przepływów oraz metoda eksperymentalno-matematycznego modelowania. Można w ten sposób zbadać inne przepływy konwekcyjne występujące w pomieszczeniach i przepływy wywołane infiltracją.

7. LITERATURA

1. Abramowicz G.N.: Tieorija turbulentnych strui, Moskwa 1960.
2. Baines W.D., Ferguson D.C., Schmitt F.: An experimental Study of the Radial and Axial Velocity Distributions in a Buoyant Jet Using Laser-Doppler Anemometry, Int. Symposium on Appl. of Laser-Doppler Anemometry to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal 1982.
3. Baturin W.W., Elterman W.M.: Aeracyja promyszlennych zdanij, Gos. Izd. Lit. po Stroit. Mat., Moskwa 1963.
4. Beier R.A., Gorton R.L.: Thermal Stratification in Factories Cooling Loads and Temperature Profiles. "ASHRAE TRANS". 1978, vol. 84, cz. 1.
5. Bendat J., Piersol A.G.: Metody analizy i pomiaru sygnałów losowych, PWN, Warszawa 1976.
6. Bill R.G., Gebhart B.: The Development of Turbulent Transport in a Vertical Natural Convection Boundary Layer, Int. J. Heat and Mass Transfer 1979, nr 2, s. 267.
7. Cheesewright R.: Turbulent Natural Convection from a Vertical Plane Surface, Trans. of the ASME. J. of Heat Transfer, 1968, vol. 90, s. 1-8.
8. Chen C.J., Chen C.H.: On Prediction and Unified Correlation for Decay of Vertical Buoyant Jets, Trans. of the ASME. J. of Heat Transfer, 1979, vol. 101, s. 532-537.
9. Chu V.H.: L.N. Fan's Data on Buoyant Jets in Crossflow. J. of the Hydraulics Division. 1979, nr 5.
10. Davis L.R., Shirazi M.A., Siegel D.L.: Measurement of Buoyant Jet Entrainment from Single and Multiple Sources, Trans. of the ASME. J. of Heat Transfer, 1978, vol. 100, s. 442-447.
11. Daws L.F.: Movement of Air Streams Indoors. J. Instn. Heat. Vent. Engrs, 1970, vol. 37, s. 241-253.
12. Ero M.I.O.: Buoyant Plume Prise in Atmospheric Inversions, Int. J. Heat Mass Transfer, 1977, vol. 20, s. 403-407.
13. Eskinazi S.: Fluid Mechanics and Thermodynamics of our Environment, Academic Press 1975.
14. Fanger P.O.: Thermal Comfort Analysis and Applications in Environmental Engineering, Danish Techn. Press, Copenhagen 1970.
15. Fiedorowicz L.: Boundary Layer of Air on a Nude Man (manikin) Caused by Free Convective Heat Exchange, Thermal Insulation Laboratory, Technical University of Denmark, (internal report).
16. Fox D.G.: Forced Plume in a Stratified Fluid. J. of Geophysical Research, 1970, vol. 75, nr 33, s. 6818-6835.
17. George W.K., Alpert R.T., Tamanini F.: Turbulence Measurement in an Axisymmetrical Buoyant Plume. Int. J. Heat Mass Transfer, 1977, vol. 20, s. 1145-1154.
18. George W.K.Jr., Gapp S.P.: A Theory for Natural Convection Turbulent Boundary Layer next to Heated Vertical Surfaces. Int. J. of Heat Mass Transfer, czerwiec 1979.
19. Gosman A.D., Nielsen P.V., Restivo A., Whitelaw J.H.: The Flow Properties of Rooms with Small Ventilation Openings, Trans. of the ASME. J. of Heat Transfer, 1980, vol. 102.

20. Graebel W.P.: The Influence of Prandtl Number on Free Convection in a Rectangular Cavity. Int. J. Heat Mass Transfer, 1981, vol. 24.

21. Hannay J., Laret L., Lebrun J., Marret D., Nusgens P.: Thermal Comfort and Energy Consumption in Winter Conditions - a New Experimental Approach. ASHRAE TRANS. 1978, cz. 1, vol. 84, nr 2479.

22. Hatch T.F., Barron-Oronzco D.: Air Flow in Free Convection over Heated Bodies. ASHAE TRANS. 1957, vol. 63, nr 1602.

23. Hinze I.O.: Turbulence, Mc Graw Hill Book Co., 1975.

24. Hirst E.A.: Buoyant Jets Discharged to Quiescent Stratified Ambients. J. of Geophysical Research. 1971, vol. 76, nr 30, s. 7375-7384.

25. Hishida M., Nagano Y.: Simultaneous Measurement of Velocity and Temperature in Nonisothermal Flows, Trans. of the ASME. J. of Heat Transfer. 1978, vol. 100, s. 340-345.

26. Holmberg R., Larsson M., Sundkvist I.G.: Berakning av hastighets-fodelningen i en ventilerad lokal, Sartryck ur VVS 1975, nr 10.

27. Honma H.: The Effect of Free Convection Caused by Occupant's Metabolism on Thermal Environment of a Room, A4-serien No 23, Department of Heating & Ventilating, Royal Institute of Technology, Stockholm, Sweden 1979.

28. Houghten F.C., Blackshaw J.L.: Indices of Air Change and Air Distribution. ASHVE TRANS. 1939, vol. 39, nr 959.

29. Jaluria Y., Gebhart B.: On Transition Mechanisms in Vertical Natural Convection Flow. J. Fluid Mechanics. 1974, vol. 66, cz. 2, s. 309-337.

30. Jaluria Y., Gebhart B.: Stability and Transition of Buoyancy-induced Flows in a Stratified Medium. J. Fluid Mechanics. 1974, vol. 66, cz. 3, s. 593-612.

31. Jaluria Y., Gebhart B.: On the Buoyancy-induced Flow Arising from a Heated Hemisphere. Int. J. Heat Mass Transfer. 1975, vol. 18, s. 415-431.

32. Kajl S.: Analiza pól temperatur i prędkości powietrza w pomieszczeniu klimatyzowanym, Praca doktorska, Politechnika Wrocławska, Wrocław 1976.

33. Koh R.C.Y., Brooks N.H.: Fluid Mechanics of Waste-water Disposal in the ocean. Annual Review of Fluid Mechanics. 1975, vol. 7.

34. Kotsovinos N.E.: Dilution in a Vertical Round Buoyant Jet. J. of the Hydraulics Division. 1978, nr 5.

35. Lewis H.E., Forster A.R., Mullan B.J., Cos R.N., Clark R.P.: Aerodynamics of the Human Microenvironment. The Lancet. 1969, nr 28, s. 1273-1277.

36. Lipiński D.M.: Komputerowa symulacja ruchu płynu w przestrzeni dwuwymiarowej, Raport IOiW Politechniki Warszawskiej, Warszawa 1984.

37. List F.J., Imberger J.: Turbulent Entrainment in Buoyant Jets and Plumes. J. of the Hydraulic Division. 1973, nr 9, s. 1461-1474.

38. Madni I.K., Pletcher R.H.: Prediction of Turbulent Forced Plumes Issuing Vertically into Stratified or Uniform Ambients, Trans. of the ASME. J. of Heat Transfer, luty 1977, s. 99-104.

39. Malicki M.: Wentylacja przemysłowa, PWN, Warszawa 1970.

40. Mierzwiński S., Majerski S.: Modelowanie procesów wentylacji, Nowa Technika w Inżynierii Sanitarnej, Ogrzewanie i Wentylacja, Arkady, Warszawa 1972.

41. Mierzwiński S., Popiołek Z.: Anemometria i jej zastosowanie w badaniach modelowych procesów wentylacji i odpylania, Wyd. PAN, Zakład Narodowy im. Ossolińskich, Wrocław 1980.

42. Mierzwiński S.: Air Motion and Temperature Distribution above a Human Body in Result of Natural Convection, A4-series No. 45, Department of Heating & Ventilating, Royal Institute of Technology, Stockholm, Sweden 1980.

43. Mierzwiński S., Popiołek Z.: The Convective Plume above the Human Body as a Factor of the Ventilation Processes, Tekniska Meddlenden No. 192, Department of Heating & Ventilating, Royal Institute of Technology, Sweden 1981.

44. Mierzwiński S., Popiołek Z.: Experimental Verification and Possibilities of Application of a Plume Model above a Point Heat Source, A4-series No. 58, Department of Heating & Ventilating, Royal Institute of Technology, Stockholm. Sweden 1982.

45. Mierzwiński S., Popiołek Z.: The Method of Mathematical Physical Modelling of Convective Flows in Rooms, Proc. of the Int. Conf. System Simulation in Buildings, Liege, Belgium, 1982, s. 471-494.

46. Mierzwiński S., Popiołek Z.: The Convective Flow above Human Body as a Factor Contributing to Air Motion Control in Ventilated Rooms, Proc. of the II Int. Congress on Building Energy Management, Ames, Iowa, USA 1983.

47. Mierzwiński S., Popiołek Z.: Modelowanie przepływów konwekcyjnych nad źródłami ciepła na potrzeby wentylacji, COW, 1984, nr 10.

48. Mollendorf J.C., Gebhart B.: An Experimental and Numerical Study of the Viscous Stability of a Round Laminar Vertical Jet with and without Thermal Buoyancy for Symmetric and Asymetric Disturbances. J. Fluid Mechanics 1973, vol. 61, cz. 2, s. 367-399.

49. Morton B.R.: The Choice of Conservation Equations for Plume Models. J. of Geophysical Research 1971, vol. 76, nr 30, s. 7409-7416.

50. Moskal S., Popiołek Z., Tokarski J., Wiechuła O.: Ośmiokanałowy anemometr-termometr do pomiarów prędkości i temperatury w pomieszczeniach wentylowanych, II Seminarium "Zastosowanie Mechaniki Płynów w Ochronie Środowiska", Wisła 1985.

51. Nawoj H.J., Hickman R.S.: An Experimental Investigation of the Plume Velocity Field above a Horizontal Line Heat Source, Trans. of the ASME. J. of Heat Transfer, 1977, vol. 99, s. 609-613.

52. Nielsen P.V.: Flow in Air Conditioned Rooms, Praca doktorska, Nordborg, Dania 1974.

53. Olesen B.W., Thorshauge J.: Differences in Comfort Sensations in Spaces Heated by Different Methods (Danish experiment), Indoor Climate, Danish Building Research Institute, Copenhagen 1979, s. 645-676.

54. Olivieri J.B., Singh T.: Effects of Supply and Return Location on Stratification. ASHRAE TRANS. 1979, vol. 85, cz. 1.

55. Papanicolaou P.N., List J.E.: Turbulent Mass and Momentum Transport in Round Vertical Buoyant Jets, Int, Symposium on Appl. of Laser-Doppler Anemometry to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal 1982.

56. Pera L., Gebhart B.: Experimental Observations Wake Formation over Cylindrical Surfaces in Natural Convection Flows. Int. J. Heat Mass Transfer, 1972, vol. 15, s. 175-177.

57. Popiołek Z.: Dobór przetworników pomiarowych do badania ruchu gazu w procesach wentylacji i odpylania, Praca doktorska, Politechnika Śląska, Gliwice 1979.

58. Popiołek Z.: Statystyczne błędy pomiaru prędkości i turbulencji przepływu, IV Krajowa Konferencja Mechaniki Cieczy i Gazów, Łódź-Burzenin, 8-13 wrzesień 1980.

59. Popiołek Z.: Problems of Testing and Mathematical Modelling of Plumes above Human Body and other Extensive Heat Sources, A4-series No. 54, Department of Heating & Ventilating, Royal Institute of Technology, Stockholm, Sweden 1981.

60. Popiołek Z., Moskal S.: Termoanemometr do praktycznych pomiarów prędkości ruchu powietrza w pomieszczeniach, Materiały VII Konferencji Wentylacja w Budownictwie i Przemyśle, Kraków 1982.

61. Popiołek Z., Knapek P.: Analysis of the Integral Method of Plume Calculation, A4-series No. 59, Department of Heating & Ventilating, Royal Institute of Technology, Stockholm, Sweden 1982.

62. Popiołek Z., Mierzwiński S.: Buoyant Plume Calculation by Means of the Integral Method, A4-series No. 89, Department of Heating & Ventilaging, Royal Institute of Technology in Stockholm, Sweden 1984.

63. Powe R.E., Scanlan J.A., Larson T.A.: Flow Studies for Natural Convection in Liquids Between a Sphere and its Cubical Enclosure. Int. J. Heat Mass Transfer 1979, vol. 20, s. 150-169.

64. Pryputniewicz R.J., Bowley W.W.: An Experimental Study of Vertical Buoyant Jets Discharged into Water of Finite Depth, Trans. of the ASME. J. of Heat Transfer 1975, nr 5.

65. Rapp G.M.: Convective Heat Transfer and Convective Coefficients of Nude Man, Cylinders and Spheres at Low Air Velocities. ASHRAE TRANS 1973, vol. 79, nr 2264, cz. 1.

66. Rheinlonder J.: Numerische Berechnung von Varwiegend durch die Schwerkraft Augetrieben Roustromungen, Dissertation, Dusseldorf 1981.

67. Rollos M.: On the Possibilities and Limitations of Modelling Room Air Flow Conditions, Vakgroep Chenishe Werktuigen Koudetechniek en Klimaatregeling, Technish Hogeshool Delft, WTHD98, maj 1977.

68. Rouse H., Yih S.C., Humpreys H.W.: Gravitational Convection from a Boundary Source. A Quarterly J. of Geophysics Tellus 1954, vol. 4.

69. Sakamoto Y., Matsuo Y.: Numerical Predictions of Three Dimensional Flow in a Ventilated Room Using Turbulence Models, Appl. Math. Modelling, 1980, vol. 4.

70. Sammakia B., Gebhart B.: Transient and Steady-state Numerical Solution in Natural Convection, Numerical Heat Transfer, 1979, nr 1, s. 529.

71. Schmidt B.: Turbulente Ausbreitung eines Stromes erhiteter Luft. Z. Angew. Math. Mech. 1941, z. 21.

72. Seban R.A., Behnia M.M.: Turbulent Buoyant Jets in Unstratified Surroundings. Int. J. Heat Mass Transfer 1976, vol. 19, s. 1197-1204.

73. Soerich E., Turkiewicz K.: Kształtowanie strumieni nawiewnych w układach termowentylacji, VI Krajowa Konferencja nt. Wentylacja w budownictwie i przemyśle, Kraków 1978.

74. Sutton O.G.: The Dispertion of Hot Gases in the Atmosphere. J. Meteorology 1950, vol. 7, s. 307-312.

75. Szepieliew I.A.: Aerodynamika wozdusznych potokow w pomieszczenii, Strojizdat, Moskwa 1978.

76. Tamanini F.: The Effect of Buoyancy on the Turbulence Structure of Vertical Round Jets, Trans. of the ASME, J. of Heat Transfer 1978, vol. 100, s. 659-664.

77. Timmous M.B., Albright L.G., Furry R.B., Torrance K.E.: Experimental and Numerical Study of Air Movement in Slot-ventilated Enclosures. ASHRAE TRANS. 1980, vol. 86, cz. 1.

78. Turner J.S.: Buoyant Plumes and Thermals. Annual Review of Fluid Mechanics, 1969, vol. 1, s. 2944.

79. Turner J.S.: Buoyancy Effects in Fluids, Cambridge University, Press 1973.

80. Wright S.J., Wallace R.B.; Two-dimensional Buoyant Jets in Stratified Fluid. J. of the Hydraulic Division, 1979, nr 11.

81. Wright S.J.: Mean Behavior of Buoyant Jets in a Cross-flow. J. of the Hydraulic Division, 1977. nr 5.

BADANIE I MODELOWANIE STRUG KONWEKCYJNYCH
Z UWAGI NA KSZTAŁTOWANIE PROCESU WENTYLACJI

S t r e s z c z e n i e

W monografii przedstawiono badania dotyczące jednego z istotnych elementów procesu wentylacji, jakim są strugi konwekcyjne. Omówiono zastosowaną metodykę pomiarów parametrów przepływu w mało stabilnych w swojej naturze strugach konwekcyjnych i wyniki pomiarów wykonanych w strugach nad źródłami ciepła o różnych wymiarach i mocy. Przedstawiono przegląd różnych metod obliczania strug konwekcyjnych. Ponieważ dotychczas stosowane metody obliczeniowe miały małą praktyczną przydatność, opracowano nową eksperymentalno-matematyczną metodę modelowania strug konwekcyjnych. W monografii prezentowane są założenia tej metody i sposób w jaki można ją praktycznie wykorzystywać. Głównym elementem tej metody jest całkowy sposób obliczania przepływu w strefie samopodobieństwa przepływu średniego. Prezentowane są wyniki obliczeń pozwalające przeanalizować wpływ brzegowych wartości parametrów strugi i stratyfikacji otoczenia na rozkłady prędkości i tempeatury. Przedstawiono również w jaki sposób określono wartości współczynników charakteryzujących turbulentną dyfuzję ruchu i ciepła w strugach konwekcyjnych i wyniki eksperymentalnej weryfikacji opracowanej metody modelowania.

ИССЛЕДОВАНИЕ И МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНВЕКЦИОННЫХ СТРУЙ
ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ ПРОЦЕССА ВЕНТИЛЯЦИИ

Р е з ю м е

В монографии предоставлены исследования относящиеся к одному из существенных элементов процесса вентиляции – конвекционным струям. Обсуждено принятую методику измерений параметров течения в мало устойчивых в своём характере конвекционных струях и результаты измерений сделанных в струях над источниками тепла с разными размерами и мощностью. Представлено проомотр разных методов расчёта конвекционных струй. Так, как применяемые до сих пор расчётные методы характеризовались небольшой практической пригодностью бы разработан новый экспериментально-математический метод моделирования конвекционных струй. В монографии показаны принципы этого метода и способ его практического применения. Главным элементом этого метода является интегральный способ расчёта течения в зоне самоподобия среднего течения. Указаны результаты расчёта, дающие возможность проанализировать влияние значений параметров струи и стратификации окружающей среды на распределения скорости и температуры. Представлено тоже как определялись значения коэффициентов характеризующих турбулентную диффузию движения и тепла в конвекционных струях и результаты экспериментальной верификации составленного метода моделирования.

TESTING AND MODELLING OF BUOYANT PLUMES
IN CONSIDERATION OF VENTILATION PROCESS FORMING

S u m m a r y

The monograph presents studies referring to one of the essential elements of a ventilation process that is to buoyant plumes. The applied methodics of flow parameter measurements carried out in buoyant plumes of low stability is discussed as well as the results of measurements carried out in plumes above heat sources of different sizes and powers. Various methods of buoyant plumes calculation are revieved. Since calculation methods applied so far have not been very useful in practice, a new experimental - mathematical method of buoyant plumes modelling has been worked out. The monograph presents the assumptions for the method and the way in which it can be practically applied. The basic element of the method is the integral way of flow calculation in the self-similarity of mean motion zone. The calculation results that are presented make it possible to analyse the influence of boundary values of plume parameters and of ambient stratification on velocity and temperature distributions. The monograph presents the way in which the values of coefficients characterizing turbulent diffusion of motion and heat in plumes are determined as well as the results of experimental verification of the modelling method.

Cena zł 131,—

WYDAWNICTWA NAUKOWE I DYDAKTYCZNE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ MOŻNA NABYĆ W NASTĘPUJĄCYCH PLACÓWKACH:

44-100 Gliwice — Księgarnia nr 096, ul. Konstytucji 14 b
44-100 Gliwice — Spółdzielnia Studencka, ul. Wrocławska 4 a
40-950 Katowice — Księgarnia nr 015, ul. Żwirki i Wigury 33
40-095 Katowice — Księgarnia nr 005, ul. 3 Maja 12
41-900 Bytom — Księgarnia nr 048, Pl. Kościuszki 10
41-500 Chorzów — Księgarnia nr 063, ul. Wolności 22
41-300 Dąbrowa Górnicza — Księgarnia nr 081, ul. ZBoWiD-u 2
47-400 Racibórz — Księgarnia nr 148, ul. Odrzańska 1
44-200 Rybnik — Księgarnia nr 162, Rynek 1
41-200 Sosnowiec — Księgarnia nr 181, ul. Zwycięstwa 7
41-800 Zabrze — Księgarnia nr 230, ul. Wolności 288
00-901 Warszawa — Ośrodek Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych PAN — Pałac Kultury i Nauki

Wszystkie wydawnictwa naukowe i dydaktyczne zamawiać można poprzez Składnicę Księgarską w Warszawie, ul. Mazowiecka 9.