ZESZYTY NAUKOWE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ

JAN NADZIAKIEWICZ

TEORETYCZNO-EKSPERYMENTALNY MODEL RADIACYJNEGO PRZEPŁYWU CIEPŁA W PŁOMIENIU GAZOWYM

# ENERGETYKA



## POLITECHNIKA ŚLĄSKA

ZESZYTY NAUKOWE

Nr 984

511233

5.81

P. 3349 89 JAN NADZIAKIEWICZ

**TEORETYCZNO-EKSPERYMENTALNY MODEL RADIACYJNEGO PRZEPŁYWU CIEPŁA** W PŁOMIENIU GAZOWYM

#### OPINIODAWCY

Prof. dr hab. inż. Zbigniew Pietrzyk Prof. dr inż. Jan Szargut

#### KOLEGIUM REDAKCYJNE

REDAKTOR NACZELNY REDAKTOR DZIAŁU SEKRETARZ REDAKCJI Prof. dr hab. inż. Jan Węgrzyn
 Doc. dr hab. inż. Gerard Kosman
 Mgr Elżbieta Leśko

#### OPRACOWANIE REDAKCYJNE Mgr Anna Błażkiewicz

Wydano za zgodą Rektora Politechniki Śląskiej

LATER OF PRESS PRESS OF PRESS OF PRESS

PL ISSN 0372-9798

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

 Nakl. 160+85
 Ark. wyd.7,1
 Ark. druk. 6,125
 Papier offset. kl. III.70x100,76 g

 Oddano do druku 29.11.88
 Podpis.do druku 16.02.89
 Druk ukończ. w kwietniu 1989

 Zam. 854,88
 C-24
 Cena zł 142,-

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

P.158 89

#### SPIS TRESCI

Str.

1. Przedmowa	9
Watniajsza oznaczenia i indeksy	11
2. Wazniejsze Oznaczenia i indeksy	
I. WPROWADZENIE	13
3. Badania płomieni gazowych	13
3.1. Metody badania płomieni gazowych	13
3.2. Metody obliczeniowe procesów spalania	15
3.3. Płomień w komorze spalania	17
4. Cel pracy i przyjętę założenia	21
II. MODEL RADIACYJNEGO PRZEPŁYWU CIEPŁA W PŁOMIENIU GAZOWYM	23
5. Równania przenoszenia promieniowania w ośrodku emitująco-absor- bującym	23
5.1. Przyrost intensywności promieniowania	23
5.2. Radiacyjny strumień energii	24
5.3. Przybliżone rozwiązania równania przenoszenia promieniowa- nia	25
5.4. Porównanie metod rozwiązania równań przenoszenia promienio- wania	26
<ol> <li>Równania radiacyjnego przepływu energii w płomieniu gazowym w przybliżeniu różniczkowym</li> </ol>	27
6.1. Założenia i uproszczenia metody	27
6.2. Równania przenoszenia promieniowania w geometrii prosto- kątnej	28
6.3. Warunki brzegowe	30
6.4. Równania przenoszenia promieniowania i warunki brzegowe w geometrii cylindrycznej	32
6.5. Uproszczone rozwiązania równań przenoszenia promieniowania	36
6.6. Wielkości wymagane dla rozwiązania równań przenoszenia pro- mieniowania	41
TIL EKSDERYMENTALNE WYZNACZANIE WŁASNOŚCI RADIACYJNYCH PŁOMIENI GAZO-	
WYCH	42
7. Metoda wyznaczania własności radiacyjnych płomżeni	42
7.1. Przyrost intensywności promieniowania w ośrodku emitująco- -absorbującym	42
7.2. Rozwiązanie dla warstwy emitująco-absorbującej	43

	-	-	
5	τ	r	۰

	7.3. Rozwiązanie dla warstwy słabo pochłaniającej	45
	7.4. Przybliżone rozwiązanie dla warstwy słabo pochłaniającej	47
	7.5. Uwzględnienie pochłaniania i emisji w spalinach otaczają- cych płomień	48
	7.6. Porównanie rozwiązań dla warstwy słabo pochłaniającej i dla warstwy emitująco-absorbującej	49
	7.7. Temperatura "radiacyjna" gazu	51
	7.8. Uwzględnienie pasmowego charakteru promienia gazów	51
8.	Pomiary w doświadczalnej komorze spalania	53
	8.1. Uwagi o metodzie pomiarowej	53
	8.2. Sposób pomiaru intensywności promieniowania płomienia	55
	8.3. Opis stanowiska pomiarowego	57
	8.4. Obliczenie udziału promieniowania w pasmach w całkowitej energii radiacyjnej tła	58
	8.5. Wyniki pomiarów	60
	8.6. Obliczenia własności radiacyjnych płomienia	61
	8.7. Omówienie wyników pomiarów i obliczeń oraz ocena ich do- kładności	76
IV. RC WY	DZWIĄZANIE RÓWNAŃ PRZENOSZENIA PROMIENIOWANIA W PŁOMIENIU GAZO- KM	79
9.	Rozwiązanie numeryczne w geometrii cylindrycznej	79
	9.1. Podział róźnicowy i równania różnicowe	7
	9.2. Sposób rozwiązania układu równań różnicowych	8
	9.3. Przykładowe wyniki obliczeń	8:
	9.4. Omówienie wyników i ocena ich dokładności	8.
	ACTINGUANTE DEACY	9
V. POL	JSUMOWANIE PRACI	~
10.	. Wnioski końcowe	9
LITER	ATURA	9
0000000	CORDUTA	9
STREST	ZCZENIA	
	and a second second similar and a contract of the second	

	contractor of the state of Many ATAMAN STATES and Francisco States and Francisco States	
	Содержание	
		CTD.
	-Address of the state of the st	
1.	Вступление	Ģ
2.	Список обозначений и индексов	11
I.	введение	13
	З. Исследования газовых факедов	13
		10
	3.1. Методы исследования газовых факелов	13
	3.2. Методы вычислений газовых факелов	15
	З.З. Факель в камере сгорания	17
	4. Цель работы и принятые предположения	21
II	. МОДЕЛЬ РАДИАЦИОННОГО ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ В ГАЗОВОМ ФАКЕЛЕ	23
	5. Уравнения ралиационного переноса энергии в энитирионе-полло-	
	цающим газе	23
	5.1. Увеличение интенсивности рализнии	07
	5.2. Раниание поток внартии	20
		24
	знергии	25
	5.4. Сравнение методов решения уравнений ралиационного перено-	~~
	са энергии	26
	6. Уравнения радиационного переноса внергии в газовом факеле в	
	дифференциальном приближении	27
	6.1. Прелноложения и упрошения	07
	6.2. Управления полнали излование волого волого в такие в состание в	27
	ной геометрии	28
	6.3. Граничные условия	30
	6.4. Уравнения радиационного переноса энергии и граничные ус-	00
	ловия в цилиндрической геометрии	32
	6.5. Упрощенные решения уравнений радиационного переноса энер-	
	ГИИ сооссосовоесовоесовоесовоесовоесовоесов	36
	6.6. Величины необходимые для решения уравнений радиационного	
	NCLORDER OFFICE SSCREESSCREESSCREESCREESCREESSCREESSCREESSCREES	41
III	- SKOREPUNEHTATSHOE OFFERENERE PARALMONNY CROCORD TACODILY AA	
-	KEJOB	42
,	7 Momor office results and the second s	
	метод определения радиационных свойств факелов	42
	7.1. Увеличение интенсивности радиации в излучающей и погло-	
	цающем среде	42
	7.2. гешение для излучающего и поглощающего слоя	43

- 8 -

CTP.

		-
	7.3. Решение для непоглощающего слоя	4
	7.4. Приближенные решение для непоглощающего слоя	4
	7.5. Учет поглощения и излучения в газе вокруг факеля	4
	7.6. Сравнение решений для непоглощающего слоя и для излучаю-	
	щего и поглощающего слоя	4
	7.7. "Радиационная" температура газа	5
	7.8. Учет полосного характера излучения газов	5
8.	Измерение в экспериментальной камере сгорания	5
	8.1. Замечания о методе измерений	5
	8.2. Способ измерения интенсивности радиации факеля	5
	8.3. Описание экспериментальной установки	5
	8.4. Вычисление доли знергии излученной в полосах в целой ра- диационной энергии стенки	5
	8.5. Результаты измерений	6
	8.6. Вычисление радиационных свойств факеля	6
	8.7. Дискуссия результатов измерений и вычислений и оценка их погредности	7
IV.Р Л	ЕЩЕНИЕ УРАВНЕНИЙ РАДИАЦИОННОГО ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ В ГАЗОВОМ ФАКЕ- Е	7
9.	Численное решение в цилиндрической геометрии	7
	9.1. Разностная схема и разностные уравнения	7
	9.2. Метод решения системы разностных уравнений	-8
	9.3. Примерные результаты вычислений	8
	9.4. Дискуссия результатов и оценка их погрепности	8
<u>v</u> . ит	ОГИ РАБОТН	9
v. 111		0
10	. Окончательные замечания	9
JUTEI	АТУРА	9
PESKM	₪	9

CONTENTS

Page

47

1. Preface	9
2. Important symbols and indices	11
I. INTRODUCTION	13
3. Investigations of gas flames	13
3.1. Methods of investigation of gas flames	13
3.2. Methods of calculations of combustion processes	15
3.3. Flame in a combustion chamber	17
4. Aim of the dissertation and general assumptions	21
II. MODEL OF RADIATION TRANSPORT IN THE GAS FLAME	23
5. Equations of radiation transport in emitting-absorbing media	23
5.1. Increase of radiation intensity	23
5.2. Radiation energy flux	24
5.3. Approximate solutions of equation of radiation transport .	2.5
5.4. Comparison of methods of solving equations of radiation trans-, port	26
6. Equations of radiation transport in the gas flame in differential approximation	27
6.1. Assumptions and simplifications of the method	2,7
6.2. Equations of radiation transport in cartesian geometry	28
6.3. Boundary conditions	30
6.4. Equations of radiation transport and boundary conditions	32
6.5 Approximate colutions of equations of radiation transment	26
6.6. Values of coefficients needed to solve equations of ra-	30
diation transport	41
III. EXPERIMENTAL INVESTIGATIONS OF RADIATION PROPERTIES OF GAS FLA- MES	42
7. Method o'f determining of radiation properties of gas flames	42
7.1. Increase of intensity of radiation in emitting-absorbing media	42
7.2. Solution for emitting-absorbing gas layer	43
7.3. Solution for non-absorbing gas layer	45

7.4. Approximate solution for non-absorbing gas layer .....

- 8 -

	Page
7.5. Allowance for absorption and emission of gas surrounding	
The flame	48
for emitting-absorbing gas layer	49
7.7. "Radiation" temperature of gas	51
7.8. Allowance for band character of gas radiation	51
8. Measurements in experimental combustion chamber	53
8.1. Some remarks about measurement method	53
8.2. Method of measurement of intensity of radiation	55
8.3. Description of experimental system	57
8.4. Determination of ratio of radiation in bands in total ra- diation of the background	58
8.5. Results of measurements	60
8.6. Calculations of radiation properties of the flame	61
8.7. Discussion of results of experiments and calculations and estimation of their accuracy	76
IV. SOLUTION OF EQUATIONS OF RADIATION TRANSPORT IN THE GAS FLAME	79
9. Numerical solution in cylindrical geometry	79
9.1. Difference grid and difference equations	79
9.2. Method of solution of system of difference equations	81
9.3. Results of calculations for one of the flames	82
9.4. Discussion of results and estimation of their accuracy	87
Construction of the second	
. FINAL REMARKS	90
10. Final conclusions	90
EFERENCES	92
UMMARY	96
	20

W procesach przepływu ciepła zachodzących w takich urządzeniach przemysłowych jak piece grzewcze, reaktory chemiczne i kotły istotną rolę odgrywa obecność płomienia jako źródła ciepła w komorze spalania. Płomień jest nie tylko źródłem spalin o wysokiej temperaturze, ale również przekazuje ciepło drogą promieniowania bezpośrednio do ścian komory i do wsadu. Fakt ten jest

1. PRZEDMOWA

często pomijany w obliczeniach, głównie ze względu na brak metod pozwalających na uwzględnienie bezpośredniego promieniowania płomienia. W Instytucie Techniki Cieplnej Politechniki Śląskiej od wielu lat prowadzi się prace nad metodami obliczeniowymi pieców przemysłowych, a także nad procesami spalania i konstrukcją palników. Niniejsza praca przedstawia metodę określania własności radiacyjnych płomieni gazowych i opisuje zjawiska radiacyjnej wymiany ciepła w płomieniu, co jest podstawą uwzględnienia pło-

mienia jako radiacyjnego źródła ciepła w komorze pieca. Praca jest efektem kilku lat badań autora nad własnościami płomieni gazowych, poprzedzonych pracami poświęconymi metodom obliczeniowym pieców przemysłowych.

Opracowane równania opisujące strumień energii radiacyjnej, jak i przedstawiona metoda pomiarowa zostały zilustrowane przykładowymi wynikami pomiarów i obliczeń.

#### 2. WAŻNIEJSZE OZNACZENIA I INDEKSY

- powierzchnia, m<sup>2</sup>
- $c_p$  ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu,  $\frac{J}{kgK}$
- e gęstość strumienia energii radiacyjnej,  $\frac{W}{2}$
- strumień energii radiacyjnej, W
- i intensywność promieniowania, W/m sr
- 1 współrzędna, m

A

Ē

Z

6

- L wymiar, grubość warstwy gazu, m
- r. promień, współrzędna, m
- R promień zewnętrzny bryły płomienia, m; gęstość strumienia energii radiacyjnej w kierunku osi r w równaniach różnicowych, W
- x współrzędna, m
- współrzędna, m
- współrzędna, m
- gęstość strumienia energii radiacyjnej w kierunku osi z w równaniach różnicowych,  $\frac{W}{2}$
- $\alpha$  współczynnik pochłaniania promieniowania,  $\frac{1}{2}$ ; lub kąt płaski, rad
- udział energii radiacyjnej w zakresie pasm promieniowania gazu w całkowitej energii tła lub współczynnik rozpraszania promieniowania, <sup>1</sup>/<sub>m</sub>, lub kąt płaski, rad
- 🕈 współczynnik osłabienia promieniowania, 🚽 lub kąt płaski, rad
- A długość fali promieniowania, m
- $6 = 5.669 \cdot 10^{-8}$  stała Boltzmanna  $\frac{W}{m^2 \kappa}$
- 7 grubość optyczna warstwy gazu, czas
- $\varphi$  współrzędna w geometrii cylindrycznej lub kąt płaski, rad
- $\omega$  liczba.falowa, m<sup>-1</sup>, lub kat przestrzenny, sr

#### INDI KSY

b - ciało doskonale czarne

c - zimne tło

÷ - tarcie 2 - gaz 5 - gorace tło 1, j, k - indeksy przy sumowaniu ok - zakres przeźroczystości gazu ("okno") pm - zakres pasm promieniowania gazu ("pasma") rad - radiacvine ν - na jednostkę objętości

w - ściana (tło)

3. - na jednostkę długości fali

- 12 -

I. WPROWADIENIE

#### 3. BADANIA PŁOMIENI GAZOWYCH

Badania płomieni ida w dwóch kierunkach. Jednym z nich sa pomiary własności płomieni mających wpływ na wymianę ciepła i masy w komorze spalania. Drugim kierunkiem są metody obliczeniowe stosowane w obliczeniach komór spalania i sposoby uwzględniania w nich obecności płomienia.

Badania te są częścią ogólnego kierunku badań nad wymianą ciepła w ośrodkach promieniujących, jednak ze względu na problemy występujące w płomieniach oraz na trudności pomiarowę z tym związane stanowią specyficzną grupę metod pomiarowych i obliczeniowych.

3.1. Metody badania płomieni gazowych

Badania własności płomieni gazowych obejmują wyznaczanie rozkładów temperatury, koncentracji składników gazowych i stałych (sadzy), rozkładów predkości, pomiar własności radiacyjnych oraz strumieni ciepia, Badania te wykorzystują różne techniki pomiarowe, od bezpośredniego pomiaru za pomocą sondy wprowadzonej do płomienia (np. pomiar temperatury termopara), do metod optycznych (np. pomiary prędkości przy zastosowaniu lasera).

Przeglądu podstawowych metod pomiarowych stosowanych w badaniach płomieni i gazów spalinowych w wysokich temperaturach dokonano w [53].

Pomiary temperatury gazów prowadzone mogą być za pomocą termoelementu z odsłonięta spoiną lub za pomocą temopary odciągowej 64, 33. Pierwsza z tych metod wprowadza większy błąd spowodowany wymianą energii drogą promieniowania między spoiną termoelementu a ścianami komory. Błąd ten można oszacować pod warunkiem, że znane są temperatury ścian i że temperatury te niewiele różnią się od siebie. Zaletą natomiast tej metody jest mala średnica spoiny i wynikające stąd małe zaburzenia płomienia.

Pomiary składu gazu wykonywane są za pomocą analizatorów selektywnych opartych na pochłanianiu promieniowania podczerwonego lub za pomocą chromatografów gazowych, np. [10].

Nowoczesne metody pomiarowe wykorzystują pomiary emisji promieniowania płomieni (metody pirometryczne) lub pomiary absorpcji promieniowania laserowego w płomieniu. Rezultatem są na ogół średnie własności radiacyjne płomienia.

Kompleksowe badania turbulentnych płomieni gazu koksowniczego przedstawiono w [17]. Pomiary te prowadzono w warunkach laboratoryjnych, w pionowej komorze o chłodzonych ścianach. Mierzono promieniowanie cieplne płomienia w różnych zakresach długości fali.

Pomiary promieniowania cieplnego wykorzystywane są do wyznaczania temperatur w gazach odlotowych silników odrzutowych [70]. Badano tam rozkład temperatury gazów wypływających z osiowo-symetrycznej komory spalania. Pomiary były wykonywane w otwartej przestrzeni z pominięciem promieniowania tła; w obliczeniach uwzględniono wpływ jedynie CO<sub>2</sub> na promieniowanie spalin. Podobną metodę pomiarową z wykorzystaniem jedynie pochłaniania w gazie przedstawiono w [32].

Pomiary promieniowania płomieni wykorzystuje się do określania własności radiacyjnych płomieni. Uśrednione wartości spektralne emisyjności i absorpcyjności płomieni badano w [52] na podstawie pomiarów emisji promieniowania samego płomienia i pomiarów pochłaniania promieniowania tła.

Lokalne wartości gęstości emisji promieniowania gazów płomieniowych badano w [18]. Wykonywano pomiary promieniowania płomienia na zimnym tle w nagrzanej komorze spalania. Podobne badania lokalnych wartości współczynnika pochłaniania i gęstości emisji promieniowania w płomieniach gazowych przedstawiono w [19]. Wykorzystano przy tym wyniki pomiarów promieniowania zarówno na gorącym tle ścian komory spalania, jak i na zimnym tle.

Inną metodą badano lokalne wartości współczynnika pochłaniania w [54]. Wprowadzono tam do płomienia chłodzony miniaturowy pirometr.

Często obecnie do badań struktury płomieni wykorzystuje się metody spektrometryczne, np. [5, 58]. Metody te stosuje się również do badania całkowitego promieniowania płomieni [11].

Kompleksowe badania spektralne promieniowania gazu zawierającego cząstki stałe przedstawiono w [45]. Badano zarówno pochłanianie w gazie, jak i jego emisję w szerokim zakresie widma i na tej podstawie określono średnią koncentrację cząstek stałych, ich rozmiar i temperaturę.

Pomiary całkowitego promieniowania płomieni wykorzystywano również do badań płomieni zawierających cząstki stałe, np. [39].

Wymianę ciepła między płomieniem a powierzchnią ciała stałego drogą konwekcji badano w  $\begin{bmatrix} 27 \end{bmatrix}$ .

Metody laserowe wykorzystuje się najczęściej do badań rozkładów prędkości oraz do badania turbulencji w płomieniu. Pomiary prędkości gazów w komorze spalania metodą posiewu przedstawiono w [35]. Cząstki dodane do paliwa były oświetlane laserem i rejestrowane metodą szybkiej fotografii.

Równoczesne pomiary prędkości wykonywane anemometrem laserowym (LDA) i pomiary temperatury wykonywane termoparą o małej stałej czasowej przedstawiono w [8]. Numeryczna korelacja obu wielkości mierzonych pozwala na badania stopnia turbulencji w płomieniach. Podobne pomiary przedstawiono w [57].

Równoczesne pomiary prędkości i koncentracji składników w płomieniu dyfuzyjnym przedstawiono w [10, 40]. Pomiary prędkości średnich i chwilowych wykonywano anemometrem laserowym (LDA), a próbkę gazu do analizy chromatograficznej pobierano miniaturową sondą chłodzoną wodą. Pomiary takie pozwalają na badania kinetyki reakcji chemicznych zachodzących w płomieniu. Prowadzono również inne badania nad przebiegiem reakcji chemicznych w gazach płomieniowych [31, 1].

Badania zewnętrznego kształtu płomienia prowadzono również klasycznymi metodami. Szybką fotografię szczelinową zastosowano w [56] do badań rozprzestrzeniania się turbulentnego frontu płomienia. Ogólną strukturę płomieni turbulentnych badano używając światła laserowego do oświetlania płomienia i wykonując zdjęcia fotograficzne, będące rejestracją chwilowego kształtu płomienia [10].

Różnorodność stosowanych technik badawczych wynika z trudności pomiarowych powodowanych przez wysoką temperaturę, reakcje chemiczne i procesy mieszania strug gazu w płomieniu a także z faktu, że wprowadzenie jakiejkolwiek sondy do płomienia zaburza jego stan, np. przez stworzenie lokalnego ośrodka stabilizacji płomienia.

#### 3.2. Metody obliczeniowe procesów spalania

W obliczeniach cieplnych komór spalania najtrudniejsze jest wyznaczenie strumieni energii radiacyjnej wymienianej między ścianami a bryłą gazową. Obliczenia te wykonuje się różnymi metodami, przy zastosowaniu różnych uproszczeń fizycznych i matematycznych. W różny sposób uwzględniany jest też płomień w bryle gazowej komory.

W zależności od przyjętego modelu przepływu gazów i wymiany energii w komorze stosuje się różne modele obliczeniowe [15]. W komorze o długości znacznie większej od wymiaru poprzecznego często stosuje się tzw. model tłokowego przepływu gazów: gazy są jednorodne w kierunku poprzecznym do kierunku przepływu, a wymiana energii drogą promieniowania odbywa się w kierunku prostopadłym do osi komory. Płomień może w tym przypadku być uwzględniony jedynie przez zmianę parametrów gazów wzdłuż długości komory, wynikającą z procesów spalania i wymiany ciepła. Ściśle biorąc, sposób ten nie uwzględnia płomienia jako bryły odrębnej od bryły spalin.

Metody strefowe obliczania pieców pozwalają na wyodrębnienie płomienia spośród gazów spalinowych. Na ogół uśredniane bywają własności gazów w całej objętości strefy, a uwzględnienie płomienia wymagałoby wyodrębnienia strefy o kształcie zbliżonym do kształtu płomienia. Konieczna jest przy tym znajomość parametrów radiacyjnych gazów uśrednionych po całej bryle (strefie) płomienia. Fodobny sposób postępowania można zastosować w metodach strumieniowych i w metodzie Monte-Carlo.

Odmianą metody strefowej jest metoda tzw. powierzchni pozornych [13]. Pozwala ona łatwiej zapisać równania przepływu energii radiacyjnej między strefami. Metodę tę do obliczeń płomienia olejowego zastosowano w [12].

- 15 -

Przy obliczaniu pieców komorowych najczęściej uśrednia się własności spalin w całej objętości komory, np. [42, 50]. W tym modelu nie ma możliwości wyodrębnienia płomienia, mimo iż jego obecność ma duży wpływ na niejednorodność rozkładu temperatury w komorze.

Istnieją liczne metody obliczania wymiany energii drogą promieniowania w ośrodkach niejednorodnych pod względem składu i temperatury. Często w obliczeniach pieców gazy traktuje się jako szare, np. [38]. Dwustrumieniowy, jednowymiarowy opis radiacyjnego przepływu energii w płomieniach znajdujących się w otwartej przestrzeni zastosowano w [30]. Gaz traktuje się tam jako szary, a do rozwiązania układu równań różniczkowych zastosowano metodę elementów skończonych.

Rezygnując – traktowania gazów jako szare, można opisać ich własności radiacyjne jako sumę składowych kilku gazów szarych, np. [28, 6].

Przegląd metod obliczania radiacyjnej wymiany energii w układach ze spalaniem przedstawiono w  $\begin{bmatrix} 59 \end{bmatrix}$ .

Wiele prac poświęcono innym metodom obliczeń pieców grzewczych z uwzględnieniem promieniowania gazów i ścian. W [36] badano wpływ różnych czynników wpływających na dokładność obliczeń radiacyjnego przepływu energii w nieizotermicznej komorze metodą Monte-Carlo. Inne modele promieniowania gazów w obliczeniach przepływu energii badano w [60].

W [23] przedstawiono zastosowanie metody Monte-Carlo do obliczeń radiacyjnej wymiany energii w komorze pieca, a metodę różnicową do obliczeń rozkładu temperatur w grzanym wsadzie.

Modele matematyczne wymiany ciepła w różnych typach pieców przemysłowych przedstawiono w [49, 51, 55, 12]. W [48] rozpatrywano promieniowanie gazów odrębnie w zakresie przeźroczystości (tzw. okien) i w zakresie pasm aktyw-nych.

Inną drogą podejścia do zagadnień wymiany ciepła i masy w komorach spalania jest numeryczne rozwiązywanie równań bilansu energii, bilansu masy i równań ruchu. Klasyczną pozycją jest tu Spalding [46]. Podobnie rozwiązywane są te zagadnienia w [7] i [9]. We wszystkich tych przypadkach o dokładności wyników decyduje dokładność danych o własnościach ośrodka, wprowadzonych do obliczeń.

Możliwe jest również zastosowanie teorii podobieństwa do zagadnień spalania. Poszukuje się przy tym kryteriów, które opisywałyby proces spalania w zmiennych bezwymiarowych, np. [27, 61]. Można również opisać rozkład temperatury, prędkości czy koncentracji składników za pomocą uniwersalnych równań ze zmiennymi bezwymiarowymi [25, 24].

Analiza przeprowadzona w [68] wskazuje, że wymiana energii drogą promieniowania ma istotny wpływ na procesy zachodzące w laminarnym płomieniu dyfuzyjnym.

Promieniowanie w połączeniu z innymi drogami przenoszenia energii rozpatrywano w [66]. Stwierdzono tam, że dla laminarnego przepływu gazu w cylindrycznym kanale przenoszenie promieniowania w kierunku osiowym może być pominięte w porównaniu z przenoszeniem promieniowania w kierunku promieniowym i z entalpią płynu.

- 17 -

Metody analityczno-numeryczne zastosowane do obliczeń przepływu energii w komorach o różnych kształtach przedstawiono w [41, 44].

Jedną z analitycznych metod rozwiązywania problemów radiacyjnej wymiany energii w gazach jest przybliżenie różniczkowe, zamieniające całkowo-różniczkowe równania przepływu energii radiacyjnej w gazie na równania różniczkowe. Przybliżenie różniczkowe zastosowano do obliczeń przepływu energii w prostopadłościennej komorze pieca [34]. Stwierdzono tam, że przybliżenie różniczkowe może z wystarczającą dokładnością być stosowane dla ośrodków szarych i jednorodnych.

Możliwe jest zastosowanie przybliżenia różniczkowego również do ośrodków rozpraszających [3]. Równania przybliżenia różniczkowego powinny być zapisane tak, by uwzględniały rozproszenie wraz z pochłanianiem promieniowania, co jest łatwe dla ośrodków słabo rozpraszających.

Istnieja również modele czysto teoretyczne płomienia oparte na uproszczonych równaniach rozkładu prędkości w strudze swobodnej, na równaniach bilansu energii i bilansu pędu w strudze, np. [26]. Model płomienia kinetycznego z uwzględnieniem stopnia wypalenia, jako kryterium istnienia powierzchni stechiometrycznej, przedstawiono w [69].

Inny sposób uwzględnienia płomienia w obliczeniach przepływu ciepła przedstawiono w [14], gdzie płomień został wyróżniony jako odrębna bryła gazowa, o pewnych uśrednionych własnościach radiacyjnych. Jednak własności te nie wynikają z procesów zachodzących w płomieniu, lecz są raczej wielkościami bilansowymi.

Podsumowując te część rozważań nad drogami rozwiązywania złożonych problemów przepływu energii w ośrodkach optycznie czynnych, można zacytować D.W. Condiffa [3], który stwierdził, że "stosunkowo prosta a przy tym ogólna metoda podejścia do problemów radiacyjnego przepływu energii w ośrodkach emitująco-absorbujących, z uwzględnieniem innych dróg przepływu energii jest ciągle poszukiwana i będzie miała szerokie zastosowanie".

3.3. Płomień w komorze spalania

Z punktu widzenia wymiany ciepła płomień jest to obszar, w którym zachodzą procesy spalania i którego własności termiczne i radiacyjne są różne od własności otaczających go spalin. W obszarze tym zachodzi wiele skomplikowanych procesów: reakcje chemiczne, mieszanie się strug paliwa, utleniacza i spalin, wymiana ciepła drogą konwekcji, przewodzenia i promieniowania i inne. Procesy te mogą być opisane za pomocą układu równań różniczkowych z odpowiednimi warunkami brzegowymi. Ich rozwiązanie w chwili obecnej jest jednak niemożliwe bez stosowania poważnych uproszczeń, często zniekształcających obraz zachodzących procesów. W szczególności wymagana jest znajomość lokalnych wartości różnych własności gazów płomieniowych.

- 16 -

Dla wymiany ciepła najważniejsze jest równanie bilansu energii, które w ogólnym zapisie dla elementarnej objętości ma postać:

$$c_{p} \frac{DT}{D\vec{c}} = \frac{D\rho}{D\vec{c}} + \nabla(\lambda \nabla T) - \nabla \vec{e} + \dot{q}_{f}$$

W równaniu tym lewa strona przedstawia przyrost entalpii spowodowany przyrostem temperatury i przepływu płynu, a wyrazy po prawej stronie oznaczają odpowiednio: zmianę energii spowodowaną kompresją czynnika, zmianę energii spowodowaną przewodzeniem, promieniowaniem, wewnętrzną generacją ciepła oraz ciepło tarcia pochłonięte przez płyn.

W przypadku płomieni o niezbyt dużych prędkościach przepływu gazów niektóre człony po prawej stronie równania (3.1) nie odgrywają istotnej roli. Są to: efekt kompresji gazu, przewodzenie ciepła oraz ciepło tarcia. Obok generacji ciepła g, decydującą rolę odgrywa więc konwekcja i promieniowanie jako sposoby przepływu energii. Niniejsza praca zajmuje się właśnie promieniowaniem jako jedną z istotnych dróg przenoszenia energii w płomieniu.

#### 3.3.1. Promieniowanie płomienia gazowego

W piecach przemysłowych promieniowanie stanowi często ponad 90% energii dopływającej do wsadu. Tym ważniejsze jest więc poznanie radiacyjnych źródeł emisji energii, w tym uwzględnienie bezpośredniej emisji płomienia. Przemiana energii chemicznej w fizyczna odbywa się stopniowo wzdłuż długości płomienia i zależna jest od szybkości reakcji spalania. Energia od-

pływa do otoczenia kilkoma drogami: największa część unoszona jest z gazami spalinowymi, a reszta przekazywana jest drogą promieniowania do ścian komory i drogą konwekcji do sąsiednich warstw zimniejszego gazu. Rozdział strumienia energii dostarczonego z paliwem do płomienia zależy od wielu czynników. Należą do nich: temperatura i radiacyjne własności płomienia, skład gazu palnego i sposób dostarczenia powietrza do spalania, temperatura ścian otaczających i usytuowanie płomienia względem ścian, grubość warstwy gazów między płomieniem a ścianami i inne. Niektóre z tych czynników zależą od konstrukcji komory spalania, inne zaś od sposobu spalania, konstrukcji palnika, stosunku nadmiaru powietrza pierwotnego, wzajemnego ukierunkowania strug gazu i powietrza i prędkości wypływu substratów.

Promieniowanie płomieni gazowych nie jest na ogół silne, poza przypadkami specjalnie zwiększonej emisyjności płomienia, np. dzięki karburyzacji. Mimo to odgrywa ono znaczną rolę w wymianie ciepła w komorze spalania, czego dowodem są np. wyraźne ślady przegrzania wsadu w okolicy palników.

Ocena udziału promieniowania w całkowitej energii płomienia jest trudna. Wynika to z faktu równoczesnego przebiegu wszystkich procesów wymiany energii i masy, a także z istnienia wielu czynników zakłócających wyniki badań.

Frzeprowadzone badania [20] pokazały, że bezpośrednie promieniowanie płomienia gazowego stanowi kilkanaście procent energii doprowadzonej z paliwem. W niektórych przypadkach udział ten przekracza 20% [2]. Fakty te pozwalają na wyciągnięcie wniosku, że uwzględnienie płomienia jako radiacyjnego źródła ciepła zwiększy dokładność projektowanią pieców przemysłowych i pozwoli zaoszczędzić poważne ilości paliwa.

- 19 -

#### 3.3.2. Wpływ parametrów substratów na własności radiacyjne płomieni gazowych

Ważnym problemem, zarówno teoretycznym, jak i mającym znaczenie praktyczne, jest określenie wpływu takich parametrów substratów, jak: prędkość wypływu gazu i powietrza, stosunek nadmiaru powietrza, wzajemne kierunki strug gazu i powietrza itd. na własności płomieni. Poznanie takich charakterystyk umożliwiłoby bardziej precyzyjne dobieranie palnika i jego cech konstrukcyjnych do wymagań komory spalania.

Przeprowadzono obszerne badania głównie w kierunku określenia wpływu parametrów substratów na rozkład temperatury w płomieniu, np. [61]. Badania wpływu parametrów substratów na własności radiacyjne płomieni są utrudnione przez brak wypróbowanych metod ich pomiaru.

W celu zbadania wpływu niektórych z wymienionych parametrów przeprowadzono serię pomiarów płomieni w doświadczalnej komorze spalania. Określono przy tym średnią objętościową temperaturę płomienia, średnią absorpcyjność bryły płomienia w jego osi, całkowitą energię radiacyjną emitowaną przez płomień oraz udział energii radiacyjnej w całkowitej energii płomienia. Badano zależność tych wielkości od bezwymiarowych liczb kryterialnych określających parametry substratów [2]. Pomiary przeprowadzono w doświadczalnej komorze spalania w Instytucie Techniki Cieplnej Politechniki Śląskiej.

Pomiary wykonywano w stanie ustalonym komory spalania. Pomiary temperatury w płomieniu wykonywano termoparą, a pomiary emisji promieniowania płomienia wykonywano pirometrem. Pomiary wykonano w kilku przekrojach wzdłuż osi płomienia.

Badano płomienie uzyskiwane przy spalaniu gazu koksowniczego z zimnym powietrzem. Substraty doprowadzano do specjalnego palnika, w którym tworzące dysz gazu i powietrza tworzą z osią kąt 20°, typowy dla większości palników przemysłowych. Ani powietrze, ani gaz nie były zawirowane.

Zakładając osiową symetrię płomienia, obliczono średnią objętościową temperaturę w każdym przekroju, a następnie średnią wartość dla całego płomienia. Średnią absorpcyjność płomienia w jego przekroju osiowym wyznaczono metodą Schmidta, opartą na pomiarze emisji płomienia na zimnym tle i na gorącym tle. Wartość tej absorpcyjności wyznaczono dla każdego przekroju, a następnie uśredniono po długości płomienia.

Całkowity strumień energii radiacyjnej emitowany przeź płomień wyznaczono wg metody podanej w [21], opartej na kątowych pomiarach pirometrycznych. Jest co suma strumieni energii padających na ścianę, zmierzonych w punktach położonych wzdłuż tworzącej komory.

- 18 -

(3,1)

Udział energii przekazywanej przez promieniowanie w całkowitej energii płomienia wyznaczono odnosząc całkowity strumień energii radiacyjnej do energii chemicznej paliwa dostarczonego do palnika.

Spośród liczb kryterialnych przytoczonych przez K. Wilka [61] istotna okazała się liczba K<sub>2</sub>, przedstawiająca stosunek łącznej energii kinetycznej strug gazu i powietrza do pełnej entalpii strugi na wylocie z palnika:

 $\kappa_2 = \frac{w_o^2}{i_o}$ 

(3.2)

gdzie: w<sub>o</sub> - oznacza zastępczą prędkość wypływu gazu i powietrza z dysz palnika, reprezentującą energie kinetyczną, i - jest całkowitą entalpią strug. Liczba zawiera dane o wartości opałowej paliwa, o stopniu podgrzania, o prędkościach wypływu substratów z palnika i o stosunku strumieni powietrza i gazu.

Zbadano zależność między obliczonymi dla 11 badanych płomieni wartościami liczby K, a wartościami średniej temperatury T, średniej absorpcyjności a, całkowitej emisji energii radiacyjnej K, oraz udziału energii radiacyjnej K,

Z przytoczonych w [2] danych wynika, że istnieje wyraźna zależność własności płomienia od liczby kryterialnej K<sub>2</sub>. Poziom ufności dla korelacji K<sub>2</sub> z T, E<sub>r</sub> i  $\varphi_r$  przekracza 0,99, jedynie dla a jest większy od 0,95. Wartości udziału energii radiacyjnej  $\varphi_r$  w całkowitej energii płomienia mieszczą się w granicach 16-30%.

#### 3.3.3. Wpływ koncentracji sadzy na promieniowanie płomienia

Duży wpływ na własności radiacyjne płomieni ma zawartość sadzy. Cząstki sadzy mogą być uważane za cząstki ciała doskonale czarnego ( $\mathcal{E} = 1$ ), a ponieważ ich temperatura jest zbliżona do temperatury gazu, więc emisja promieniowania cząstek sadzy może przewyższać promieniowanie gazu. Równie duży wpływ mają cząstki sadzy na własności absorpcyjne płomienia. Cząstki absorbują padające promieniowanie, a częściowo je rozpraszają.

Ten wpływ na własności radiacyjne zależy przede wszystkim od koncentracji sadzy w gazie płomieniowym. W płomieniach gazowych powstawanie sadzy jest spowodowane głównie rozpadem węglowodorów oraz metanu i zależy od stosunku nadmiaru powietrza dostarczanego do palnika i od temperatury płomienia. Poza przypadkami, gdy warunki spalania są specjalnie tak ustalone, by wywołać świecenie, płomienie gazowe na ogół zawierają mało sadzy. Niniejsza praca dotyczy takich właśnie płomieni słabo świecących.

Badania koncentracji sadzy w płomieniu gazu koksowniczego przeprowadzone przez R. Wilka [62] wskazują, że koncentracja sadzy dla stosunku nadmiaru powietrza zbliżonego do jedności nie przekracza wartości 150 mg/m<sup>3</sup> gazów - 21 -

spalinowych, a średnio wynosi poniżej 100 mg/m<sup>3</sup>. Dla tych wartości zmiana emisyjności gazów spowodowana obecnością sadzy jest niewielka i można ją pominąć [63].

#### 4. CEL PRACY I PRZYJĘTE ZAŁOŻENIA

Z przytoczonych w rozdz. 3 rozważań można wyciągnąć następujące wnioski:

 Udział promieniowania w całkowitej energii płomienia jest znaczny i wynosi ok. 20%, co uzasadnia potrzebę badań nad przepływem energii radiacyjnej w płomieniu.

- Istnieje wyraźna zależność między parametrami substratów a parametrami płomienia,takimi jak temperatura i własności radiacyjne. Poznanie tej zależności umożliwi lepszy dobór płomienia do komory spalania.

 Dla płomieni gazowych bez karburyzacji wpływ koncentracji sadzy na ich własności radiacyjne jest mały, a gaz można traktować jak nierozpraszający.

- Znajomość promieniowania płomienia oraz jego własności radiacyjnych, takich jak współczynnik pochłaniania i objętościowa gęstość emisji, pozwoli na uwzględnienie płomienia jako odrębnej bryły gazowej w obliczeniach przepływu ciepła w komorze spalania (np. w metodzie strefowej).

Opierając się na tych rozważaniach, sformułowano cel niniejszej pracy oraz założenia przedstawione poniżej:

Celem niniejszej pracy jest opracowanie i rozwiązanie równań opisujących przepływ energii drogą promieniowania w płomieniach gazowych słabo świecących, o małych i średnich prędkościach wypływu substratów z dyszy palnika.

W celu rozwiązania wymienionych równań konieczna jest znajomość lokalnych wartości własności radiacyjnych w płomieniu, takich jak współczynnik pochłaniania i objętościowa gęstość emisji. Do wyznaczenia tych wielkości opracowano metodę opartą na pomiarach pirometrycznych.

Przy rozwiązywaniu wyżej postawionych zadań przyjęto następujące założenia:

- ośrodek gazowy jest emitująco-absorbujący, bez rozpraszania,

- płomień jest bryłą osiowo-symetryczną,

- ściany komory są powierzchniami dyfuzyjnymi,
- prostopadłościenna komora spalania zostaje zastąpiona komorą cylindryczną,

- płomień i komora są w stanie ustalonym.

Założenie o braku rozpraszania w bryle płomienia może być złagodzone przez założenie ośrodka słabo rozpraszającego, w którym rozpraszanie na cząstkach stałych (np. sadzy) wpływa na osłabienie intensywności promieniowania przechodzącego przez warstwę gazu, a nie wpływa w sposób istotny na przyrost tej intensywności spowodowany rozpraszaniem promieniowania z innych kierunków. Współczynnik pochłaniania promieniowania Og należy wówczas zastąpić łącznym współczynnikiem osłabienia 🔏 . Powyższe założenia obowiązują w całej pracy. Ponadto konieczne było przyjęcie dodatkowych założeń przy rozwiązywaniu poszczególnych problemów. Są one wymienione w rozdziałach, których dotyczą.

#### II. MODEL RADIACYJNEGO PRZEPŁYWU CIEPŁA W PŁOMIENIU GAZOWYM

#### 5. RÓWNANIA PRZENOSZENIA PROMIENIOWANIA W OŚRODKU EMITUJĄCO-ABSORBUJĄCYM

#### 5.1. Przyrost intensywności promieniowania

Podstawowymi wielkościami opisującymi przepływ energii drogą promieniowania są: intensywność promieniowania i  $\frac{W}{m^2}$  oraz wypadkowy strumień energii radiacyjnej  $\vec{e}$   $\frac{W}{m^2}$ . Intensywność promieniowania i dotyczy konkretnego kierunku 🖲 w przestrzeni, natomiast strumień e jest wielkością wektorową i jest on wypadkową intensywności przechodzących we wszystkich kierunkach przez jednostkową powierzchnię A w rozpatrywanym punkcie przestrzeni.

Przyrost intensywności promieniowania w war-



Rys. 5.1. Przepływ pro-

mieniowania przez warstwe gazu

Fig. 5.1. Radiation trans-

port in the gas layer

stwie ośrodka emitująco-absorbującego o grubości dl można opisać równaniem [42] (rys. 5.1):

$$\frac{di_{\lambda}(1)}{d1} = -\alpha_{\lambda}i_{\lambda}(1) - \beta_{\lambda}i_{\lambda}(1) + \alpha_{\lambda}i_{b\lambda}(1) \quad (5.1)$$

W równaniu tym człony pierwszy i drugi po prawej stronie oznaczają osłabienie intensywności promieniowania spowodowane pochłanianiem  $(\alpha_{\lambda})$  i rozpraszaniem  $(\beta_{\lambda})$ . Człon trzeci przedstawia przyrost intensywności promieniowania w warstwie dl spowodowany emisją własną gazu. Wielkość i<sub>b %</sub> oznacza intensywność promieniowania ciała doskonale czarnego o temperaturze równej temperaturze ośrodka w punkcie 1. Wartości 🚓 i 🎭 są również funkcjami współrzędnej l.

W równaniu (5.1) pominięto, zgodnie z przyjętymi założeniami, człon przedstawiający przyrost intensywności promieniowania spowodowany rozpraszaniem promieniowania z innych kierunków na kierunek rozpatrywany.

Pochłanianie i rozpraszanie mogą być ujęte w jednym współczynniku osłabienia promieniowania  $m_{\lambda} = \alpha_{\lambda} + p_{\lambda}$ .

Warunek brzegowy dla równania (5.1) na granicy warstwy ma postać:

$$1 = 0, \quad i_{\lambda}(0) = i_{0}$$
 (5.2)

- 24 -

Rozwiązaniem równania (5.1) przy warunku brzegowym (5.2) jest zależność:

$$i_{\lambda}(1) = i_{\lambda 0} \exp\left(-\int_{0}^{1} q_{\lambda}'(1') d1'\right) + \int_{0}^{1} \alpha_{\lambda}(1') i_{\lambda}(1') \exp\left(-\int_{0}^{1} q_{\lambda}'(x) dx\right) d1'$$

Zastępując całkę w granicach 1' - 1 przez dwie całki w granicach 0 - 1'i 0 - 1, otrzymuje się równanie:

$$i_{\lambda}(1) = i_{\lambda 0} \cdot \exp(-\int_{0}^{1} \delta_{\lambda} d1') + \exp(-\int_{0}^{1} \delta_{\lambda} d1') \cdot \int_{0}^{1} \alpha_{\lambda}(1') i_{b\lambda}(1') \exp(\int_{0}^{1} \delta_{\lambda} dx) d1'$$
(5.3)

Dla ośrodka nierozpraszającego  $\gamma_{2} = \alpha_{2}$ .

Równanie (5.1) może być prościej zapisane w funkcji grubości optycznej ośrodka 🗽 zdefiniowanej równaniem (5.4):

$$\tilde{\tau}_{\lambda}(1) = \int_{0}^{1} \tilde{\tau}_{\lambda}(1) d1 \qquad (5.4)$$

Wówczas równanie (5.1) przyjmie postać:

$$\frac{\mathrm{di}_{\lambda}(\tilde{e}_{\lambda})}{\mathrm{d}\tilde{e}_{\lambda}} = -\mathrm{i}_{\lambda}(\tilde{e}_{\lambda}) + \frac{\mathrm{d}_{\lambda}}{\tilde{e}_{\lambda}}\mathrm{i}_{\mathrm{b}\lambda}(\tilde{e}_{\lambda})$$

Warunek brzegowy (5.2) ma postać:

$$\tau_{\lambda} = 0, \quad i_{\lambda}(0) = i_{\lambda 0}$$
 (5.6)

#### 5.2. Radiacyjny strumień energii

Wypadkowy strumień energii przenoszony drogą promieniowania przez powierzchnię dA można wyznaczyć przez całkowanie intensywności  $i_{\lambda}(1, \Theta)$  po wszystkich kierunkach w przestrzeni:

$$e_{\lambda}(1) = \int_{\partial T} i_{\lambda}(1, \Theta) \cdot \cos \Theta \, d\omega$$
 (5.7)

Wielkość  $e_{\lambda}(L)$  jest wypadkową gęstością strumienia energii radiacyjnej o długości fali  $\lambda$ , przechodzącego przez powierzchnię dA w miejscu określonym współrzędną 1;  $\Theta$  jest kątem między kierunkiem i $_{\lambda}$  a normalną do powierzchni dA. W celu otrzymania całkowitej gęstości strumienia energii radiacyjnej należy scałkować  $e_{\Lambda}$  po wszystkich długościach fali:

e(1)

(5.5)

$$= \int_{0}^{\infty} \dot{e}_{\lambda}(1) d\lambda$$
 (5.8)

Wielkość ta występuje w równaniach ogólnych bilansu energii w wyrażeniu -  $\nabla e$  określającym dywergencję wektora gęstości strumienia energii radiacyjnej. Składowe wektora e(%) określone są równaniami (5.7) dla trzech kierunków przestrzennych

$$\nabla \vec{e} = \frac{\partial \vec{e}_x}{\partial x} + \frac{\partial \vec{e}_y}{\partial y} + \frac{\partial \vec{e}_z}{\partial z}$$
(5.9)

Aby wyznaczyć  $\bigtriangledown e$ , należy najpierw rozwiązać równanie na intensywność promieniowania i $\lambda$  w trójwymiarowym układzie współrzędnych, wyznaczyć i $\lambda$ jako funkcję l oraz @, a następnie scałkować po wszystkich kierunkach w przestrzeni w celu otrzymania  $e_{\lambda}(1)$ . Takie postępowanie jest jednak bardzo uciążliwe i dlatego stosuje się przybliżone metody rozwiązywania równań przenoszenia promieniowania.

#### 5.3. Rozwiązania przybliżone równania przenoszenia promieniowania

Istnieją liczne metody upraszczające matematyczną postać równania przenoszenia promieniowania (5.3). Są metody polegające na zaniedbywaniu niektórych członów równania, metoda polegająca na zastępowaniu wykładniczych całek w tym równaniu przez przybliżone funkcje wykładnicze. Inne uproszczenia otrzymuje się przez zastosowanie współczynników absorpcji uśrednionych po całym widmie promieniowania.

Poniżej przedstawiono pokrótce kilka sposobów uproszczenia równania (5.3) przydatnych w dalszych częściach pracy.

1) Warstwa gazu słabo rozpraszającego (\$2 << \$2)

Gdy rozpraszanie w gazie nie odgrywa istotnej roli, wówczas współczynnik w równaniu (5.3) należy zastąpić współczynnikiem  $\alpha_{\mathcal{R}}$ . Ten przypadek ma zastosowanie w równaniach opisujących przepływ energii radiacyjnej oraz przy wyznaczaniu własności radiacyjnych płomieni gazowych opisanych w części II, III i IV pracy.

2) Warstwa gazu o małej grubości optycznej (U2 << 1)

W tym przypadku wykładnicze człony określające pochłanianie promieniowania w gazie są bliskie jedności. Pozostają jedynie człony określające promieniowanie pochodzące z brzegu warstwy (1,0) oraz promieniowanie warstwy gazu.  $i_{\lambda}(1) = i_{\lambda 0} + \int \alpha_{\lambda}(1') i_{b\lambda}(1') d1'$ 

(5.10)

Równanie to znajdzie zastosowanie przy wyznaczaniu własności radiacyjnych płomienia metodą uproszczoną.

#### 3) Warstwa o dużej grubości optycznej (przybliżenie dyfuzyjne)

Przybliżenie to ma zastosowanie dla gazów silnie pochłaniających i dla punktów położonych z dala od granic obszaru. W takim przypadku wpływ promieniowania ścian może być pominięty i równanie na gęstość strumienia energii radiacyjnej przyjmuje prostą postać [47]:

$$\dot{\dot{e}}_{\lambda}(1) = -\frac{4}{3}\frac{1}{12}$$
 grad  $\dot{e}_{b\lambda}(1)$ 

(5.11)

#### 4) Przybliżenie różniczkowe

Metoda postępowania, zwana przybliżeniem różniczkowym, polega na zastąpieniu równań całkowych (5.3) i (5.8) przez przybliżone równanie różniczkowe dla gęstości strumienia energii radiacyjnej (1).

Po skomplikowanych przekształceniach równanie to dla układu jednowymiarowego w funkcji grubości optycznej  $\mathcal{C}$  ma postać [42]:

$$\frac{d^2 \dot{e}_1}{d\tau_{\lambda}^2} - 3 \dot{e}_{\lambda} = 4 \frac{d \dot{e}_{b\lambda}}{d\tau_{\lambda}}$$

(5.12)

Odpowiednim zmianom ulegają również warunki brzegowe do tego równania. Metoda powyższa będzie omówiona dokładniej w rozdziale 6 pracy.

#### 5.4. Porównanie metod rozwiązywania równań przenoszenia promięniowania

Każda z przedstawionych powyżej metod rozwiązywania równania przenoszenia promieniowania ma swoje zalety i ograniczenia. Trudno jest znaleźć metodę najlepszą – można jedynie poszukiwać metody nadającej się najlepiej do rozwiązania postawionego zadania. Taką metodą, najlepszą do opisu przepływu promieniowania w płomieniu gazowym, jest metoda przybliżenia różniczkowego. Ma ona następujące cechy, które za takim wnioskiem przemawiają:

- Nie występują wyraźne ograniczenia grubości optycznej warstwy gazu. Dla małych grubości optycznych przybliżenie różniczkowe daje jednak wyniki zbyt duże - jest to błąd metody.
- W przybliżeniu różniczkowym stosunkowo łatwo jest 'zapisać równania przenoszenia promieniowania dla układu trójwymiarowego, formułując je dla trzech składowych osi współrzędnych. Napisanie takich równań dla składowych wektora strumienia energii radiacyjnej jest trudne zarówno dla przy-

bliżeń warstwy o małej grubości optycznej, jak i dla warstwy o dużej grubości optycznej.

- Przy analizie przepływu energii radiacyjnej w płomieniu gazowym nie można pominąć wpływu promieniowania ścian, jak tego wymaga przybliżenie warstwy o dużej grubości optycznej.
- Rozwiązanie układu równań różniczkowych w przybliżeniu różmiczkowym jest zazwyczaj prostsze niż rozwiązanie układu równań całkowych, wymagane w innych metodach.
- Również równanie całkowitego bilansu energii dla elementarnej objętości gazu jest równaniem różniczkowym; tworzy ono wraz z równaniami opisującymi przepływ energii radiacyjnej w przybliżeniu różniczkowym układ równań różniczkowych, możliwych do rozwiązania jedną z metod numerycznych.
- Równania przybliżenia różniczkowego w przypadku warstwy o dużej gęstości optycznej przechodzą w równania przybliżenia dyfuzyjnego. Również w niektórych przypadkach dla warstwy optycznie cienkiej równania przybliżenia różniczkowego i równania dla warstwy optycznie cienkiej są podobne.

Z wymienionych wyżej powodów zdecydowano się na przedstawienie równań przenoszenia promieniowania w bryle płomienia w przybliżeniu różniczkowym i następnie na rozwiązywanie ich metodami numerycznymi.

#### 6. RÓWNANIA RADIACYJNEGO PRZEPŁYWU ENERGII W PŁOMIENIU GAZOWYM W PRZYBLIŻENIU RÓŻNICZKOWYM

Poniżej przedstawiono założenia metody oraz szkic wyprowadzenia ogólnych równań przenoszenia promieniowania w przybliżeniu różniczkowym wg [42]. Następnie równania te dostosowano do warunków geometrycznych i fizycznych płomienia.

Metoda przybliżenia różniczkowego przekształca całkowe równania przepływu energii radiacyjnej w ośrodku optycznie czynnym w równania różniczkowe, przy pewnych uproszczeniach.

W poniższych równaniach pominięto indeks  $\lambda$ , lecz wielkości ė, i,  $\alpha$ , i są nadal rozumiane spektralnie.

#### 6.1. Założenia i uproszczenia metody

Przedstawione poniżej rozważania dotyczą ściśle ośrodka emitująco-absorbującego bez rozpraszania ( $\beta = 0$ ). Jednak efekt usuwania promieniowania z wiązki na skutek rozpraszania może być łatwo uwzględniony przez zamianę współczynnika absorpcji  $\alpha$  na sumę  $\alpha + \beta$ . Nie uwzględnia to jednak rozpraszania promieniowania z innych kierunków do rozpatrywanej wiązki – efekt ten est mały w płomieniu gazowym.

 Warunki brzegowe zastosowane w tej metodzie dotyczą dyfuzyjnych powierzchni ścian. - Przekształcenie równań całkowych w różniczkowe następuje przez przedstawienie równań przenoszenia promieniowania w postaci układu równań dla "momentów intensywności promieniowania". Momenty te tworzone są jako iloczyny intensywności promieniowania w danym kierunku i jej kosinusów kierunkowych. Przybliżenie polega na zastąpieniu nieskończonego układu równań dla momentów skończonym układem równań. Zależnie od liczby zastosowanych równań otrzymuje się przybliżenie różniczkowe o różnym stopniu uproszczenia.

#### 6.2. Równania przenoszenia promieniowania w geometrii prostokątnej

W układzie współrzędnych kartezjańskich  $x_1, x_2, x_3$ , zmiana intensywności promieniowania na drodze dS w punkcie określonym wektorem r, w kierunku š bez rozproszenia w ośrodku

(F.3)  $\frac{di}{dS} = \alpha t(S) \left[ i_{b}(S) - i(S) \right]$ (6.1) mi długości fali. x 1 ×2 j=

Rys. 6.1. Wektor intensywności promieniowania w układzie współrzednych prostokatnych

Fig. 6.1. Radiation intensity vector in cartesian coordinate system

 $\omega = 4\pi$ 

Pominieto tu indeks  $\lambda$ , jednak zarówno i, jak i, oraz 🗙 są funkcja-

ma postać (rys. 6.1):

W układzie współrzędnych trójwymiarowych równanie to ma postać:

$$\sum_{j=1}^{3} 1_{j} \frac{\Im(\vec{r},\vec{s})}{\Im x_{j}} = \alpha \left[ i_{b}(\vec{r}) - i(\vec{r},\vec{s}) \right]$$
(6.2)

gdzie:  $l_1 = \cos \Theta$ ,  $l_2 = \cos \delta$ ,  $l_3 =$ =  $\cos \hat{\gamma}$  - kosinusy kierunkowe. Uwzględniono tu, że:

 $\frac{\mathrm{d}i}{\mathrm{d}s} = \frac{\partial i}{\partial x_1} \quad \frac{\partial x_1}{\partial s} + \frac{\partial i}{\partial x_2} + \frac{\partial i}{\partial s} + \frac{\partial x_3}{\partial s}$ (6.3)

"Momenty" intensywności promieniowania powstają przez jej pomnożenie przez potęgi kosinusów kierunkowych 1 i scałkowanie po pełnym kącie przestrzennym:

 $i^{(0)}(\vec{r}) =$  $i(r,s)d\omega$  - moment rzędu 0

$$i_{j}^{(1)}(\vec{r}) = \int_{j} 1_{j}i(\vec{r},\vec{s})d = e(\vec{r}) - moment rzędu$$

$$\begin{split} \mathbf{i}_{k,j}^{(2)}(\vec{r}) &= \int_{\omega} \mathbf{1}_{k} \mathbf{1}_{j} \mathbf{i}(\vec{r},\vec{s}) d\omega \\ \mathbf{i}_{k}^{(n)}(\vec{r}) &= \int_{\omega} \mathbf{1}_{k}^{n-1} \mathbf{1}_{j} \mathbf{i}(\vec{r},\vec{s}) d\omega \\ \mathbf{i}_{k}^{(n)}(\vec{r}) &= \int_{\omega} \mathbf{1}_{k}^{n} \mathbf{i}(\vec{r},\vec{s}) d\omega - \text{moment rzędu n} \end{split}$$

(6.4)

Należy zwrócić uwagę, że moment rzędu pierwszego zgodnie z równaniem (5.7) równy jest e.

Równania dla momentów otrzymuje się przez pomnożenie równania (6.2) przez potęgi 1, i scałkowanie po pełnym kącie przestrzennym  $\omega$ :

$$\sum_{j=1}^{3} \frac{\partial i_{j}^{(1)}(\vec{r})}{\partial x_{j}} = ot \left[4\pi i_{b}(\vec{r}) - i^{(0)}(\vec{r})\right]$$
(6.5a)

$$\sum_{i=1}^{3} \frac{\partial i_{k,1}^{(2)}(\vec{r})}{\partial x_{j}} = -\alpha i_{k}^{(1)}(\vec{r}) \qquad k=1,2,3$$
(6.5b)

$$\sum_{j=1}^{3} \frac{\partial i_{j}^{(n+1)}(\vec{r})}{\partial x_{j}} = -\alpha i_{k}^{(n)}(\vec{r}) \quad k=1,2,3$$
(6.5c)

W ten sposób otrzymuje się układ nieskończonej ilości równań dla momentów. Układ ten ogranicza się do n-tego rzędu z n+1 niewiadomymi. Dodatkowe równanie otrzymuje się przedstawiając nieznany rozkład kątowy intensywności i w postaci funkcji sferycznych, a następnie obcięcie jej po skończonej liczbie wyrazów:

$$i(\vec{r},\vec{s}) = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-1}^{+1} A_{l}^{m}(\vec{r}) \cdot Y_{l}^{m}(\omega)$$
 (6.6)

gdzie:  $A_1^m(\vec{r})$  są nieznanymi współczynnikami, a  $Y_1^m(\omega)$  są znormalizowanymi funkcjami sferycznymi wyrażonymi przez wielomiany Legendre'a 1-szego rodzaju.

Szeregi ogranicza się tylko do wartości 1 = 0,1, przez co otrzymuje się przybliżenie różniczkowe P.:

$$\frac{\partial}{\partial x_k} \left( \frac{1}{\alpha} \sum_{j=1}^3 \frac{\partial e_j}{\partial x_j} \right) - 4 \frac{\partial e_b}{\partial x_k} - 3\alpha e_k = 0 \qquad k=1,2,3$$
(6.7)

$$\dot{e}_{k} = -\frac{46}{3\alpha}\frac{\partial T^{4}}{\partial x_{k}} + \frac{1}{3\alpha}\frac{\partial}{\partial x_{k}}\left(\frac{1}{\alpha}\nabla \vec{e}\right) \qquad k=1,2,3 \qquad (6.7a)$$

 ${f w}$  równaniach tych  ${f e}_k$  - składowa gęstości radiacyjnego strumienia energii w kierunku osi k.

Przez zapisanie równań (6.7) lub (6.7a) dla wartości k=1,2,3 otrzymuje się równanie dla trzech składowych gęstości strumienia energii e,

#### 6.3. Warunki brzegowe

Warunki brzegowe na granicy z szarymi ścianami ograniczającymi bryłę gazu opierają się na bilansie energii w pobliżu ściany.



- Rys. 6.2. Strumienie energii radiacyjnej w pobliżu ściany
- Fig. 6.2. Radiation energy flux in the vicinity of the wall

w kierunku od ściany  $A_k$  w dodatnim kierunku osi x<sub>k</sub> jest równy (rys. 6.2):

$$\dot{e}_{o,k} = \mathcal{E}_k \cdot \mathbf{GT}_k^4 + (1 - \mathcal{E}_k) \cdot \dot{e}_{i,k}$$
 (6.8)

gdzie:  $\mathcal{E}_k$  oznacza emisyjność ściany, T - bezwzględną temperaturę ściany, e<sub>o.k</sub> - jest strumieniem energii radiacyjnej płynącej w kierunku od ściany (+ x<sub>k</sub>), a ė<sub>1,k</sub> - w kierunku do ściany  $(-x_k)$ .

Strumienie ė<sub>i k</sub>ė<sub>o k</sub> mogą być zapisane jako strumienie energii w gazie w okolicy ściany  $(x_{k} - 0)$ :

 $\dot{e}_{i,k} = \dot{e}_{k} (\dot{x}_{k} - 0)$ (6.9a)

(6.9b)

Strumień energii netto w kierunku osi +x.:

 $\dot{e}_k = \dot{e}_k - \dot{e}_k$ (6.10)

 $\dot{e}_{0,k} = \dot{e}_{k}^{+} (x_{k} - 0)$ 

Po podstawieniu (6.10) i (6.9b) do (6.9a), a nastepnie do (6.8) otrzymuje się zależność:

$$\dot{e}_{0,k} = \varepsilon_k \cdot dT_k^4 + (1 - \varepsilon_k) \left[ -\dot{e}_k (x_k - 0) + \dot{e}_{0,k} \right]$$
 (6.11)

Jest to warunek brzegowy dla równania (6.7). Jednak występuje w nim nieznana wielkość e<sub>o,k</sub>. Wyrażając ją przez intensywność promieniowania i<sub>k</sub> wg (6.4) i stosując (6.6) dla skończonej liczby wyrazów, otrzymuje się:

$$e_{o,k} = \int l_k l_k d\omega = \frac{1}{4} i^{(o)} (x_k - 0) + \frac{1}{2} e_k (x_k - 0)$$
 (6.12)

Eliminując i<sup>(0)</sup> oraz i<sup>(1)</sup> z (6.5), otrzymuje się warunek brzegowy wyrażony przez składowe gęstości promieniowania w okolicy ściany k:

$$\left| \left( \frac{1}{\varepsilon_{k}} - \frac{1}{2} \right) \dot{e}_{k} \right|_{\mathbf{x}_{k} \to 0} - \frac{1}{4\alpha} \cdot \sum_{j=1}^{3} \left| \frac{\partial \dot{e}_{j}}{\partial \mathbf{x}_{j}} \right|_{\mathbf{x}_{k} \to 0} = \left| \mathbf{G} \left( \mathbf{T}_{k}^{4} - \mathbf{T}_{g}^{4} \right) \right|_{\mathbf{x}_{k} \to 0} \quad k=1,2,3 \quad (6.13)$$

lub inaczej:

$$\frac{1}{\hat{\epsilon}_{k}} - \frac{1}{2} \hat{e}_{k} - \frac{1}{4\alpha} = 6 T_{k}^{4} - \hat{e}_{b}$$

$$x_{k}^{-0}$$
(6.13a)

W równaniu tym T jest temperaturą ściany, a  $e_b = 6T_q^4$  - emisją ciała doskonale czarnego o temperaturze gazu T w okolicy ściany k.

Równania przenoszenia promieniowania (6.7) wraz z warunkiem brzegowym (6.13a) opisują przepływ promieniowania w ośrodku otoczonym ścianami szarymi o. znanych temperaturach.

W równaniach tych, oprócz składowych gęstości radiacyjnego strumienia energii  $e_k$ , występują nieznane wielkości  $e_b$  (zależne od  $T_d^4$ ) i współczynnik pochłaniania & . Z tego powodu równania (6.7) i (6.13a) należy rozwiązywać równocześnie z ogólnym równaniem bilansu energii oraz z równaniem określającym rozkład prędkości w rozpatrywanym obszarze. Tego rodzaju ogólne postępowanie jest jednak bardzo skomplikowane i z konieczności mało dokładne.

Rozwiązanie równań (6.7) z warunkiem (6.13a) byłoby znacznie uproszczone, gdyby rozkład wartości e, i ot był znany przed przystąpieniem do ich rozwiązywania. Pozwoliłoby to oddzielić rozpatrywanie promieniowania od innych procesów zachodzących w bryle gazowej. W drugiej części pracy (rozdz. 7 i dalsze) przedstawiono eksperymentalną metodę pozwalającą wyznaczyć rozkład wartości e, i or i umożliwiającą zbudowanie modelu radiacyjnego przepływu ciepła w płomieniu gazowym.

#### 6.4. <u>Równania przenoszenia promieniowania i warunki brzegowe</u> w geometrii cylindrycznej

Ze względu na geometryczną formę bryły płomienia korzystne jest rozpatrywanie równań przenoszenia promieniowania i warunków brzegowych w cylindrycznym układzie współrzędnych.

Dla współrzędnych r – promień,  $\mathcal{Y}$  – kąt wokół osi, z – współrzędna wzdłuż osi, dywergencja wektora gęstości strumienia energii radiacyjnej ma postać:

div 
$$\vec{e} = \nabla \vec{e} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \dot{e}_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial \dot{e}_{\varphi}}{\partial \varphi} + \frac{\partial \dot{e}_z}{\partial z}$$
 (6.14)

gdzie: ė, ė i ė, są składowymi wektora 🐔

Równania (6.7) przybliżenia różniczkowego we współrzędnych cylindrycznych przyjmą postać:

$$\cos\varphi \left[ \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{\alpha} \quad \nabla \vec{e} \right) - 4 \right] \cdot \left[ \frac{\partial}{\partial r} - 3\alpha \vec{e}_{r} \right] - \sin\varphi \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left( \frac{1}{\alpha} \quad \nabla \vec{e} \right) - 4 \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} - 3\alpha \vec{e}_{r} \right] - 3\alpha \vec{e}_{r} \right] = 0$$

$$\sin\varphi \left[ \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{1}{\alpha} \quad \nabla \vec{e} \right) - 4 \right] \cdot \left[ \frac{\partial}{\partial r} - 3\alpha \vec{e}_{r} \right] - \cos\varphi \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left( \frac{1}{\alpha} \quad \nabla \vec{e} \right) - 4 \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} - 3\alpha \vec{e}_{r} \right] - 3\alpha \vec{e}_{r} \right] = 0$$

$$(6.15b)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{\alpha x} \nabla \vec{e} \right) - 4 \frac{\partial \vec{e}_{b}}{\partial x} - 3 \alpha \vec{e}_{x} = 0$$
 (6.15c)

Jest to układ równań opisujący przenoszenie promieniowania w układzie współrzędnych cylindrycznych.

Podobnie należy przekształcić warunki brzegowe (6.13a) zastępując współrzędne x, y, z kartezjańskiego układu współrzędnych, współrzędnymi r,  $\Upsilon$ , z cylindrycznego układu współrzędnych.

Warunki dla współrzędnej r będą miały postać:

dla r = 0

(6.16a)

dla r = R

$$\left(\frac{1}{\mathcal{E}_{WR}} - \frac{1}{2}\right) \dot{e}r \Big|_{r \to R} + \frac{1}{4\alpha} \nabla \vec{e} \Big|_{r \to R} = -(\dot{e}_{WR} - \frac{1}{2})$$

dla współrzędnej 9 :

$$\dot{e}_{n}(\varphi + 2\pi n) = \dot{e}_{n}(\varphi) \quad n = 1,2$$
 (6.16c)

dla współrzędnej 2:

dla 
$$z = 0$$

$$\left(\frac{1}{\mathcal{E}_{WO}} - \frac{1}{2}\right)\dot{\mathbf{e}}_{z}\Big|_{z \to 0} - \frac{1}{4\alpha}\nabla\vec{\mathbf{e}}\Big|_{z \to 0} = \dot{\mathbf{e}}_{WO} - \dot{\mathbf{e}}_{b}\Big|_{z \to 0}$$
(6.16d)

dla z = L

$$\left(\frac{1}{\mathcal{E}_{wL}} - \frac{1}{2}\right)\dot{e}_{z} \bigg|_{z \to L} + \frac{1}{4\alpha} \nabla \vec{e} \bigg|_{z \to L} = -\left(\dot{e}_{wL} - \dot{e}_{b} \bigg|_{z \to L}\right)$$
(6.16c)

W równaniach tych oznaczają:  $\mathcal{E}_{wR}$ ,  $\mathbf{e}_{wR}$ ,  $\mathcal{E}_{w0}$ ,  $\mathcal{E}_{w0}$ ,  $\mathcal{E}_{wL}$ ,  $\mathbf{e}_{wL}$  - emisyjności i emisje własne ścian o współrzędnych odpowiednio r = R, z = 0, z = L. Znak "+" przy  $\nabla \mathbf{e}$  oraz znak "-" po prawych stronach równań (16b i e) wynikają z faktu, że normalna do ściany w tych przypadkach ma zwrot przeciwny do zwrotu osi r i z układu współrzędnych

Układ równań (6.15) wraz z warunkami brzegowymi (6.16) opisuje przenoszenie promieniowania w układzie współrzędnych cylindrycznych dla przypadku ogólnego.

W przypadku płomienia pochodzącego z palnika gazowego uzasadnione jest przyjęcie założenia o osiowej symetrii bryły płomienia. W takim przypadku warunek (6.16c) przyjmie postać:

$$\frac{\partial e_{\varphi}}{\partial \varphi} = 0 \tag{6.17}$$

Po wprowadzeniu tego założenia układ równań (6.15) sprowadza się do następującego układu dwóch równań różniczkowych: dla współrzędnej r:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{\alpha c} \nabla \vec{e}\right) - 4 \frac{\partial \vec{e}_{b}}{\partial r} - 3\alpha \dot{e}_{r} = 0$$
 (6.1,8a)

dla współrzędnej z:

-ico

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{\alpha} \nabla e \right) - 4 \frac{\partial e_{b}}{\partial z} - 3\alpha e_{z} = 0$$
 (6.18b)

Warunki brzegowe (oprócz (6.16c)) pozostaną bez zmiany.

Rozwijając dywergencję ⊽e zgodnie z równaniem (6.14) przy zastosowaniu warunku (6.17) można przekształcić równania (6.18a i b) dla współrzędnych r i z do postaci:

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} \stackrel{e}{=} r + \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{\alpha}\frac{\partial \alpha}{\partial r}\right) \frac{\partial \stackrel{e}{=} r}{\partial r} - \left(\frac{1}{r^2} + \frac{1}{\alpha r} - \frac{\partial \alpha}{\partial r} + 3\alpha^2\right) \stackrel{e}{=} r = 4\alpha \frac{\partial \stackrel{e}{=}_{b}}{\partial r} - \frac{\partial^2}{\partial r} \frac{e}{\sigma r} + \frac{1}{\alpha}\frac{\partial \alpha}{\partial r}\frac{\partial \stackrel{e}{=}_{z}}{\partial z}$$
(6.19a)

$$\frac{\partial^{2} \dot{e}_{z}}{\partial z^{2}} - \frac{1}{\alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial z} \cdot \frac{\partial \dot{e}_{z}}{\partial z} - 3 \alpha^{2} \dot{e}_{z} = 4 \alpha \frac{\partial \dot{e}_{b}}{\partial z} - \frac{\partial^{2} \dot{e}_{r}}{\partial r \partial z} - \frac{1}{r} \frac{\partial \dot{e}_{r}}{\partial z} + \frac{1}{\alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial z} \cdot \frac{\partial \dot{e}_{r}}{\partial r} + \frac{1}{r} \cdot \frac{1}{\alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial z} \dot{e}_{r}$$
(6.19b)

Warunki brzegowe przyjmują postać: r = 0, ė<sub>r</sub> = 0 (6.20a) r = R,

$$\left(\frac{1}{\hat{e}_{WR}} - \frac{1}{2}\right)\hat{e}_{\mathbf{r}}\Big|_{\mathbf{r} \to \mathbf{R}} - \frac{1}{4\alpha}\left[\frac{1}{\mathbf{r}}\hat{e}_{\mathbf{r}} + \frac{\partial\hat{e}_{\mathbf{r}}}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\partial\hat{e}_{\mathbf{z}}}{\partial \mathbf{z}}\right]_{\mathbf{r} \to \mathbf{R}} = -(\hat{e}_{WR} - \hat{e}_{\mathbf{b}}\Big|_{\mathbf{r} \to \mathbf{R}}) (6.20b)$$

z = 0,

$$\left(\frac{1}{\varepsilon_{wo}} - \frac{1}{2}\right)\dot{e}_{z}\Big|_{z \to 0} - \frac{1}{4\alpha}\left[\frac{1}{r}\dot{e}_{r} + \frac{\partial\dot{e}_{r}}{\partial r} + \frac{\partial\dot{e}}{\partial z}\right]_{z \to 0} = \dot{e}_{wo} - \dot{e}_{b}\Big|_{z \to 0}$$
(6.20c)

$$\left(\frac{1}{\mathcal{E}_{WL}} - \frac{1}{2}\right) \dot{\mathbf{e}}_{z} \bigg|_{z \to L} - \frac{1}{40c} \left[\frac{1}{r} \dot{\mathbf{e}}_{r} + \frac{\partial \dot{\mathbf{e}}_{r}}{\partial r} + \frac{\partial \dot{\mathbf{e}}_{z}}{\partial z}\right]_{z \to L} = -(\dot{\mathbf{e}}_{WL} - \dot{\mathbf{e}}_{b} \bigg|_{z \to L}) \quad (6.20d)$$

Rozwiązanie równań (6.19) z warunkami brzegowymi (6.20) daje rozkład gęstości energii radiacyjnej w kierunku promieniowym  $e_r$  i osiowym  $e_r$ .

Jednak aby rozwiązanie to było możliwe, konieczna jest znajomość rozkładu wartości  $\alpha$  i e $_{\rm b}$  po r i po z.

Skomplikowana postać równań (6.19a i b) może być uproszczona przez zmianę zmiennych – zamiast współrzędnych geometrycznych r i z można wprowadzić grubość optyczną 7. Grubość optyczną w kierunku r i w kierunku z definiują równania:

$$d\tilde{c}_r = \alpha \cdot dr = a$$

 $dt = \alpha \cdot dz$  b)

Gdzie 🕫 jest funkcją zarówno r, jak i z.

Dzieląc równania (18a) i (18b) przez  $\alpha$ , otrzymuje się równania na  $e_r$ i  $e_z$  w funkcji  $\tau_z$  i  $\tau_z$ :

$$\frac{\partial}{\partial r} \cdot \nabla_{\vec{r}} \cdot \vec{e} - 4 \frac{\partial \dot{\vec{e}}_{b}}{\partial \bar{r}_{r}} - 3 \dot{\vec{e}}_{r} = 0$$
 (6.21a)

$$\frac{\partial}{\partial \tilde{c}_z} \cdot \nabla_{\tilde{c}} = -4 \frac{\partial \dot{e}_b}{\partial \tilde{c}_z} - 3 \dot{e}_z = 0$$
 (6.21b)

Warunki brzegowe we współrzędnych  $\tilde{c}_r$  i  $\tilde{c}_z$ :

$$\vec{c}_r = 0,$$
  
 $\vec{e}_r = 0$  (6.22a  
 $\vec{c}_r = \vec{c}_R,$ 

$$\left.-\frac{1}{2}\right)$$
,  $\dot{\mathbf{e}}_{\mathbf{z}}\left|_{\vec{x}_{\mathrm{R}}}\right| - \frac{1}{4}\nabla_{\vec{z}}\dot{\mathbf{e}}_{\mathbf{z}}\left|_{\vec{x}_{\mathrm{R}}}\right| = -(\dot{\mathbf{e}}_{\mathrm{wR}} - \dot{\mathbf{e}}_{\mathrm{b}}\left|_{\vec{z}_{\mathrm{R}}}\right)$ 

= 0,  

$$\left(\frac{1}{\varepsilon_{wo}} - \frac{1}{2}\right)\dot{e}_{z}\Big|_{0} - \frac{1}{4}\nabla_{z}\dot{e}\Big|_{0} = \dot{e}_{wo} - \dot{e}_{b}\Big|_{0}$$
(6.22c)

2 = 2 L.

 $\tau_z$ 

(6.22d)

(6.22b)

W równaniach tych oznaczają:  $\chi_R$ ,  $\tilde{\iota}_L$  - grubość optyczna warstwy gazu odpowiadająca odpowiednio współrzędnej r = R, i z = L.

 $\frac{1}{\varepsilon_{wL}} - \frac{1}{2} \dot{e}_{z} \Big|_{t_{L}} - \frac{1}{4} \nabla_{t} \tilde{e} \Big|_{t_{L}} = - (\dot{e}_{wL} - \dot{e}_{b} \Big|_{t_{L}})$ 

Postać równań (6.21) jest prostsza niż równań (6.18), ponieważ nie występuje w nich współczynnik pochłaniania ot w formie jawnej. Rozwiązanie tych równań jest więc prostsze, jednak ich interpretacja geometryczna jest trudniejsza.

% równaniach tych operator nabla ma postać (we współrzędnych cylindrycznych):

- 36 -

 $\nabla_{\mathbf{r}} \mathbf{e} = \frac{1}{\tilde{c}_{\mathbf{r}}} \mathbf{e}_{\mathbf{r}} + \frac{\partial \mathbf{e}_{\mathbf{r}}}{\partial \tilde{c}_{\mathbf{r}}} + \frac{\partial^2 \mathbf{e}_z}{\partial \tilde{c}_z^2}$ 

(6.22e)

W równaniach powyższych  $e_r$  jest gęstością energii radiacyjnej w kierunku promieniowym, skierowaną na zewnątrz płomienia. Znając jej wartość, można wyznaczyć energię radiacyjną  $e_{r,L}$  opuszczającą bryłę płomienia o promieniu r i o jednakowej długości:

$$e_{r,L}(r) = 2\pi \cdot r \cdot e_r(r) \frac{W}{m}$$

Znajomość przebiegu tej zależności pozwoli stwierdzić, która powierzchnia bryły płomienia (o promieniu r) emituje najwięcej energii. Powierzchnię tę można uznać za reprezentującą promieniowanie całej bryły płomienia.

#### 6.5. Uproszczone rozwiązania równań przenoszenia promieniowania

Ogólne rozwiązanie równań przenoszenia promieniowania (6.18) lub (6.21) jest niemożliwe, gdyż zależy ono od wielu niezależnych czynników, takich jak: rozkład wielkości  $\alpha$  i  $e_b$  po współrzędnych czy warunki brzegowe. Celowe jest jednak poszukiwanie rozwiązań dla pewnych uproszczonych przypadków. Rozwiązania te mogą służyć do jakościowej oceny zjawisk zachodzących w płomieniu, mogą też być sprawdzianem dla dokładniejszych rozwiązań numerycznych.

Pierwszym założeniem, które pozwala znacznie uprościć rozwiązania przedstawionego problemu jest przyjęcie, że istotną rolę w przepływie energii radiacyjnej w płomieniu odgrywa jedynie jej składowa promieniowa e. Uzasadnieniem dla takiego założenia są dwa stwierdzenia:

- gradienty temperatur i koncentracji, decydujące o przepływie promieniowania, są znacznie mniejsze wzdłuż osi niż wzdłuż promienia płomienia,
- kryterium pozwalającym ocenić udział promieniowania w całkowitym przepływie energii (promieniowanie i entalpia) wzdłuż osi płomienia jest "radiacyjna" liczba Pecleta [47]:

$$Pe_{r} = \frac{W \cdot L}{166T^{3}/3acc_{p}}$$

gdzie: W - jest prędkością gazu w oddaleniu od ścianki, L - wymiarem charakterystycznym (odległością między ścianami),  $\alpha$  - współczynnikiem pochłaniania, T - temperaturą gazu, c<sub>p</sub>,  $\rho$  - ciepłem właściwym i gęstością gazu. Wartości Pe<sub>r</sub> >> 1 świadczą, że decydująca w bilansie energii jest entalpia gazów. Dla wartości spotykanych w płomieniu (w  $\approx 15 \frac{m}{s}$ , L $\approx 1 m$ ,  $\alpha \approx 1 \frac{1}{m}$ ,  $\rho \approx 0.24 \frac{kg}{m^3}$ ,  $c_p \approx 1.34 kJ/kg K$ , T = 1100 K) wartość tej liczby wynosi:

Pe ≈ 12.

Opierając się na tych dwóch argumentach, można uznać za celowe rozpatrzenie jednowymiarowego przepływu energii radiacyjnej, jedynie wzdłuż promienia.

#### 6.5.1. Promieniowy przepływ energii radiacyjnej

Przy założeniu jedynie promieniowego przepływu energii należy w równaniach różniczkowych (6.21) i w równaniach warunków brzegowych (6.22) przyjąć  $e_z = 0$ . Pozostaje jedynie równanie (6.21a) z odpowiednimi warunkami brzegowymi (6.22a), (6.22b). We współrzędnych grubości optycznej równanie (6.21a) przyjmie postać:

$$\frac{d^{2}\dot{e}_{r}}{d\tau_{r}^{2}} + \frac{1}{\tau_{r}}\frac{d\dot{e}_{r}}{d\tau_{r}} - (\frac{1}{\tau_{r}^{2}} + 3) , \dot{e}_{r} = 4\frac{d\dot{e}_{b}}{d\tau_{r}}$$
(6.23)

Warunki brzegowe (6.22a i b) przyjmą postać:

$$\vec{v}_{r} = 0$$

$$\vec{e}_{r} = 0$$

$$\vec{v}_{r} = \vec{v}_{R},$$

$$\frac{d\vec{e}_{r}}{d\vec{v}_{r}} \bigg|_{\vec{v}_{r}} - 4\left(\frac{1}{\varepsilon_{wR}} - \frac{1}{2} - \frac{1}{4\vec{v}_{R}}\right) \dot{e}_{r} \bigg|_{\vec{v}_{R}} = -4\left(\dot{e}_{wR} - \dot{e}_{b}\right|_{\vec{v}_{R}})$$
(6.24b)
(6.24b)

W celu uproszczenia rczwiązania można założyć, że przy odpowiednio dużym promieniu  $R(T_R)$  komory o zimnych ścianach gęstość strumienia energii ė\_ dąży do zera. Warunek ten zastąpi warunek (24b):

 $\vec{v}_r = \vec{v}_R \rightarrow \infty$ ,  $\dot{e}_r \rightarrow 0$  (6.24c)

Ostatni warunek odpowiada sytuacji, gdy płomień znajduje się w nieskończenie dużej przestrzeni - jest to więc przypadek graniczny. Rozwiązanie analityczne równania (6.23) z warunkami (6.24) możliwe jest w następujących przyr udkach szczególnych. I. Mała grubość optyczna  $(\frac{1}{\overline{v}_r^2} >> 3)$ : wówczas (6.23) przyjmie postać:

$$\frac{d^2 \dot{e}_r}{d v_r^2} + \frac{1}{v_r} \frac{d \dot{e}_r}{d v_r} - \frac{1}{\tilde{v}_r^2} \dot{e}_r = 4 \frac{d \dot{e}_b}{d \tilde{v}_r}$$
(6.25)

Rozwiązaniami części jednorodnej równania (6.25) są funkcje  $\tilde{v}_r$  i  $\frac{1}{\tilde{v}_r}$ . Metodą uzmienniania stałych można znaleźć rozwiązanie dla warunków brzegowych (6.24a) i (6.24c) o postaci:

$$\dot{\mathbf{e}}_{\mathbf{r}}(\tilde{\mathbf{v}}_{\mathbf{r}}) = 4 \frac{1}{\tilde{\mathbf{v}}_{\mathbf{r}}} \left[ \int \tilde{\mathbf{v}}_{\mathbf{r}} \dot{\mathbf{e}}_{\mathbf{b}} d\tilde{\mathbf{v}}_{\mathbf{r}} - \left( \int \tilde{\mathbf{v}}_{\mathbf{r}} \dot{\mathbf{e}}_{\mathbf{b}} d\tilde{\mathbf{v}}_{\mathbf{r}} \right) \Big|_{\tilde{\mathbf{v}}_{\mathbf{r}}} - 0 \right]$$
(6.26)

Szczegółowa postać rozwiązania zależy od postaci zależności  $e_b(t_p)$ . Logiczną i potwierdzoną doświadczalnie (rozdz. 7) postacią tej zależności jest:

$$e_{b}(\tilde{c}_{r}) = a \cdot e^{-\frac{\tilde{c}^{2}r}{b^{2}}}$$
 (6.27)

Dla tej postaci funkcji  $e_{b}(\tilde{c}_{r})$  rozwiązanie (6.26) przyjmie postać:

$$e_r(\tilde{t}_r) = 2 a b^2 \frac{1}{\tilde{t}_r} (1 - e^{-\frac{b^2}{b^2}})$$
 (6.28)

Przebieg funkcji ė( $\tilde{v}_r$ ) oraz funkcji składowych  $\tilde{v}_r$  i  $\frac{1}{v_r}$  przedstawiono na rys. 6.3.

T ett

Rys. 6.3. Przebieg rozwiązań równania (6.25) Fig. 6.3. Shape of solutions of eqn. (6.25)

II. Stała wartość współczynnika pochłaniania  $\alpha$ 

W tym przypadku grubość optyczna jest wyrażona zależnością:

$$\tilde{v}_r = \alpha \cdot r,$$
 (6.29)

- 39 -

która przekształca równanie (6.23) w równanie różniczkowe dla zmiennej r:

$$\frac{d^{2}\dot{e}_{r}}{dr^{2}} + \frac{1}{r}\frac{d\dot{e}_{r}}{dr} - (\frac{1}{r^{2}} + 3\alpha^{2})\dot{e}_{r} = 4\alpha\frac{d\dot{e}_{b}}{dr}$$
(6.30)

Jeżeli dodatkowo wartość  $\alpha$  jest mała, tak że  $\frac{1}{2}$  >>  $3\alpha^2$ , to rozwiązanie równania (6.30) jest analogiczne do równania (6.26).

III. Gdy  $\frac{1}{\overline{v}_r^2}$  jest tego samego rzędu co 3:  $(\frac{1}{\overline{v}_r^2} \approx 3)$ 

Rozwiązanie analityczne pełnego równania (6.23) można otrzymać przez zmianę zmiennych, wprowadzając nową zmienną t:

$$t = \sqrt{3} \cdot \tilde{v}_{r}$$
 (6.31)

Równanie (6.23) przekształca się w równanie

$$\frac{d^{2}\dot{e}_{r}}{dt^{2}} + \frac{1}{t}\frac{d\dot{e}_{r}}{dt} - (1 + \frac{1}{t^{2}})\dot{e}_{r} = \frac{4}{\sqrt{3}}\frac{d\dot{e}_{b}}{dt}$$
(6.32)

Część jednorodna równania (6.32) jest zmodyfikowanym równaniem Bessela rzędu 1. Jego rozwiązaniami szczegóżowymi są funkcje Bessela  $I_1(t)$  i  $K_1(t)$ . Stosując metodę uzmienniania stałych, otrzymuje się rozwiązanie (6.32) o postaci:

$$\dot{e}_{r}(t) = \left[C_{1}(t) + D_{1}\right] \cdot I_{1}(t) + \left[C_{2}(t) + D_{2}\right] \cdot K_{2}(t)$$
 (6.33)

gdzie: D<sub>1</sub> i D<sub>2</sub> są stałymi, a funkcje  $C_1(t)$  i  $C_2(t)$  mają postać:

$$C_{1}(t) = -\int \frac{K_{1}(t) \cdot f(t)}{I_{1}(t) \cdot K_{1}(t) - K_{1}(t) \cdot I_{1}(t)} dt \qquad (6.34a)$$

No. 1

$$C_{2}(t) = \int \frac{I_{1}(t) \cdot f(t)}{I_{1}(t) \cdot K_{1}(t) - K_{1}(t) \cdot I_{1}(t)} dt \qquad (6.34b)$$

gdzie

$$(t) = \frac{4}{\sqrt{3}} \frac{de_b}{dt}.$$

.....

(6.34c)

Znalezienie szczegółowej postaci rozwiązania (6.33) możliwe jest, gdy znana jest postač funkcji f(t), np. metodą numeryczną. Rozwiązanie to ma przebieg podobny do rozwiązania równania (6.25). Wynika to z podobieństwa przebiegu funkcji I i  $K_1$  do funkcji  $\tilde{c}$  i  $\frac{1}{2}$ .

IV. Mała grubość optyczna  $(\frac{1}{r_r^2} >> 3);$  obszar ograniczony jest ścianą o promieniu R, emisyjności  $\hat{e}_{wR}$  i temperaturze  $T_{wR}$ 

Równanie opisujące przenoszenie promieniowania wzdłuż promienia jest identyczne z (6.25):

$$\frac{d^2 \dot{\mathbf{e}}_r}{d \vec{\epsilon}_r} + \frac{1}{\vec{\epsilon}_r} \frac{d \dot{\mathbf{e}}_r}{d \vec{\epsilon}_r} - \frac{1}{\vec{\epsilon}_r^2} \dot{\mathbf{e}}_r = 4 \frac{d \dot{\mathbf{e}}_b}{d \vec{\epsilon}_r}$$
(6.35)

Natomiast warunki brzegowe mają postać (6.24a i b):

$$\mathbf{r} = 0,$$

$$\dot{\mathbf{e}}_{r} = 0$$

$$\mathbf{r} = \vec{v}_{R},$$

$$\frac{d\dot{\mathbf{e}}_{r}}{d\vec{v}_{r}}\Big|_{\vec{v}_{R}} - 4\left(\frac{1}{\mathcal{E}_{WR}} - \frac{1}{2} - \frac{1}{4\vec{v}_{R}}\right)\dot{\mathbf{e}}_{r}\Big|_{\vec{v}_{R}} = -4\left(\dot{\mathbf{e}}_{WR} - \dot{\mathbf{e}}_{b}\right|_{\vec{v}_{R}} )$$

$$(6.36b)$$

Rozwiązanie ogólne równania (6.35) ma postać:

$$\dot{\mathbf{e}}_{\mathbf{r}}(\tilde{\mathbf{v}}_{\mathbf{r}}) = 4 \frac{1}{\tilde{\mathbf{v}}_{\mathbf{r}}} \int \tilde{\mathbf{v}}_{\mathbf{r}} \dot{\mathbf{e}}_{\mathbf{b}} d\tilde{\mathbf{v}}_{\mathbf{r}} + A\tilde{\mathbf{v}}_{\mathbf{r}} + B \frac{1}{\tilde{\mathbf{v}}_{\mathbf{r}}}$$
(6.37)

Z warunku (6.36a) wynika:

$$B = -4 \int \tilde{v}_r e_b d\tilde{v}_r \Big|_{\tilde{v}_r=0}$$

Natomiast z warunku (6.36b) wynika zależność na stałą A:

$$A = -\frac{2 \mathcal{E}_{R}}{2 \mathcal{C}_{R} + \mathcal{E}_{R}} \left[ \dot{e}_{WR} + \frac{4}{\mathcal{E}_{R}} \frac{1}{\mathcal{T}_{R}} \left( \int \mathcal{T}_{r} \dot{e}_{b} d\mathcal{T}_{r} \middle|_{\mathcal{T}_{R}} + B \right) \right]$$
(6.38)

gdzie:

$$\frac{1}{\mathcal{E}_{\mathrm{R}}} = \frac{1}{\mathcal{E}_{\mathrm{WR}}} - \frac{1}{2}; \quad \dot{\mathrm{e}}_{\mathrm{WR}} = 6 \cdot \mathrm{T}_{\mathrm{WR}}^{4}.$$

Dla szczególnego przypadku, gdy  $e_b = a \cdot e_{a}^{-\tilde{c}_{a}^{2}/b^{2}}$ , rozwiązanie ma po-stać:

$$\tilde{\mathbf{e}}_{\mathbf{r}}(\tilde{\mathbf{r}}_{\mathbf{r}}) = 2\mathbf{a}\mathbf{b}^2 \frac{1}{\tilde{\mathbf{r}}_{\mathbf{r}}} (1 - \mathbf{e}^{-\tilde{\mathbf{r}}_{\mathbf{r}}^2/\mathbf{b}^2}) - \frac{4\mathbf{a}\mathbf{b}^2}{\tilde{\mathbf{r}}_{\mathbf{R}}(2\tilde{\mathbf{r}}_{\mathbf{R}} + \tilde{\mathbf{c}}_{\mathbf{R}})} \cdot \tilde{\mathbf{r}}_{\mathbf{r}} - \frac{2\tilde{\mathbf{c}}_{\mathbf{R}}}{2\tilde{\mathbf{r}}_{\mathbf{R}} + \tilde{\mathbf{c}}_{\mathbf{R}}} \tilde{\mathbf{e}}_{\mathbf{w}\mathbf{R}} \cdot \tilde{\mathbf{r}}_{\mathbf{r}}$$

założono tu, że dla  $\tilde{v}_r = \tilde{v}_R$ ,  $\tilde{e}_b \approx 0$ , co jest równoznaczne z założeniem, ze  $\tilde{v}_R^2 >> b^2$ .

Przedstawione powyżej rozwiązania równań opisujących przepływ energii radiacyjnej w kierunku promieniowym, mimo że są rozwiązaniami przybliżonymi, dają wyobrażenie o postaci funkcji opisujących promieniową składową strumienia energii radiacyjnej e , a także mogą służyć jako odniesienie dla rozwiązań w dwuwymiarowym układzie współrzędnych otrzymanych metodą numeryczną.

#### 6.6. <u>Wielkości wymagane dla rozwiązania równań przenoszenia promie-</u> niowania

Podsumowując rozdział omawiający równania przenoszenia promieniowania i warunki brzegowe dla płomienia gazowego, należy zwrócić uwagę na to, że rozwiązanie tych równań nie będzie sprawiało większych trudności matematycznych, gdy znane będą wartości  $e_b(r)$  i  $\alpha_t(r)$ . Wielkości te mogą zostać wyznaczone specjalną metodą pomiarową, przedstawioną w III części pracy.

Der Beleitsenent od preisedet egerpreset sollten wehlt gefehligt an der beiten eine sollten sollten andere sollten eine sollten andere sollten eine sollten andere sollten eine sollten eine sollten andere sollten eine sollten

Conception peaks of granersmith & a day

(6.39)

Revised and a method statement with date 1

the same appropriate and a second second to be appropriate and the second secon

$$i(L) = i_{o} \exp(-\int_{0}^{L} ddl) + \exp(-\int_{0}^{L} ddl) \cdot \int_{0}^{L} i_{v} \exp(\int_{0}^{L} dx) dl \qquad (7.3)$$

- 43 -

gdzie

$$i_v(1) = \alpha(1) \cdot i_b(1)$$

(7.3a)

W równaniu tym i w dalszych opuszczono dla wygody indeks A. Możliwe są dwa rozwiązania dla różnych warunków brzegowych:

1) Promieniowanie padające na warstwę gazu w miejscu l = 0 jest znane i pochodzi od "gorącego tła": i = i =  $\frac{1}{\pi}$  6  $T_w^4$ . Wówczas równanie (7.3) ma postać:

$$i_{h}(L) = i_{w} \exp(- |\alpha dl) + \exp(- |\alpha dl) \int_{0}^{L} i_{v} \exp(\int_{0}^{1} \alpha dx) dl \qquad (7.4)$$

Indeks h oznacza intensywność promieniowania pochodzącego od warstwy gazu i od gorącego tła położonego poza nią.

2) Promieniowanie padające na warstwę gazu w miejscu 1 = 0 jest pomijalnie małe (tzw. "zimne tło"): i = 0. Wówczas równanie (7.3) przyjmie postać:

$$i_{c}(L) = \exp(-\int \alpha dl) \int i_{v} \exp(\int \alpha dx) dl \qquad (7.5)$$

Indeks c oznacza intensywność promieniowania gazu na zimnym tle.

W zależności od grubości optycznej rozpatrywanej warstwy gazu możliwe są pewne uproszczenia pozwalające wyznaczyć bądź tylko wartości współczynnika pochłaniania  $\alpha$  (warstwa optycznie cienka), bądź zarówno wartości współczynnika pochłaniania  $\alpha$ , jak i wartości gestości emisji gazu e<sub>v</sub>. Konieczne jest przy tym założenie o osiowej symetrii rozpatrywanej bryły gazu (płomienia).

Wartości intensywności promieniowania na gorącym i na zimnym tle będą wykorzystane poniżej do wyznaczenia ot i  $e_v$ .

#### 7.2. Rozwiązanie dla warstwy emitująco-absorbującej

Dla bryły gazowej, której pochłanianie odgrywa istotną rolę w przepływie promieniowania, równania (7.4) i (7.5) muszą być zastosowane bez uproszczeń. Odejmując je stronami, można wyeliminować człon odpowiedzialny za emisję własną gazu:

#### 7. METODA WYZNACZANIA WŁASNOSCI RADIACYJNYCH PŁOMIENI

Model analityczny opisujący przepływ energii radiacyjnej w płomieniu gazowym wymaga znajomości takich wielkości, jak: współczynnik pochłaniania  $\alpha$ , objętościowa gęstość emisji gazu e<sub>v</sub> w rozkładzie przestrzennym. Jedną z możliwości ich wyznaczenia jest droga eksperymentalna – wykonanie serii pomiarów promieniowania cieplnego płomienia i wyznaczenie, za pomocą metod numerycznych, rozkładu poszukiwanych wielkości. Poza tym samo poznanie rozkładu współczynnika pochłaniania i objętościowej gęstości emisji gazów w płomieniu, obok wielkości takich, jak rozkład temperatury i koncentracji składników, ma duże znaczenie dla poznania mechanizmów reakcji zachodzących w płomieniu.

W niniejszym rozdziałe przedstawiono metodę wyznaczenia rozkładu poszukiwanych wielkości w płomieniu. Jest to metoda prosta technicznie i nie wymagająca wprowadzania sond pomiarowych do wnętrza płomienia.

#### 7.1. <u>Przyrost intensywności promieniowania w ośrodku</u> <u>emitująco-absorbującym</u>

Jak już wspomniano w rozdz. 5, przyrost intensywności promieniowania cieplnego o długości fali  $\lambda$  przechodzącego przez warstwę gazu o grubości dl jest opisany równaniem:

$$\frac{\mathrm{d}i_{\lambda}(1)}{\mathrm{d}1} = \alpha_{\lambda}(1) \left[i_{b\lambda}(1) - i_{\lambda}(1)\right]$$
(7.1)

Założono tu, że warstwa gazu jest niejednorodna i że znany jest rozkład współczynnika pochłaniania  $\alpha_{\lambda}(1)$  i intensywności promieniowania ciała doskonale czarnego i<sub>b $\lambda$ </sub>(1) (lub rozkład temperatury gazu).

Warunkiem brzegowym dla (7.1) jest intensywność promieniowania na brzegu obszaru:

$$1 = 0, \quad i_{\lambda}(0) = i_{\lambda_0}.$$
 (7.2)

Rozwiązanie ogólne równania (7.1) przy warunku (7.2) dla warstwy gazu o grubości L ma postać:

$$i_{h}(L) - i_{c}(L) = i_{w} \cdot exp(-\int \alpha(1)d1)$$
 (7.6)

Po przekształceniu otrzymuje się zależność:

$$\psi(L) = \ln \frac{i_w}{i_h(L) - i_c(L)} = \int_0^L \alpha(1) d1$$
 (7.7)

Równanie (7.7) może być podstawą do wyznaczenia rozkładu wartości oc. Po wyznaczeniu rozkładu oc(1) można wyznaczyć i<sub>v</sub>(1) za pomocą wzoru wynikającego z równań (7.4) i (7.5):

$$\Psi(L) = i_{c}(L) \cdot \frac{i_{w}}{i_{h}(L) - i_{c}(L)} = \int_{0}^{L} i_{v}(1) \exp(\int_{0}^{1} \alpha(x) dx) d1$$
(7.8)

Lewe strony równań (7.7) i (7.8), oznaczone odpowiednio  $\phi(L)$  i  $\psi(L)$ , są funkcjami jedynie grubości warstwy gazu. Funkcja  $\phi(L)$  jest w istocie grubością optyczną niejednorodnej warstwy gazu o grubości L.



Rys. 7.1. Bryła gazu w geometrii cylindrycznej

Fig. 7.1. Gas volume in cylindrical geometry

Dla znanych z pomiaru wartości  $i_{h}^{(L)}$  oraz  $i_{c}^{(L)}$  można wyznaczyć  $\alpha(1)$  z (7.7) i następnie  $i_{v}^{(1)}$ z (7.8).

Dla osiowo-symetrycznej bryły płomienia o promieniu R równania (7.7) i (7.8) mają postać (rys. 7.1):

$$\phi_{\rm R}({\rm x}) = 2 \int_{{\rm r}={\rm x}}^{\rm R} \alpha({\rm r}) \frac{{\rm rd}{\rm r}}{({\rm r}^2 - {\rm x}^2)^{1/2}}$$
 (7.9)

 $(x) = 2 \int_{r=x}^{\bar{R}} i_{v}(r) \exp(\int_{0}^{r} \alpha(x) dx \frac{r dr}{(r^{2} - x^{2})^{1/2}}$ (7.10)

Oba powyższe równania są równaniami całkowymi Abela z niewiadomymi funkcjami odpowiednio  $\alpha(r)$  i  $i_v(r) \exp(\int_{\alpha}^{r} \alpha dx)$ .

$$\alpha(\mathbf{r}) = -\frac{1}{\pi} \int_{\mathbf{x}=\mathbf{r}}^{\mathbf{R}} \frac{\frac{\mathrm{d}\phi_{\mathbf{R}}(\mathbf{x})}{\mathrm{d}\mathbf{x}}}{(\mathbf{x}^2 - \mathbf{r}^2)^{1/2}} \,\mathrm{d}\mathbf{x} + \mathbf{x}_0$$
(7.11)

gdzie  $\alpha_0$  jest wartością współczynnika pochłaniania dla spalin otaczających płomień (rozdz. 7.5).

Znając wartości współczynnika pochłaniania  $\alpha$  (r) można, rozwiązując równania (7.10), otrzymać zależność i $_v$ (r):

$$i_{v}(r) = -\frac{1}{2} \cdot \exp(-\int_{0}^{r} \alpha(r) dr) \int_{r}^{R} \frac{d\psi_{R}(x)}{dx} \frac{d\psi_{R}(x)}{dx + i_{vo}}$$
 (7.12)

gdzie i dotyczy spalin otaczających płomień (rozdz. 7.5).

Równoczesne rozwiązanie równań (7.4) i (7.5) pozwala więc na wyznaczenie zarówno rozkładu współczynnika pochłaniania  $\alpha$ (r) - (7.11), jak i rozkładu objętościowej intensywności i $_{V}$ (r) - (7.12). W celu wyznaczenia tych wielkości należy znać zależność intensywności promieniowania (w kierunkach równoległych do średnicy bryły gazu) od odległości od osi tej bryły (rys. 7.1). Pomiar tych wielkości, odpowiednio na zimnym i na gorącym tle, można przeprowadzić za pomocą pirometru wąskokątnego

Znając rozkład x(r), można wyznaczyć grubość optyczną bryły płomienia:

$$\mathcal{T}(\mathbf{r}) = \int \alpha(\mathbf{r}') d\mathbf{r}'$$

(7.13)

Grubość optyczna  $\tilde{c}$  może być zastosowana jako nowa współrzędna o równaniach przepływu promieniowania, np. w zależnościach przedstawionych w rozdziałach 5 i 6.

Zgodnie z uwagą zamieszczoną na początku rozdziału 7 wielkości  $i_w$ ,  $i_h$  oraz i są funkcjami długości fali promieniowania  $\lambda$ . Tak więc zarówno współczynnik pochłaniania  $\alpha$  (r), jak i objętościowa gęstość emisji  $e_v$ (r) są funkcjami  $\lambda$ .

#### 7.3. Rozwiązanie dla warstwy słabo pochłaniającej

W sytuacji gdy w warstwie gazu pochłanie promieniowania pochodzącego od tła może być pominięte, człony pochłaniania w równaniu (7.4) i (7.5) stają się `liskie jedności: `

- 46 -

W tym przypadku równania (7.4) i (7.5) różnią się od siebie o stałą wartość i... Równanie (7.5) przyjmuje postać:

$$i_{c}(L) = \int_{0}^{L} i_{v}(1) d1$$
 (7.14)

lub

$$i_{c}(L) = \int_{0}^{L} \alpha(1)i_{b}(1)d1$$
 (7.15)

Promieniowanie gazu docierające do brzegu bryły gazowej jest więc sumą (całką) promieniowania wszystkich warstw gazu.

Równanie (7.14) można zapisać w geometrii cylindrycznej odpowiedniej dla bryły płomienia (rys. 7.1). Równanie to we współrzędnych r, x ma postać:

$$i_R(x) = 2 \int_0^Y i_V(r) dy = 2 \int_{r=x}^R i_V(r) \frac{rdr}{(r^2 - x^2)^{1/2}}$$
 (7.16)

W równaniu (7.16) współrzędna x jest parametrem, a R promieniem cylindrycznej bryły gazowej.

Jeżeli znane są wartości intensywności promieniowania  $i_R(x)$  docierającego na zewnątrz bryły gazowej (z pomiarów), to niewiadomą funkcją jest intensywność  $i_v(r)$  znajdująca się pod znakiem całki. Jest to równanie całkowe, którego rozwiązaniem jest:

$$i_{v}(r) = -\frac{1}{\pi} \int_{x=r}^{R} \frac{\frac{di_{R}(x)}{dx}}{(x^{2} - r^{2})^{1/2}} dx + i_{vo}$$
(7.17)

gdzie i<sub>vo</sub> jest wartością dla spalin otaczających płomień (rozdz. 7.5). Znając intensywność objętościową promieniowania własnego gazu i<sub>v</sub>(r), można wyznaczyć rozkład objętościowej gęstości emisji ė<sub>v</sub>(r):

$$e_v(r) = 4\pi i_v(r)$$
 (7.18)

Wielkość ė<sub>v</sub>(r) jest strumieniem energii generowanym w jednostce objętości gazu w miejscu określonym promieniem r. Wielkość ė<sub>v</sub>(r) związana jest z gęstością ė<sub>b</sub> zależnością:

$$\dot{e}_{v}(r) = 4 \alpha (r) \dot{e}_{b}(r)$$
 (7.19)

gdzie ė<sub>b</sub> jest gęstością emisji ciała doskonale czarnego o temperaturze równej temperaturze gazu T<sub>a</sub> w punkcie r:

$$e_{\rm b}(r) = 6T_{\rm g}(r)^4$$
 (7.20)

gdzie  $6 = 5.669 \cdot 10^{-8} \frac{1}{m^2 \kappa^4}$  stała Boltzmana.

oc

Łącząc zależności (7.18), (7.19) i (7.20), można wyznaczyć wartości współczynnika pochłaniania  $\alpha(r)$  z wyznaczonych uprzednio wartości e (r) i ze zmierzonych inną metodą temperatur gazu  $T_{g}(r)$  [18].

$$(r) = \frac{\dot{e}_{v}(r)}{4 \, 6 \, T_{q}(r)^{4}}$$
(7.21)

Otrzymane w ten sposób wartości  $\alpha$ (r), przy założeniu małej grubości optycznej warstwy gazu, są trudne do wyznaczenia inną metodą, a w szczególności ich wartości lokalne. Należy jednak zwrócić uwagę na znaczny wpływ błędów pomiarów temperatury gazu; spowodowany czwartą potęgą temperatury w (7.21).

#### 7.4. Przybliżone rozwiązanie dla warstwy słabo pochłaniającej

Równanie (7.17) może być rozwiązane analitycznie w przypadku, gdy zależność i<sub>R</sub>(x) jest opisana funkcją łatwą do scałkowania. Wyniki pomiarów przeprowadzonych w doświadczalnej komorze spalania dają się dobrze aproksymować funkcją o postaci [18]:

$$i_R(x) = \frac{a}{\pi} \cdot \exp(-x^2/b^2) + c$$
 (7.22)

W tym przypadku pochodna występująca pod całką (7.9) ma postać:

$$\frac{di_{R}(x)}{dx} = -\frac{2a}{\pi b^{2}} x \cdot exp(-x^{2}/b^{2})$$

Podstawiając tę zależność do (7.9) po scałkowaniu otrzymuje się:

$$e_v(r) = \frac{4a}{\sqrt{\pi b}} \cdot exp(-x^2/b^2) \cdot \phi_G(\frac{\sqrt{2}}{b}\sqrt{R^2-r^2})$$
 (7.23)

gdzie  $\phi_{\rm G}$  jest funkcją błędu Gaussa. W praktycznym przypadku promień bryły gazowej w komorze jest znacznie większy od promienia obszaru będącego głównym przedmiotem zainteresowania (R >> r). Poza tym wartość b jest na ogół rzędu 0.1 m. Wówczas wartość funkcji błędu  $\phi_{_{\rm G}} \approx 1~$ i równanie (7.23) upraszcza się do postaci:

$$\dot{e}_{v}(r) = \frac{4a}{\sqrt{\pi_{b}}} \exp(-x^{2}/b^{2})$$
 (7.24)

#### 7.5. Uwzględnienie pochłaniania i emisji w spalinach otaczających płomień

Równania z rozdziałów (7.2) i (7.3) opisują nadwyżki własności gazu w płomieniu ponad wartości dla spalin otaczających płomień (wymagają tego warunki brzegowe do równania Abela). Gaz otaczający płomień bierze zarówno udział w pochłanianiu, jak i w emisji promieniowania. Zasadniczym założeniem, które odróżnia spaliny od bryły gazowej płomienia, jest przyjęcie ich jednorodności pod względem własności, takich jak współczynnik pochłaniania ot i intensywność objętościowa promieniowania i .



- Rys. 7.2. Przekrój poprzeczny komory spalania
- Fig. 7.2. Cross section of combustion\_chamber

W geometrii cylindrycznej z promieniowaniem wyłącznie warstwy spalin mamy do czynienia przy pomiarach dla dużych odległości od osi (duże x) - rys. 7.2.

Dla stałego  $\alpha = \alpha_{c}$  zależność (7.9) ma postać:

$$\Phi_{\rm R}(x) = 2 \, \alpha_{\rm o} \, \int_{-\infty}^{\infty} \frac{r \, dr}{(r^2 - x^2)^{1/2}} = 2 \, a \, \alpha_{\rm o} = \alpha_{\rm o} \, {\rm L}$$
(7.27)

Wykorzystując definicję funkcji  $\phi_{R}(x) = (7.7) - otrzymuje się:$ 

$$\ln \frac{\mathbf{i}_{W}}{\mathbf{i}_{ho} - \mathbf{i}_{co}} = \alpha_{o}$$

(7.28)

(7.25)

(7.26)

a wiec

$$\alpha_{0} = \frac{1}{L} \ln \frac{i_{W}}{i_{h0} - i_{CO}}$$

(7.28a)

Indeks o oznacza wartość dla współrzędnej x większej od promienia bryły płomienia. Jest to równanie identyczne z równaniem (7.26).

- 49

Wartość iloczynu 🎝 L jest grubością optyczną warstwy gazu o współczynniku pochłaniania równym 🛛 i grubości L. Jest to zgodne ze stwierdzeniem w rozdziałe 7.3, że funkcja  $\phi(L)$  jest grubością optyczną warstwy gazu.

Podobnie można wyznaczyć wartość objętościowej intensywności promieniowania spalin otaczających płomień i występującą w (7.12).

Dla warstwy spalin poza płomieniem równanie (7.8) przyjmie postać:

$$\psi_{Lo}(L) = \int_{x}^{L} i_{vo} exp(\int_{x}^{1} \alpha_{o} dx) dl$$

po przekształceniu otrzymuje się:

$$i_{vo} = \psi_{Lo}(L) \cdot \frac{\alpha_0}{\alpha_0 L}$$

W zależności tej zgodnie z definicją (7.8):

$$p_{Lo}(L) = i_{co} \cdot \frac{i_W}{i_{ho} - i_{co}}$$
 (7.31)

#### 7.6. Porównanie rozwiązań dla warstwy słabo pochłaniającej i dla warstwy emitująco-absorbującej

W rozdziale 7.2 przedstawiono rozwiązania równania przenoszenia promieniowania dla warstwy, w której pochłanianie promieniowania może być pominięte, a w rozdziale 7.3 dla warstwy zarówno absorbującej jak i emitującej (tzw. optycznie czynnej). Poniżej przedstawiono porównanie tych rozwiązań. Równanie dla warstwy optycznie czynnej ma postać (7.9)):

$$\Phi_{R}(x) = \ln \frac{i_{W}}{i_{h}(x) - i_{c}(x)} = 2 \int_{r=x}^{R} \alpha(r) \frac{rdr}{(r^{2} - x^{2})^{1/2}}$$

(7.29)

(7.30)

i jego rozwiązanie (7.11):

$$\alpha(r) = -\frac{1}{2} \int_{x=r}^{R} \frac{d\phi_{R}(x)}{(x^{2}-r^{2})^{1/2}} dx + \alpha_{0}$$

Gdy w warstwie gazu nie następuje pochłanianie promieniowania tła, wówczas wartość intensywności na gorącym tle  $i_h(x)$  różni się od wartości na zimnym tle i (x) o stałą wartość, będącą intensywnością promieniowania

 $i_h(x) = i_c(x) + i_w$ 

(7.32)

Wówczas funkcja  $\phi_{R}(x)$  przyjmie wartość:

a jej pochodna:

$$\frac{\mathrm{d}\phi_{\mathrm{R}}(\mathbf{x})}{\mathrm{d}\mathbf{x}} = 0$$

Po podstawieniu do równania na ot otrzymuje się:

$$\alpha(r) = \alpha_0 = \text{const}$$
(7.33)

Z kolei, wobec zależności (7.32), funkcja  $\psi_R(x)$  z (7.8) staje się równa intensywności mierzonej w zimnym tle:

 $\phi_{\rm R}(\mathbf{x}) = \mathbf{i}_{\rm C}(\mathbf{x}) \tag{7.34}$ 

Ponieważ dla warstwy niepochłaniającej wartość  $\alpha_0 = 0$ , więc człon wykładniczy przed całką w (7.12) staje się równy jedności i równanie to przyjmuje postać:

$$i_{v}(r) = -\frac{1}{\pi} \int_{r}^{R} \frac{\frac{di_{c}(x)}{dx}}{(x^{2}-r^{2})^{1/2}} dx + i_{vo}$$
(7.35)

Równanie to jest identyczne z równaniem (7.17), gdy weźmie się pod uwagę, że wartość  $i_R(x)$  jest intensywnością mierzoną na zimnym tle.

Podsumowując niniejsze porównanie, można stwierdzić, że rozwiązanie przybliżone jest szczególnym przypadkiem rozwiązania ogólnego. Porównanie wartości otrzymanych tymi dwiema drogami pozwoli ocenić wpływ pochłaniania na przenoszenie promieniowania w gazie.

- 51 -

#### 7.7. Temperatura "radiacyjna" gazu

Wartości współczynnika pochłaniania gazu  $\alpha$ (r) oraz objętościowej gęstości emisji e<sub>v</sub>(r) wyznaczono bez ingerencji do wnętrza płomienia, jedynie opierając się na intensywnościach promieniowania docierającym do brzegu bryły gazowej. Znajomość tych wielkości pozwala dodatkowo na wyznaczenie temperatury gazu. Na podstawie równań (7.19) i (7.20) można zapisać zależność:

$$T_{g}(r)^{4} = \frac{1}{46} \cdot \frac{\dot{e}_{v}(r)}{\alpha(r)}$$
 (7.36)

Temperatura  $T_g(r)$ , której rozkład po promieniu został w ten sposób wyznaczony, jest temperaturą odpowiedzialną za radiacyjne własności gazu w miejscu określonym promieniem r. Temperaturę tę nazwano temperaturą "radiacyjną" gazu.

Ściśle rzecz biorąc, wielkości  $e_v$  oraz  $\alpha$  są wielkościami spektralnymi (zależnymi od długości fali  $\lambda$ ). Tak więc wyznaczona z powyższego wzoru temperatura gazu jest również wielkością spektralną. Odpowiada ona rzeczywistej temperaturze gazu po uwzględnieniu jego widma promieniowania.

#### 7.8. Uwzględnienie pasmowego promieniowania gazów

Dotychczas rozpatrywane równania dotyczyły promieniowania o określonej długości fali  $\lambda$ . Rozpatrywanie ich dla całego zakresu widma promieniowania cieplnego możliwe jest tylko przy założeniu, że rozpatrywany gaz jest gazem szarym, emitującym w całym zakresie widma. Założenie to jednak prowadzi do znacznych błędów w oszacowaniu strumieni ciepła wymienionych drogą promieniowania [35, 60].

Z drugiej strony, rozpatrywanie pasmowego modelu gazu z uwzględnieniem każdego pasma promieniowania oddzielnie prowadzi do komplikacji obliczeniowych, a przede wszystkim do znacznych komplikacji przy pomiarach intensywności promieniowania padającego od bryły gazowej i od gorącego tła. Pomiary takie wymagałyby, użycia przyrządu rejestrującego intensywność promieniowania dla bardzo wąskich przedziałów widma w całym zakresie promieniowania (spektrometru).

Wobec takich trudności pomiarowych celowe jest zastosowanie metody przybliżonej, która korzystając z pirometru całkowitego promieniowania uwzględnia pasmowy charakter promieniowania gazów.

Wymiana ciepła w gazach może być rozpatrywana w dwóch zakresach: w zakresie przeźroczystości gazu dla promieniowania cieplnego (tzw. oknach) należy rozdzielić promieniowanie gorącego tła i (ciała szarego) na część w zakresie okien i oraz w zakresie pasm i pm. Zarówno zakres okien, jak i zakres pasm oznaczają odpowiednio sumę zakresów wszystkich okien oraz sumę zakresów wszystkich pasm aktywności gazu:

- 52 -

$$i_w = i_{pm} + i_{ok}$$

Część i<sub>ok</sub> dotrze bez zakłóceń na drugą stronę bryły gazowej, natomiast część i<sub>pm</sub> ulegnie osłabieniu w warstwie gazu.

Równanie (7.4) określające intensywność promieniowania bryły gazowej na gorącym tle może być scałkowane po całym zakresie widma promieniowania. Całkowanie w zakresie o  $-\infty$  może być rozbite na sumę zakresu okien i zakresu pasm. W zakresie okien zarówno współczynnik pochłaniania, jak i intensywność emisji własnej są zerami ( $\alpha = 0$ , i = 0) i z tego powodu niektóre wyrazy się zerują.

W rezultacie otrzymuje się równanie:

$$\mathbf{i}_{h}(\mathbf{L}) = \mathbf{i}_{ok} + \mathbf{i}_{pm} \exp\left(-\int_{0}^{L} \alpha_{pm} d\mathbf{l}\right) + \exp\left(-\int_{0}^{L} \alpha_{pm} d\mathbf{l}\right) \int_{0}^{L} \mathbf{i}_{v,pm} \left(\exp\left(\int_{0}^{L} \alpha_{pm} dx\right) d\mathbf{l}\right)$$
(7.38)

W równaniu tym wartości  $\alpha_{\rm pm}$  oraz i<sub>v,pm</sub> są wartościami uśrednionymi dla wszystkich pasm aktywności gazów. Natomiast równanie (7.5) nie ulegnie zmianie.

Równanie (7.6) przyjmie postać:

$$i_{h}(L) - i_{c}(L) = i_{ok} + i_{pm} \exp(-\int_{0}^{L} \alpha_{pm}(1) d1)$$
 (7.39)

Funkcja Ø(L) jest teraz zdefiniowana jako:

(L) = 
$$\ln \frac{i_{\text{DM}}}{i_{\text{h}}(\text{L}) - i_{\text{ok}} - i_{\text{c}}(\text{L})}$$
 (7.40)

Prawa strona równania (7.7) nie ulega zmianie. Również dalsze rozważania nie ulegają zmianie, jeżeli wielkość i<sub>h</sub> pomniejszymy wszędzie o i<sub>ok</sub>: Jeżeli zdefiniujemy udział promieniowania tła w pasmach w całkowitym promieniowaniu tła (ciała szarego) jako β:



Ø

to intensywność promieniowania w pasmach i oraz w oknach i można wyznaczyć jako:

$$i_{pm} = \beta i_{w}$$
 (7.42a)

(7.42b)

$$= (1 - \beta) i_{W}$$

gdzie:

iok

(7, 37)

$$i_{w} = \frac{1}{\Re} \mathcal{E}_{w} \mathcal{E}_{w}^{4}$$
(7.43)

Rozumowanie powyższe jest przybliżone, a jego błąd wynika głównie z faktu, że zakresy widmowe pasm i okien zależą od wielu czynników, takich jak: temperatura, skład gazu i ciśnienie. Ponieważ w płomieniu mamy do czynienia z silnie niejednorodną bryłą gazu, więc granice tych zakresów widma zmieniają się. Jednak fakt, że zakresy pasm promieniowania gazu słabo zależą od temperatury i ciśnienia [35], zmniejsza błąd takiego założenia.

Równocześnie należy podkreślić, że w komorze spalania płomień ma małą objętość w porównaniu z objętością otaczających go spalin. Jeżeli więc udział  $\beta$  promieniowania w pasmach wyznaczy się dla składu spalin, to wpływ przesunięcia granic pasm w bryle płomienia o stosunkowo małej grubości optycznej na pochłanianie promieniowania w całej bryle gazów w komorze będzie niewielki.

Dużą zaletą proponowanego sposobu uwzględnienia promieniowania gazu w pasmach jest prostota równań oraz możliwość użycia prostych i łatwo dostępnych przyrządów do pomiaru promieniowania (pirometrów całkowitego promieniowania).

Rozkłady wielkości & i i wyznaczone metodą przedstawioną w niniejszym rozdziale posłużą jako dane przy rozwiązywaniu równań przenoszenia promieniowania w płomieniu metodą przybliżenia różniczkowego.

#### 8. POMIARY W DOŚWIADCZALNEJ KOMORZE SPALANIA

W celu zilustrowania przedstawionego modelu przepływu promieniowania oraz metody wyznaczania własności radiacyjnych płomieni gazowych przeprowadzono serię badań płomieni w komorze spalania. Wykorzystano doświadczalną komorę spalania znajdującą się w Instytucie Techniki Cieplnej Politechniki Śląskiej w Gliwicach. Komora ta została odpowiednio przystosowana i oprzyrządowana do przeprowadzenia pomiarów promieniowania płomieni.

#### 3.1. Uwagi o metodzie pomiarowej

W rozdziałach poprzednich przedstawiono metodę wyznaczania lokalnych wartości współczynnika pochłaniania, objętościowej gęstości emisji i innych parametrów w płomieniu. Metoda ta opiera się na pomiarach intensywności promieniowania bryły płomienia na zimnym tle i na gorącym tle. Pomiary te są wykonywane wzdłuż cięciw przechodzących w różnych odległościach od osi płomienia.

Przedstawiona metoda stawia pewne wymagania przyrządom pomiarowym, sposobom pomiaru oraz technicznym warunkom wykonywania pomiarów.

Pomiaru intensywności promieniowania dokonuje się pirometrem. Pirometry stosowane są głównie do pomiaru temperatury ciał na odległość i wyskalowane są w jednostkach temperatury. Jednak wielkością, na którą reaguje pirometr, jest intensywność padającego doń promieniowania. Poniewaź pirometry są skalowane według temperatury ciała doskonale czarnego, więc intensywność promieniowania padającego do pirometru można obliczyć z zależności:

 $i = -\frac{6T_c^4}{\pi}$ 

gdzie T<sub>c</sub> jest rzeczywistą temperaturą ciała doskonale czarnego. Używając więc powyższego wzoru, można wykorzystywać pirometr jako miernik intensywności promieniowania; T<sub>c</sub> jest wówczas temperaturą wskazywaną przez pirometr.

(8.1)

Należy mierzyć zarówno promieniowanie padające od bryły gazowej, jak i od ściany (gorącego tła) i dlatego użyty pirometr powinien reagować na pełny zakres widma promieniowania cieplnego tak, aby objął on wszystkie istotne pasma promieniowania gazów występujących w badanej bryle gazowej. Jest to wymóg trudny do spełnienia, gdyż większość produkowanych pirometrów wycina z widma promieniowania jedynie wąskie pasmo. Wynika to zarówno z przyczyn technicznych (rodzaj stosowanego szkła na soczewki), jak również z potrzeby uniknięcia zakłóceń w pomiarach temperatury ciał przez gazy spalinowe (np. w piecach przemysłowych). Dlatego najlepszym rozwiązaniem jest użycie pirometru bez optyki szklanej, a jedynie z lustrem sferycznym skupiającym padające promienie na elemencie czujnika.

Możliwe jest użycie pirometru reagującego jedynie na wąskie pasmo promieniowania cieplnego z możliwością zmiany długości fali w zakresie całego widma – spektrometru. Jednak ten typ przyrządu jest kosztowny, a pomiar w nim byłby skomplikowany z powodu konieczności wykonywania wielu pomiarów dla różnych długości fali.

Do prawidłowej interpretacji wyników pomiarów konieczna jest znajomość intensywności promieniowania padającego z danego kierunku. Wymaga to stosowania przyrządu o jak najmniejszym kącie widzenia, tak aby pomiary sąsiednie nie zachodziły na siebie. Wiąże się z tym również gęstość pomiarów w poprzek płomienia (różnica sąsiednich wartości x). Pomiary te powinno się wykonywać jak najgęściej, aby zwiększyć dokładność wyznaczenia pochodnych  $d\phi/dx$  i  $d\phi/dx$  we wzorach (7.11) i (7.12).

on drawn 3 Walter Industry built maintain a language too an

Stanowisko pomiarowe powinno zapewnić możliwość wykonywania pomiarów na zimnym tle i na gorącym. Zimnym tłem może byż np. chłodzona wodą puszka metalowa, o powierzchni czarnej i nie błyszczącej, umieszczona po przeciwnej do pirometru stronie płomienia. Puszka ta powinna być na tyle mała, aby nie zakłócała bilansu cieplnego komory.

- 55 -

Gorącym tłem może być element o powierzchni zbliżonej do doskonale czarnej o temperaturze mierzonej niezależnie (np. termoparą). Temperatura gorącego tła powinna być zbliżona do temperatury badanego gazu, co wobec dużej niejednorodności temperatury w płomieniu jest trudne do spełnienia. Gorącym tłem może być również nagrzana ściana komory spalania - jej temperatura powinna być jednak niezależnie mierzona w celu wyznaczenia intensywności jej promieniowania i...

Problemem nie związanym bezpośrednio ze sposobem przeprowadzania pomiaru jest wyznaczenie stosunku  $\beta$ - udziału promieniowania w pasmach w całkowitym promieniowaniu ściany (7.41). Należy wyznaczyć go dla średnich parametrów gazu: składu, temperatury i ciśnienia. Największy wpływ ma tu koncentracja CO<sub>2</sub> i H<sub>2</sub>0 trudna do wyznaczenia w płomieniu. Ponieważ jednak większość objętości komory spalania zajmują spaliny, na ogół wystarczy obliczyć udział  $\beta$  dla spalin otaczających płomień.

<sup>1</sup> Przedstawiona metoda pomiarowa, przy spełnieniu wymienionych wymagań, dostarcza wielu ważnych informacji o wewnętrznej strukturze płomienia. Wyznaczenie rozkładu współczynnika pochłaniania or i objętościowej gęstości emisji e<sub>v</sub> pozwala na wyznaczenie gęstości emisji ciała doskonale czarnego e<sub>b</sub> wymaganej w równaniach przenoszenia promieniowania, a także na wyznaczenie temperatury radiacyjnej gazu.

Największą zaletą przedstawionej metody jest fakt, że nie wymaga ona wprowadzania żadnej sondy do wnętrza płomienia, jest więc technicznie prosta i nie zakłóca płomienia. Wymaga ona jednak możliwie dużej dokładności zastosowanych przyrządów pomiarowych oraz stosowanych metod obliczeniowych.

W celu zwiększenia dokładności obliczeń, a także uproszczenia programów obliczeniowych wskazana jest aproksymacja danych pomiarowych  $i_c(x)$  i  $i_h(x)$  lub  $\phi(x)$  i  $\psi(x)$  krzywymi analitycznymi, a następnie wykonywanie obliczeń numerycznych na podstawie tych krzywych. Dobór krzywych metodą najmniejszych kwadratów lub metodą uzgadniania [28] pozwoli zniwelować częściowo błędy pomiarów.

#### 8.2. Sposób pomiaru intensywności promieniowania płomienia

Koncepcja metody wyznaczania własności radiacyjnych płomieni gazowych przedstawiona została w rozdziale 7. Metoda opiera się na pomiarach intensywności promieniowania płomienia przeprowadzanych wzdłuż cięciw osiowo-symetrycznej bryły płomienia. Cięciwy te przebiegają w różnej odległości od osi płomienia. Takie pomiary przeprowadzane są na "zimnym tle" i na "gorącym tle" położonym poza płomieniem.

- 54 -

Dla celów pomiarowych zmodyfikowano sposób przeprowadzania pomiaru. Dostęp do komory spalania możliwy jest przez szczelinę w ścianie bocznej, równoległą do osi płomienia i dlatego pomiary intensywności promieniowania przeprowadzano przez tę szczelinę zmieniając kąt nachylenia pirometru do poziomu. Pomiary wykonywano zarówno w górę, jak i w dół od osi płomienia.

- 56 -



Rys. 8.1. Schemat przeprowadzania pomiaru Fig. 8.1. Scheme of experiment

Schemat sposobu przeprowadzania pomiaru przedstawiono na rys. 8.1. Wspóźrzędna x, występująca w równaniach rozdz. 7 (ńp. (7.9), (7.10), (7.16)) związana jest z kątem nachylenia pirometru zależnością:

$$x = D \cdot tg \dot{z}$$
 (8.2)

gdzie D jest odległością od płomienia od pirometru. W przeprowadzonych pomiarach D = 600 mm. Pomiary wykonywano co 5° w górę i w dół od osi płomienia, a więc dla następujących wartości kąta t:

 $3^{t} = 0^{\circ}, \pm 5^{\circ}, \pm 10^{\circ}, \pm 15^{\circ}$ 

Zimnym tłem była chłodzona wodą puszka metalowa umieszczona przy przeciwległej do szczeliny ścianie komory (rys. 8.1). Puszka ta była po każdym pomiarze usuwana z miejsca pomiaru, aby nie zakłócić temperatury ściany. Podczas pomiaru temperatura wody chłodzącej puszkę nie przekraczała 30°C, a więc jej promieniowanie cieplne mogło być pomijalne.

Gorącym tłem była rozgrzana ściana komory spalania, z wymurówka szamotową. Jej temperatura była w kilku punktach mierzona termoparami wpuszczonymi w wymurówkę.

Pomiary wykonywano w kilku przekrojach rozmieszczonych co 100 mm wzdłuż długości płomienia.

Rozpoczęcie pomiarów było możliwe po osiągnięciu stanu ustalonego przez ściany komory, co trwało około 2-3 godzin od chwili rozpalenia komory. W celu zapobieżenia uszkodźeniu pirometru przez silne promieniowanie ścian komory był on zasłaniany ekranem z blachy od strony komory i chłodzony wodą.

Równolegle z pomiarami promieniowania płomienia prowadzono pomiary rozkładu temperatury w płomieniu. Sposób przeprowadzenia tych pomiarów był wzorowany na pomiarach przeprowadzonych przez K. Wilka w tej samej komorze spalania [61].

#### 8.3. Opis stanowiska pomiarowego

Doświadczalna komora spalania ma kształt prostopadłościanu o wymiarach wewnętrznych 700 x 750 x 1100 mm i grubości ścian 75 mm (rys. 8.2). W czołowej ścianie komory zabudowany jest specjalnie zaprojektowany palnik gazowy. Konstrukcja palnika umożliwia ciągłą zmianę pola przekroju wylotowego dyszy gazowej oraz dyskretną zmianę pola przekroju wylotowego dyszy powietrza. Powietrze nie jest zawirowane.





T - termopary, P - pomiar ciśnienia, R - rotametr, Pr - pirometr, ZT - zimne tło, A - analiza spalin

Fig. 8.2. Scheme of measurement system

Palnik jest zasilany gazem koksowniczym. Strumień gazu mierzono rotametrem klasy 1.5. Powietrze do spalania jest dostarczane wentylatorem, a mierzone zwężką (kryzą normalną). Spadek ciśnienia na zwężce mierzono za pomocą U-rurki wodnej.

Temperaturę ścian wewnętrznych komory mierzono w pięciu punktach za pomocą termoelementów Pt-PtRh i Ni-NiCr. Napięcie termopar mierzono i reje-

- 57 -

- 58 -

strowano na rejestratorach klasy 1.0. Również temperatura spalin odpływających z komory była mierzona termoelementem Pt-PtRh i rejestrowana na rejestratorze.

Do pomiarów temperatury w płomieniu stosowano termoparę Pt-PtRh z nieosłoniętą spoiną pomiarową. Termopara była umieszczona w punktach siatki prostokątnej przez specjalny układ elektromagnetyczny do samoczynnego prowadzenia czujnika w obszarze pomiarowym. Zapewnia to powtarzalność położenia punktów pomiarowych i zmniejsza pracochłonność pomiarów.

Pomiary promieniowania wykonywano pirometrem całkowitego promieniowania GSP 1871 produkcji NRD o klasie dokładności 1.0. Zakres długości fali pirometru: 0,3 - 6,7 nm. Pirometr był mocowany do samoczynnego układu prowadzenia czujnika tak, że pomiary wykonywane były w tych samych współrzędnych siatki co pomiary temperatury. Ustawianie kąta nachylenia pirometru odbywało się ręcznie. Napięcie wyjściowe pirometru mierzone było miliwoltomierzem cyfrowym. Kąt widzenia pirometru wynosił ok. 4°.

Napięcie termopar i napięcie wyjściowe pirometru były przeliczane na temperatury zgodnie z ich charakterystykami.

Temperaturę w płomieniu obliczano według wskazań termopary uwzględniając poprawkę wynikającą z wymiany ciepła końcówki termopary ze ścianami komory [61].

Temperaturę wskazywaną przez pirometr przeliczano na intensywność promieniowania zgodnie z formułą (8.1).

Wykonano pomiary kilku płomieni dla różnych strumieni gazu i strumieni powietrza dla stosunku nadmiaru powietrza pierwotnego około 1. Pomiary te miały na celu praktyczne sprawdzenie metody pomiarowej oraz programów obliczających własności radiacyjne płomieni.

#### 8.4. <u>Obliczenie udziału promieniowania w pasmach w całkowitej energii</u> radiacyjnej tła

Stosunek  $\beta$  energii emitowanej przez ciało doskonale czarne w zakresie pasm promieniowania gazów do całkowitej energii emitowanej przez to ciało zależy głównie od temperatury ciała czarnego oraz od składu gazu i jego temperatury.

Gazami mającymi istotny wkład do bilansu energii radiacyjnej są  $CO_2$  i  $H_2O$ . Ich koncentracja, podobnie jak temperatura spalin, zmienia się w objętości komory. Możliwe jest więc jedynie wyznaczanie średnich wartości szerokości pasm i okien promieniowania. Jednak, ponieważ wpływ temperatury nie jest duży, można przyjąć, że wyznaczone wartości nie są odległe od rzeczywistych.

Udział  $\beta$  wyznaczono wg [37] dla średnich udziałów w spalinach (C0<sub>2</sub>)=0,09, (H<sub>2</sub>0) = 0,20, dla średniej temperatury spalin T = 1200 K i ciśnienia p = 0,1 MPa.

W obliczeniach wzięto pod uwagę jedynie tzw. pasma "mocne"

dla H<sub>2</sub>0: pasmo rotacyjne, 6,3 µm, 2,7 µm

d:

d

CO<sub>2</sub>: pasmo 15 μm, 4,3 μm, 2,7 μm Uwzględniono fakt zachodzenia pasm CO<sub>2</sub> i H<sub>2</sub>O na siebie. Wyznaczono granice pasm:

La 
$$H_20$$
: R:  $\omega' = 50\ 000\ \frac{1}{m}$ ,  $\omega'' = 63\ 000\ \frac{1}{m}$   
6,3  $\mu$ m:  $\omega' = 161\ 000\ \frac{1}{m}$ ,  $\omega'' = 120\ 000\ \frac{1}{m}$   
2,7  $\mu$ m:  $\omega' = 354\ 000\ \frac{1}{m}$ ,  $\omega'' = 405\ 600\ \frac{1}{m}$   
La  $C0_2$ :  $15\ \mu$ m:  $\omega' = 58\ 200\ \frac{1}{m}$ ,  $\omega'' = 75\ 200\ \frac{1}{m}$   
4,3  $\mu$ m:  $\omega' = 226\ 300\ \frac{1}{m}$ ,  $\omega'' = 246\ 000\ \frac{1}{m}$   
2,7  $\mu$ m:  $\omega' = 366\ 700\ \frac{1}{m}$ ,  $\omega'' = 383\ 000\ \frac{1}{m}$ 

Łączne pasma aktywne mieszaniny  $CO_2$  i  $H_2O$  z uwzględnieniem zachodzenia pasm na siebie są następujące:

Pasmo	1:	ω' =	50	000	$\frac{1}{m}$ ,	ω"=	75	000	<u>.1-</u> m
Pasmo	2:	ω' =	120	000	1 m'	ω"=	161	000	$\frac{1}{m}$
Pasmo	3:	ω' =	226	000	1 m'	ω"=	246	000	<u>1</u> m
Pasmo	4:	ω' =	354	000	$\frac{1}{m}$ ,	ω"=	406	000	1

Udziały energii ciała doskonale czarnego o temperaturze  $T_w = 1150 \text{ K}$ emitowanej w pasmach są następujące:

Pasmo	1:	P1	Ŧ	0,0196		
Pasmo	2:	P2	=	0,0825		
Pasmo	3:	B3	=	0,0536		
Pasmo	4:	P4	=	0,0987		
Lączni	ię	ß	3	0,2544	н	25,

Jak więc wynika z powyższych obliczeń, ok. 25% energii emitowanej przez ściany komory znajduje się w zakresie aktywnych pasm gazu. Tę wartość przyjęto w lalszych obliczeniach własności radiacyjnych gazu w płomieniu.

- 59 -

#### 8.5. Wyniki pomiarów

Jak już wspomniano wyżej, zasadniczym celem pomiarów było sprawdzenie zasady pomiaru i metod obliczeniowych.

Dla płomienia określono parametry substratów dopływających do palnika, temperaturę ścian oraz parametry spalin. Dla każdego płomienia zmierzono rozkład temperatury w półpłaszczyźnie poziomej od osi płomienia do ściany komory. Zmierzono również intensywność promieniowania dla różnych kątów w prostopadłych przekrojach położonych w różnej odległości od palnika.

Przykładowe wyniki dla jednego z płomieni (oznaczonego jako Płomień 3) przedstawiono poniżej.

Parametry substratów, spalin i komory spalania:

Strumień gazu  $\mathring{v}_{g} = 0,585 \frac{\text{kmol}}{h} (13,13 \text{ m}^3/\text{h})$ Strumień powietrza  $\mathring{v}_{a} = 2,30 \frac{\text{kmol}}{h} (51,6 \frac{\text{m}_{n}^3}{h})$ 

Stosunek nadmiaru powietrza  $\lambda = 1,06$ 

Temperatura spalin  $T_{sp} = 1220 \text{ K}$ 

Średnia temperatura ścian bocznych komory  $T_{\rm er}$  = 1150 K

Średni skład gazu:  $CO_2 = 0,027$ ,  $CH_4 = 0,254$ ,  $H_2 = 0,572$ , CO = 0,088,  $C_mH_n = 0,025$ ,  $O_2 = 0,005$ ,  $N_2 = 0,029$ .

Wyniki pomiarów promieniowania płomienia zestawiono w tablicach. Tablica 8.1 przedstawia gęstość i intensywność strumienia energii na zimnym tle  $e_c \frac{kW}{m}$  oraz i  $\frac{kW}{m \, sr}$ , natomiast tablica 8.2 na gorącym tle  $e_c \frac{kW}{m^2}$  oraz i  $\frac{kW}{m \, sr}$ . Kąt oznacza kąt nachylenia pirometru do poziomu, a współrzędna x jest odległością od osi płomienia (rys. 8.1). Współrzędna L jest odległością od palnika wzdłuż osi płomienia. W tablicach zestawiono również współczynniki a, b, c, d równania (8.3) - rozdz. 8.6. Wartości  $i_h$ ,  $i_c$  przedstawiono na rys. 8.3.

Wartości współczynników d w tablicy 8.1 oznaczają odchylenie współrzędnej maksimum emisji od osi płomienia, wynikające z unoszenia płomienia spowodowanego ruchami konwekcyjnymi spalin.

Wyniki pomiarów temperatury w płomieniu zostały przedstawione w tablicy 8.3. W tablicy tej r oznacza odległość punktu pomiaru od osi płomienia, a L jego odległość od palnika.





Fig. 8.3. Measured values of radiation intensity with cold- and hot background

#### 8.6. Obliczenie własności radiacyjnych płomienia

W celu wykonania numerycznych obliczeń własności radiacyjnych płomieni, a także częściowego zniwelowania błędów pomiarowych wyniki pomiarów intensywności promieniowania w poprzek płomienia aproksymowano krzywymi analitycznymi. Próbowano dobierać różne krzywe aproksymacyjne. Ze względu na fizyczne podobieństwo różnych zjawisk zachodzących w płomieniu - jak rozkład prędkości, rozkład temperatury, rozkład koncentracji [24] - zdecydowano się na krzywą opisaną równaniem:

$$i = a , \exp\left[-\left(\frac{x-d}{b}\right)^2\right] + c$$
 (8.3)

Współczynniki tego równania dobierano do danych pomiarowych metodą najmniejszych kwadratów i uzyskane dopasowanie było wyraźnie lepsze niż dla innych rodzajów krzywych.

Wartości współczynników a, b, c i d w (8.3) dla danych pomiarowych i<sub>c</sub> oraz i<sub>h</sub> podane zostały w tablicach' 8.1 i 8.2.

Obliczenia własności radiacyjnych płomieni wykonywano w dwóch wariantach:

- przy założeniu, że warstwa gazu jest słabo pochłaniająca,

- przy założeniu, że warstwa gazu jest absorbująco-emitująca.

W obu przypadkach uwzględniono pochłanianie w warstwie spalin otaczającej bryłę płomienia.

- 60 -

Tablica 8.1

L	XX	-15 -0.161	-10 -0.106	-5 -0.052	0 0.00	5 0.052	10 0.106	15 0.161	a	b	с	d
0.1	e	23.00	26.00	30.18	39.77	32.50	26.60	23.00	17.0	0.07	22.8	0.0
	i	7.32	8.28	9.61	12.66	10.34	8.47	7.32	5.41	0.07	7.26	0.0
0.2	e	24.79	34.86	40.82	42.44	37.39	26.00	21.88	24.7	0.12	18.8	-0.02
	i	7.89	11.10	12.99	13.51	11.90	8.28	6.97	7.86	0.12	5.98	-0.02
0.3	e	21.83	27.98	34.34	41.72	36.10	31.18	29.76	20.7	0.12	19.7	0.01
	i	6.95	8.91	10.93	13.28	11.49	9.93	9.47	6.59	0.12	6.27	0.01
0.4	e	26.67	31.18	38.74	40.47	37.40	33.56	32.51	16.4	0.12	24.0	0.0
	i	8.49	9.93	12.33	12.88	11.91	10.68	10.35	5.22	0.12	7.64	0.0
0.5	e	26.67	31.04	33.87	36.89	36.10	32.51	32.21	12.4	0.13	24.5	0.01
	i	8.49	9.88	10.78	11.74	11.49	10.35	10.25	3.95	0.13	7.80	0.01
0.6	e	27.19	27.58	31.00	33.26	37.40	36.89	32.51	10.9	0.11	26.8	0.07
	i	8.66	8.78	9.67	10.59	11.91	11.74	10.35	3.47	0.11	8.53	0.07

Zmierzone wartości strumieni energii e<sub>c</sub> kW/m2 i intensywności i<sub>c</sub> kW/m2sr na zimnym tle oraz współczynniki dopasowania wg r.(8.3)

Tablica 8.2

63

Zmierzone wartości strumieni energii e<sub>h</sub> kW/m2 i intensywności i<sub>h</sub> kW/m2sr na gorącym tle oraz współczynniki dopasowania wg r.(8.3)

L	×	-15 -0.161	-10 -0.106	-5 -0.052	0 0.00	5 0.052	10 0.106	15 0.161	a	Ъ	С	d
0.1	e i	111.1 35.36	116.5 37.08	119.6 38.07	113.4 36.10	112.2 35.71	111.1 35.36	109.2 34.76	9.4 2.99	0.06	110.6 35.20	-0.06 -0.06
0.2	e	113.4	118.0	121.2	122.4	120.9	116.8	111.9	14.9	0.16	107.6	0.0
	i	36.10	37.56	38.58	38.96	38.48	37.18	35.62	4.74	0.16	34.25	0.0
0.3	e	111.9	116.8	120.8	122.4	121.2	118.0	116.7	14.0	0.15	108.4	0.01
	i	35.62	37.18	38.45	38.96	38.58	37.56	37.15	4.46	0.15	34.50	0.01
0.4	e	111.9	117.0	118.0	121.8	120.9	117.6	111.1	16.4	0.16	105.6	0.01
	i	35.62	37.24	37.56	38.77	38.48	37.43	35.36	5.22	0.16	33.61	0.01
0.5	e	111.1	113.9.	116.6	118.4	117.6	117.2	116.5	9.9	0.16	108.8	0.03
	i	35.36	36.25	37.11	37.69	37.43	37.31	37.08	3.15	0.16	34.63	0.03
0.6	e	113.4	115.7	118.4	120.4	120.4	119.6	118.4	9.6	0.17	111.2	0.04
	i	36.10	36.82	37.69	38.32	38.32	38.07	37.69	3.05	0.17	35.40	0.04

Tablica 8.3

Zmierzone wartości temperatury w płomieniu Tz K

- 64

L \ R <sub>m</sub>	0.0	0.05	0.10	0.15	0.20	0.25	0.30
0.1	2126	1200	1245	1245	1245	1222	1211
0.2	2032	1313	1256	1245	1233	1233	1217
0.3	1776	1396	1267	1256	1250	1245	1223
0.4	1617	1402	1279	1216	1256	1256	1239
0.5	1494	1390	1296	1279	1267	1285	1262
0.6	1457	1378	1313	1296	1285	1290	. 1285

W obu przypadkach wykonywano obliczenia dla udziału promieniowania w pasmach  $\beta = 1,0$  i  $\beta = 0,25$ .

Wyniki obliczeń, wykonywanych programem ALMAO (warstwa słabo pochłaniająca), podano w tablicach 8.4 i 8.5, a wyniki programu ALMA1 (warstwa emitująco-absorbująca) w tablicach 8.6 i 8.7.

Wielkości przedstawione w tablicach oznaczają:  $T_{sc}$  - temperatura ścian bocznych komory, L - odległość od palnika, BETA - udział promieniowania w pasmach, r - odległość od osi płomienia, alfa - wartość współczynnika pochłaniania, tau - grubość optyczna warstwy gazu od osi płomienia, e $_v$  - objętościowa gęstość emisji, e $_b$  - gęstość emisji ciała doskonale czarnego, T - temperatura radiacyjna gazu.

Tablica 8.4 zawiera wyniki obliczeń dla warstwy słabo pochłaniającej, dla udziału promieniowania w pasmach  $\beta = 1,0$ .

Tablica 8.5 zawiera również wyniki obliczeń dla warstwy słabo pochłaniającej, ale dla udziału  $\beta$  = 0,25.

Tablica 8.6 zawiera wyniki obliczeń dla gazu emitująco-absorbującego, dla udziału  $\beta$ = 1.0.

Tablica 8.7 zawiera również wyniki obliczeń dla gazu emitująco-absorbującego, ale dla udziału  $\beta$ = 0,25.

Wartości zawarte w tablicy 8.7 są więc wartościami najbardziej zbliżonymi do wartości rzeczywistych.

Niektóre z wielkości podańych w tablicach 8.4 do 8.7 przedstawiono w wykresach.

Rysunki 8.4 i 8.4a przedstawiają zależność współczynnika pochłaniania od promienia r w funkcji odległości L od palnika, dla warstwy absorbująco-emitującej i dla udziału  $\beta = 0,25$ .

Rysunki 8.5 i 8.5a przedstawiają zależność objętościowej gęstości emisji  $e_v$  od promienia, w funkcji odległości L od palnika, dla warstwy absorbująco-emitującej i dla udziału b = 0.25.

Rysunek 8.6 przedstawia porównanie wartości  $\infty$  obliczonych dla warstwy absorbująco-emitującej i dla udziałów promieniowania w pasmach  $\beta = 0,25$ i  $\beta = 1,0$ .

#### Wyniki obliczeń dla warstwy słabo pochłaniającej

Tablica 8.4

PŁOMIEŃ 3 BETA= 1.00 Tsc= 1150.0 K

#### ODLEGŁOŚC L=.10 m

r m	alfa 1/m	tau	ėv kW/m3	eb kW/m2	Tg K
.00	. 1739	.0000	543.4	781.0	1926.5
.04	.1739	.0070	377.6	542.7	1758.9
.08	.1739	.0139	137.6	197.8	1366.7
12	.1739	.0209	42.0	60.4	1015.8
.16	.1739	.0278	26.2	37.7	902.9
20	.1739	.0348	24.9	35.8	891.4
24	.1739	.0417	24.7	35.5	889.5
.28	.1739	.0487	24.5	35.3	888.0
32	1739	.0557	24.4	35.0	886.4
36	1739	0626	24.2	34.8	884.9

		ODLEGŁOŚĆ	L=.20 m	1	
r m	alfa 1/m	tau	ev kW/m3	eb kW/m2	Tg K
.00	. 1578	. 0000	382.6	606.3	1808.3
.04	.1578	.0063	351.2	556.6	1770.0
.08	.1578	.0126	275.9	437.2	1666.3
.12	. 1578	.0189	187.2	296.6	1512.3
16	.1578	.0252	112.4	178.1	1331.3
20	.1578	.0316	63.2	100.2	1152.9
.24	.1578	.0379	37.1	58.8	1009.2
28	.1578	.0442	25.7	40.7	920.7
.32	.1578	.0505	21.5	34.1	880.7
.36	.1578	.0568	20.2	32.0	866.7

	ODLEGŁOŚĆ L=.30 m							
r m	alfa 1/m	tau	ev kW/m3	ėb kW/m2	Tg K			
.00	.1594	.0000	352.4	552.8	1767.0			
.04	.1594	.0064	321.6	504.4	1727.J			
.08	.1594	.0127	248.3	389.5	1618.9			
.12	.1594	.0191	164.3	257.8	1460.2			
16	.1594	.0255	96.4	151.2	1277.9			
.20	.1594	.0319	54.1	84.9	1106.1			
.24	.1594	.0382	33.1	52.0	978.6			
.28	.1594	.0446	24.7	38.7	909.1			
.32	.1594	.0510	21.8	34.3	881.7			
. 36	.1594	.0574	21.0	32.9	872.8			

- 65 -

#### Tablica 8.4.cd

Tg K

Wyniki obliczeń dla warstwy słabo pochłaniającej

PŁOMIEŃ 3 BETA= 1.00 Tsc= 1150.0 K ODLEGŁOŚĆ L=.40 m

-

r m

rm	alfa 1/m	tau	év kW/m3	ėb k₩/m2	Tg K
.00 .04 .08 .12 .16 .20 .24 .28 .32 .36	2786 2786 2786 2786 2786 2786 2786 2786	.0000 .0111 .0223 .0334 .0446 .0557 .0669 .0780 .0891 .1003	341.5 314.8 252.9 179.0 114.8 70.5 45.4 33.5 28.7 26.9	306.5 282.5 226.9 160.7 103.0 63.3 40.8 30.1 25.7 24.1	1524.8 1494.0 1414.4 1297.4 1161.0 1027.7 920.8 853.6 820.9 807.7
		ODLEGŁOŚĆ	L=.50 m		
rm	alfa 1/m	tau	év kW/m3	éb kW/m2	Tg K
.00 .04 .08 .12 .16 .20	.2321 .2321 .2321 .2321 .2321 .2321 .2321	.0000 .0093 .0186 .0278 .0371 .0464	228.1 212.2 174.6 128.9 87.9 58.5	· 245.8 228.6 188.1 138.9 94.7	1442.9 1417.0 1349.7 1251.0 1136.8

### ODLEGŁOŚĆ L=.60 m alfa 1/m tau êv kW/m3 êb kW/m2

Approval 2.4 proprior profession provide and a principal distance of the second statement of the attention provide the statement of the statem

Wyniki obliczeń dla warstwy słabo pochłaniającej

- 67 -

### PLOMIEN 3 BETA- .25 Tsc- 1150.0 K

ODLEGŁOŚC L=.10 m

rm	alfa 1/m	tau	év kW/m3	éb kW/m2	Tg K
.00 .04 .08 .12 .16 .20 .24 .28 .32 .36	.8765 .8765 .8765 .8765 .8765 .8765 .8765 .8765 .8765 .8765 .8765 .8765 .8765	.0000 .0351 .0701 .1052 .1402 .1753 .2104 .2454 .2805 .3155	888.5 600.3 212.7 63.1 '38.3 35.4 34.1 32.9 31.8 30.7	$1013.8 \\ 684.9 \\ 242.7 \\ 72.0 \\ 43.7 \\ 40.4 \\ 38.9 \\ 37.6 \\ 36.3 \\ 35.0 \\ \end{cases}$	2056.3 1864.3 1438.4 1061.6 937.1 918.7 910.3 902.3 894.5 886.7
	(	DDLEGŁOŚĆ	L=.20 m	d'auraio.	
rm	alfa 1/m	tau	ev kW/m3	ėb kW/m2	Tg K
.00 .04 .08 .12 .16 .20 .24 .28 .32 .36	.7738 .7738 .7738 .7738 .7738 .7738 .7738 .7738 .7738 .7738 .7738 .7738	.0000 .0310 .0619 .0929 .1238 .1548 .1857 .2167 .2476 .2786	588.9 ,527.4 404.2 267.5 156.7 86.0 49.3 33.3 27.2 24.9	761.0 681.6 522.3 345.8 202.6 111.2 63.7 43.0 35.2 32.2	1914.0 1862.0 1742.2 1571.4 1374.8 1183.3 1029.4 933.4 887.4 867.9
		ODLEGŁOŚC	L=.30 m		
rm	alfa 1/m	tau	ėv k₩/m3	ėb kW/m2	Tg K
.00 .04 .08 .12 .16 .20 .24 .28 .32 .36	.7838 .7838 .7838 .7838 .7838 .7838 .7838 .7838 .7838 .7838 .7838 .7838	.0000 .0314 .0627 .0941 .1254 .1567 .1881 .2194 .2508 .2822	545.6 485.6 365.7 236.0 135.0 73.9 44.2 32.1 27.7 25.9	696.1 619.5 466.6 301.2 172.3 94.3 56.4 40.9 35.3 33.1	1871.9 1818.1 1693.7 1518.1 1320.3 1135.7 998.5 921.8 888.5 874.1

- 66 -

#### Tablica 8.5

#### Tablica 8.5.cd

1177.9 1052.1 963.0 911.8 885.1 869.2

Wyniki obliczeń dla warstwy slabo pochłaniającej

PŁOMIEŃ 3 BETA= .25 Tsc= 1150.0 K

ODLEGLOSC L= .40 m

rm	alfa 1/m	tau	év kW/m3	éb kW/m2	Tg K
.00	1.7617	.0000	964.4	547.4	1762.7
.04	1.7617	.0705	837.8	475.5	1701.8
.08	1.7617	.1409	634.2	360.0	1587.4
.12	1.7617	.2114	423.2	240.2	1434.7
.10	1.7617	.2819	255.7	145.1	1264.9
.20	1.7017	.3523	148.0	84.0	1103.2
29	1.7017	. 4228	89.8	51.0	973.9
32	1.7617	.4933	62.5	35.5	889.5
36	1 7617	6342	JU.4	28.6	842.8
	1.,01/	.0342	44.0	20.3	817.0
		odległość	L=.50 m		
rm	alfa 1/m	tau	év kW/m3	éb k₩/m2	Tg K
.00	1.3080	.0000	484.5	370.4	1598.7
.04	1.3080	.0523	431.7	330.0	1553.2
.08	1.3080	.1046	340.3	260.2	1463.6
.12	1.3080	.1570	240.6	183.9	1342.1
. 10	1.3080	.2093	157.2	120.1	1206.5
. 20	1.3080	. 2016	100.2	76.6	1078.1
28	1 3090	. 3139	67.4	.51.5	976.2
32	1 3080	. 3002	50.8	38.8	909.6
.36	1 3080	.4100	42.9	32.8	872.1
	1.5000	.4/09	30.9	29.7	851.0
	(	DLEGŁOŚĆ	L=.60 m		
rm	alfa 1/m	tau	ėv kW/m3	éb kW/m2	Tg K
.00	1.2937	.0000	482.4	372.9	1601.4
.04	1.2937	.0517	426.0	329.3	1552.4
.08	1.2937	.1035	327.2	252.9	1453.3
.12	1.2937	.1552	223.1	172.4	1320.6
. 10	1.2937	.2070	141.2	109.2	1177.9
.20	1.2937	. 2587	89.9	69.5	1052.1
28	1 2037	. 3105	63.1	48.8	963.0
32	1 2037	. 3022	50.7	39.2	911.8
.36	1 2937	4657	45.0	34.8.	885.1
	4.6331		4	9/ /	

41.9

32.4

.4657

1.2937

Wyniki obliczeń dla warstwy emitująco-absorbującej

Tablica 8.6

- 69 -

PLOMIEN 3 BETA= 1.00 Tsc= 1150.0 K

#### ODLEGŁOŚC L=.10 m

11.97	rm	alfa 1/m	tau	év k₩/m3	éb kW/m2	Tg K
	.00 .04 .08 .12 .16 .20 .24 .28 .32 .36	.7634 .6795 .4328 .2385 .1815 .1744 .1740 .1739 .1739 .1739	.0000 .0295 .0520 .0649 .0730 .0801 .0870 .0940 .1009 .1079	784.7 555.4 217.3 61.5 27.8 24.0 23.6 23.4 23.3 23.1	257.0 204.3 125.5 64.4 38.2 34.4 33.9 33.7 33.5 33.5 33.2	1459.1 1377.8 1219.8 1032.5 906.2 882.4 879.6 878.0 878.0 876.5 874.9
			odległość	L=.20 m		
	rm	alfa 1/m	tau	év k₩/m3	éb kW/m2	Tg K
	.00 .04 .08 .12 .16 .20 .24 .28 .32 .36	.9286 .8076 .5400 .2927 .1500 .1336 .1336 .1336 .1336 .1336 .1336	.0000 .0355 .0626 .0790 .0875 .0929 .0982 .1036 .1089 .1142	715.9 598.3 388.6 208.3 98.1 45.5 26.2 21.1 .20.5 20.4	192.7 185.2 179.9 163.4 85.2 49.1 39.5 38.4 38.2	1357.8 1344.3 1334.6 1330.9 1302.9 1107.2 964.6 913.6 907.3 906.1
	r m	alfa 1/m	tau	év kW/m3	éb kW/m2	Tg K
304.1 294.1 204.1 207.10	.00 .04 .08 .12 .16 .20 .24 .28 .32 .36	.7378 .6379 .4198 .2258 .1346 .1346 .1346 .1346 .1346 .1346 .1346	.0000 .0281 .0494 .0621 .0688 .0742 .0796 .0850 .0850 .0903 .0957	584.6 491.6 319.3 169.8 79.7 38.9 25.2 22.1 22.0 21.9	198.1 192.7 190.2 188.0 148.1 72.2 46.8 41.1 40.8 40.6	1367.1 1357.7 1353.3 1349.3 1271.2 1062.4 953.3 922.5 921.2 920.0

- 68 -

- 71 -

Tablica 8.7

Tablica 8.6.cd

.

Wyniki obliczeń dla warstwy emitująco-absorbującej

PŁOMIEŃ 3 BETA= 1.00 Tsc= 1150.0 K

ODLEGŁOŚC L-.40 D

	rm	alfa 1/m	tau	év k₩/m3	éb kW/m2	Tg K
	.00 .04 .08	.4974 .4470 .3330	.0000 .0192 .0349	402.4. 351.7 249 1	202.2 196.7	1374.3 1364.8
	.12	. 2266	.0460	149.4	164.9	1305 8
	.16	. 2214	.0548	81.5	92.0	1128.8
	.20	. 2214	.0637	46.6	52.6	981.3
	29	. 2214	.0725	33.2	37.5	901.9
	32	. 2214	.0814	30.6	34.6	883.6
	36	2214	.0903	30.3	34.3	881.7
		. 2217	.0991	30.1	34.0	879.7
		(Stanta	odległośc	L=.50 m		
	r m	alfa 1/m	tau	év kW/m3	éb kW/m2	Tg K
1000	.00	.4396	.0000	302.5	172.0	1319.8
	.04	. 4109	.0172	271.6	165.2	1306.6
	.08	.3427	.0323	206.1	150.4	1276.1
	.12	.2714	.0446	136.4	125.6	1220.1
	20	. 2230	.0544	83.1	92.9	1131.4
	24	.2107	.0631	51.2	58.5	1007.8
	.28	2187	0806	35.9	41.0	922.2
	. 32	.2187	.0894	28.2	37 3	002.1
	.36	. 2187	.0981	27.8	31.8	865 1
					01.0	005.1
-	-	(	DLEGŁOŚĆ	L=.60 m		
1	rm	alfa 1/m	tau	ėv k₩/m3	éb kW/m2	Tg K
1001	.00	. 5044	.0000	330.9	164.0	1304.2
101	.04	. 4432	.0193	281.9	159.0	1294.1
3751	.08	. 3110	.0345	186.3	149.8	1274.8
State C	.12	.1976	.0445	102.2	129.3	1228.8
20.00	. 10	.1884	.0521	53.4	70.9	1057.5
1.1	24	. 1884	.0596	33.9	44.9	943.5
-	.28	1884	.00/1	30.7	40.8	921.0
	.32	1884	0822	30.5	40.5	919.3
	. 36	.1884	.0897	30.3	40.2	917.6
				00.1	39.9	ATD'9 1

Wyniki obliczeń dla warstwy emitująco-absorbującej

PŁOMIEŃ 3 BETA- .25 Tsc- 1150.0 K

#### ODLEGŁOŚĆ L=.10 m

$\begin{tabular}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$							
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$		rm	alfa 1/m	tau	év kW/m3	éb kW/m2	Tg K
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	1 11	.00	7.2154	.0000	5011.1	694.5	1870.8
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$		.04	5.6840	.2675	2286.6	402.3	1632.1
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$		.08	2.8488	.4366	535.2	187.9	1349.2
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$		.12	1.3129	.5145	105.5	80.4	1091.1
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	1.1.10	.16	. 9263	.5571	32.1	34.7	884.2
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$		.20	.8793	.5928	23.7	27.0	830.3
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$		.24	.8765	,6279	22.5	25.7	820.1
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$		.28	.8765	.6630	21.7	24.8	812.9
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$		.32	.8765	.6980	21.0	23.9	805.8
$\begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $		.36	.8765	.7331	20.2	23.1	798.8
$\begin{array}{c c c c c c c c c c c c c c c c c c c $			E.45	ODI FOR OSC	L= 20 m		
$ \begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$				ODFEGTORC	L20 m	1. 1.11 (0	T- V
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$		rm	alfa 1/m	tau	év kW/m3	eb kW/m2	Tg K
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$		.00	10.0213	.0000 -	7704.8	768.8	1918.9
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$		.04	7.2268	. 3591	2986.5	413.3	1643.1
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$		.08	3.6228	.5711	819.1	226.1	1413.1
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$		.12	1.6135	.6711	250.9	155.5	1286.9
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$		.16	.7249	.7151	80.5	111.1	1183.2
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$		.20	.6310	.7406	25.0	39.6	914.0
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$		.24	.6310	.7659	15.1	23.9	805.7
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$		.28	.6310	.7911	14.7	23.3	800.6
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$		.32	.6310	.8163	14.3	22.7	795.6
ODŁEGLOŚĆ L=.30 m           r m         alfa 1/m         tau         év kW/m3         éb kW/m2         Tg K           .00         5.9206         .0000         3129.4         528.6         1747.3           .04         4.6231         .2182         1713.1         370.6         1598.9           .08         2.5364         .3601         639.4         252.1         1452.1           .12         1.1795         .4315         222.1         188.3         1350.0           .16         .6371         .4647         72.5         113.7         1190.1           .20         .6371         .4902         23.0         36.0         893.0           .24         .6371         .5157         20.4         32.1         867.2           .28         .6371         .5412         19.9         31.3         861.7           .32         .6371         .5667         19.4         30.5         856.3		.36	.6310	.8416	14.0	22.1	790.6
r m         alfa 1/m         tau         év kW/m3         éb kW/m2         Tg K           .00         5.9206         .0000         3129.4         528.6         1747.3           .04         4.6231         .2182         1713.1         370.6         1598.9           .08         2.5364         .3601         639.4         252.1         1452.1           .12         1.1795         .4315         222.1         188.3         1350.0           .16*         .6371         .4647         72.5         113.7         1190.1           .20         .6371         .4902         23.0         36.0         893.0           .24         .6371         .5157         20.4         32.1         867.2           .28         .6371         .5412         19.9         31.3         861.7           .32         .6371         .5667         19.4         30.5         856.3		1.7		ODE EGI OSC	I= 30 m		
r         m         alfa 1/m         tau         ev         kW/m3         éb         kW/m2         Tg         K           .00         5.9206         .0000         3129.4         528.6         1747.3           .04         4.6231         .2182         1713.1         370.6         1598.9           .08         2.5364         .3601         639.4         252.1         1452.1           .12         1.1795         .4315         222.1         188.3         1350.0           .16         .6371         .4647         72.5         113.7         1190.1           .20         .6371         .4902         23.0         36.0         893.0           .24         .6371         .5157         20.4         32.1         867.2           .28         .6371         .5412         19.9         31.3         861.7           .32         .6371         .5667         19.4         30.5         856.3					L50 m		
$\begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$		rm	alfa 1/m	tau	ev kW/m3	eb kW/m2	Tg K
$ \begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$		.00	5.9206	.0000	3129.4	528.6	1747.3
$ \begin{array}{c ccccccccccccccccccccccccccccccccccc$		.04	4.6231	.2182	1713.1	370.6	1598.9
$ \begin{array}{ c c c c c c c c c c c c c c c c c c c$		.08	2.5364	.3601	639.4	252.1	1452.1
.16*         .6371         .4647         72.5         113.7         1190.1           .20         .6371         .4902         23.0         36.0         893.0           .24         .6371         .5157         20.4         32.1         867.2           .28         .6371         .5412         19.9         31.3         861.7           .32         .6371         .5667         19.4         30.5         856.3		.12	1.1795	.4315	222.1	188.3	1350.0
.20         .6371         .4902         23.0         36.0         893.0           .24         .6371         .5157         20.4         32.1         867.2           .28         .6371         .5412         19.9         31.3         861.7           .32         .6371         .5667         19.4         30.5         856.3		.16*	.6371	.4647	72.5	113.7	1190.1
.24 .6371 .5157 20.4 32.1 867.2 .28 .6371 .5412 19.9 31.3 861.7 .32 .6371 .5667 19.4 30.5 856.3		.20	.6371	.4902	23.0	36.0	893.0
.28 .6371 .5412 19.9 31.3 861.7 .32 .6371 .5667 19.4 30.5 856.3		.24	.6371	.5157	20.4	32.1	867.2
.32 .6371 .5667 19.4 30.5 856.3		.28	.6371	.5412	19.9	31.3	861.7
		.32	.6371	.5667	19.4	30.5	856.3
.36 .6371 .5922 18.9 29.7 850.8		. 36	.6371	.5922	18.9	29.7	850.8

- 70 -



Rys. 8.4. Zależność współczynnika pochłaniania ot od promienia r Fig. 8.4. Absorption coefficient ot vs. radius r



Rys. 8.4a. Zależność współczynnika pochłaniania 🛛 od promienia r i od odległości od palnika z

Fig. 8.4a. Absorption coefficient  $\alpha$  vs. radius r and distance from the burner z

Tablica 8.7.cd

Wyniki obliczeń dla warstwy emitująco-absorbującej

PŁOMIEN 3 BETA= .25 Tsc= 1150.0 K

- 72 -

		ODLEGLOSC	L*.40 m		
rm	alfa 1/m	tau	ev kW/m3	eb kW/m2	Tg K
.00	4.0204	.0000	2172.9	540.5	1757.1
.04	3.3872	.1519	1424.2	420.5	1650.2
.08	2.1900	.2635	648.3	296.0	1511.6
.12	1.2606	.3310	237.3	188.2	1349.8
.16	1.2201	.3800	54.0	44.3	940.0
.20	1.2201	. 4288	43.5	35.7	890.6
.24	1.2201	. 4776	41.4	34.0	879.8
. 28	1.2201	.5264	39.5	32.4	869.1
. 32	1.2201	. 5752	37.6	30.8	858.6
.36	1.2201	.6240	35.8	29.3	848.2
100	edit als the	odległość	L=.50 m		
rm	alfa 1/m	tau	ėv k₩/m3	.eb kW/m2	Tg K
.00	3.3952	.0000	1555.9	458.3	1686.1
.04	3.0413	.1309	1129.1	371.3	1599.7
.08	2.2979	.2381	619.1	269.4	1476.4
.12	1.6352	. 3160	292.1	178.6	1332.2
.16	1.2369	. 3725	126.8	102.5	1159.5
. 20	1.1984	.4206	55.0	45.9	948.3
.24	1.1984	.4685	38.1	31.8	865.3
. 28	1.1984	.5164	36.3	30.3	855.0
. 32	1.1984	.5644	34.6	28.9	844.8
. 36	1.1984	.6123	33.0	27.5	834.7
100	WE SHARE	odległość	L=.60 m		
rm	alfa 1/m	taù	ev kW/m3	eb kW/m2	Tg K
.00	3.6974	.0000	1578.7	427.0	1656.6
.04	3.0567	.1389	1028.9	336.6	1560.9
.08	1.8843	.2375	449.0	238.3	1431.7
.12	1.0376	. 2943	149.2	143.8	1262.0
.16	.9735	. 3335	40.8	41.9	927.3
.20	.9735	. 3724	39.2	40.3	918.3
.24	.9735	.4114	37.7	38.8	909.4
. 28	.9735	.4503	36.3	37.3	900.6
.32	.9735	.4892	34.9	35.9	891.9
.36	.9735	.5282	33.6	34.5	883.2



Rys. 8.5. Zależność objętościowej gęstości emisji własnej gazu e $_{\rm V}$  od promienia r -1-

8.5. Emission of radiation from unit gas volume  $\,e_V\,$  vs. radius r



Rys. 8.5a. Zależność objętościowej gęstości emisji własnej gazu mienia r i od odległości od palnika z ev od pro-Fig. 8.5a. Emission of radiation from unit gas v.lume

ev vs. radius r and distance from the burner z







Fig. 8.6. Comparison of values of absorption coefficient  $\alpha$  calculated for band emission fraction  $\beta = 0,25$  and B= 1,0



 $\Box L = 0.4, AL = VAR \quad \triangle L = 0.4, AL = VAR \quad \Diamond L = 0.2, AL = C \quad \times L = 0.4, AL = C$ 

Rys. 8.7. Porównanie wartości objętościowej gęstości emisji gazu ev obliczonych dla warstwy słabo pochłaniającej (AL=C) i dla warstwy emitująco-'-absorbującej (AL=VAR). Wartość udziału 🖗= 0,25

Fig. 8.7. Comparison of emission of radiation from unit gas volume  $e_{\rm V}$  calculated for gas layer with weak absorption (AL=C) and for emitting-absorbing gas layer (AL=VAR). Band emission fraction  $\beta = 0,25$ 

- 75 -

- 76 -

Rysunek 8.7 przedstawia porównanie wartości e<sub>v</sub> obliczonych dla warstwy słabo pochłaniającej ( $\alpha$ =const) i warstwy absorbująco-emitującej ( $\alpha$ =var). Wartość udziału  $\beta$ =0,25.

Rysunek 8.8 przedstawia porównanie temperatur gazu obliczonych według równania (7.36) z wartościami zmierzonymi termopara.



Rys. 8.8. Porównanie wartości temperatur gazu obliczonych  $T_0$  i zmierzonych  $T_z$ Fig. 8.8. Comparison of values of temperature calculated  $T_0$  and measured  $T_z$ 

### 8.7. Omówienie wyników pomiarów i obliczeń oraz ocena ich dokładności

Przebieg obliczonych wartości współczynnika pochłaniania  $\alpha$  po promieniu (rys. 8.4) jest logiczny, a wartości nie odbiegają od oczekiwanych. Obserwując krzywe dla różnych współrzędnych L można zauważyć, że maksymalne wartości  $\alpha$  występują w okolicy L = 0,2 m. Dla promieni powyżej r = 0,16 m wartości są praktycznie stałe i równe wartościom  $\alpha_0$  dla otaczających spalin. Wartości t dla spalin dla różnych odległości od palnika niewiele różnią się od siebie - spaliny w komorze są dość dobrze wymieszane.

Podobne uwagi można odnieść do przebiegu objętościowej gęstości emisji e<sub>v</sub> (rys. 8.5). Również tu maksimum występuje w okolicy współrzędnej L = = 0,2 m, a dla promienia r > 0,16 m wartość e<sub>v</sub> jest praktycznie równa zeru.

Porównanie wartości współczynnika pochłaniania  $\alpha$  obliczonych dla udziału promieniowania w pasmach  $\beta = 1,0$  i  $\beta = 0,25$  (rys. 8.6) wskazuje, że  $\beta$  ma zasadniczy wpływ na otrzymane wyniki: wartość  $\alpha$  dla  $\beta = 0,25$ jest ponad 10-krotnie większa niż dla  $\beta = 1,0$ . Wynik ten odzwierciedla różnice wynikające przy traktowaniu promieniowania gazu jako widma ciągłego i o charakterze pasmowym. Przebiegi gęstości emisji e obliczonych dla warstwy słabo pochłaniającej ( $\alpha$  = const) i dla warstwy emitująco-absorbującej ( $\alpha$  = var) (rys.8.7) dają się wytłumaczyć fizycznie: dla stałych wartości  $\alpha$  również przebieg wartości e<sub>v</sub> jest bardziej płaski, nawomiast tam, gdzie  $\alpha$  jest duże (dla  $\alpha$  = var), również wartość e<sub>v</sub> musi być odpowiednio większa, gdyż wielkości te są od siebie uzależnione.

min e stalate steres a set a - 77 -

Ostatni z zamieszczonych w tym rozdziałe wykresów (rys. 8.8) przedstawia przebiegi temperatur gazu wyznaczonych dwiema, całkowicie różnymi metodami pomiarowymi. Wartości T<sub>o</sub> obliczono na podstawie równania (7.36) opierając się na pirometrycznych pomiarach emisji płomienia na zimnym i na gorącym tle. Po drodze wyznaczono lokalne wartości  $\alpha$  i e, co ma wpływ na dokładność końcowych wyników T. Natomiast wartości temperatur T<sub>z</sub> zmierzono termoparą z odsłoniętą spoiną z uwzględnieniem poprawek na wymianę energii radiacyjnej między spoiną a ścianami. Zważywszy na tak różne techniki pomiarowe i obliczeniowe można stwierdzić, że rozbieżności między temperaturą T<sub>o</sub> i T<sub>z</sub> nie są duże.

Podsumowując wyniki pomiarów, należy stwierdzić, że przedstawiona metoda pomiarowa okazała się efektywna. Jest ona przy tym stosunkowo prosta, głównie dzięki temu, że nie wymaga wprowadzenia sond do wnętrza płomienia.

Wyniki pomiarów promieniowania płomienia wskazują, że założenie o osiowej symetrii płomienia jest uzasadnione. Pewna niesymetria wynika z faktu, że oś płomienia jest pozioma, przez co prądy konwekcyjne powodują jego unoszenie.

Metoda obliczeniowa i programy numeryczne okazały się skuteczne i stosunkowo proste – obliczenia dla jednego przekroju trwają kilka sekund na komputerze IBM.AT.

Otrzymane w wyniku obliczeń wartości współczynnika pochłaniania  $\alpha$ , jak i inne wartości są logiczne i zgodne z oczekiwaniami. Maksymalna grubość optyczna dla samego płomienia tylko w przekroju L = 200 mm przekracza wartość  $\tilde{c} = 0,5 \frac{1}{m}$ .

Należy przy tym wziąć pod uwagę, że wartości  $e_v$  otrzymane z obliczeń dotyczą promieniowania w pasmach aktywności gazów a nie całego widma promieniowania.

Ocena dokładności otrzymanych wyników jest bardzo trudna. Wynika to z występowania wielu etapów opracowania danych pomiarowych przed otrzymaniem ostatecznego wyniku. Można jednak przyjąć, że błąd obliczeń numerycznych jest o kilka rzędów mniejszy od innych błędów i z tego powodu może być on pominięty.

Dla bředu wskazaň pirometru wynoszącego 2% (dla wskazań temperatury) břad określenia strumienia energii e wynosi około 8%. Břad dopasowania kr ywych e(x) do wartości zmierzonych można oszacować na podstawie sumy kwadratów odchyleń otrzymanej przy dopasowaniu i jest on mniejszy niż 3%. Tak więc břad wyznaczenia & można oszacować na 10-11%. Nieco większy jest błąd wyznaczenia  $e_v$ , a to z powodu udziału w nim błędu ot – można go oszacować na 13-15%. Błąd wyznaczenia  $e_b$  z obu wyżej wymienionych wielkości wynosi więc ok. 18%.

Powyższe wielkości błędów nie zmieniają charakteru zależności własności radiacyjnych od odległości od osi płomienia, mogą jedynie zmienić nieco ilościowe relacje między nimi.

Linkanna legarit, sin feight denne for and the set of t

posterior mension republic homenone, materie attended the communication provides and the providence of the second second

" And a subsystem of the second states and a subsystem being which they be and the second states and the secon

The second secon

And the second with the second building of the second seco

A state of the sta

the first of all dates, while the second balance we have a second while a read

Line of the second seco

IV. ROZWIĄZANIE RÓWNAŃ PRZENOSZENIA PROMIENIOWANIA W PŁOMIENIU GAZOWYM

#### 9. ROZWIĄZANIE NUMERYCZNE W GEOMETRII CYLINDRYCZNEJ

W rozdziale 6 przedstawiono model radiacyjnego przepływu ciepła w płomieniu gazowym przy założeniu jego osiowej symetrii. Zastosowano tam przybliżenie różniczkowe jako dogodny sposób zapisu równań przenoszenia promieniowania. Przedstawiono również niektóre przybliżone rozwiązania analityczne, dające jakościowy obraz zjawisk przenoszenia promieniowania w kierunku promieniowym.

Poniżej przedstawiono rozwiązanie numeryczne w układzie dwuwymiarowym w geometrii cylindrycznej. Rozwiązanie to oparte jest na danych pomiarowych i wynikach obliczeń zawartych w rozdziale 8. Wykorzystano wyniki otrzymane dla warstwy absorbująco-emitującej i dla udziału promieniowania w pasmach  $\beta = 0,25$ , jako najbliższe rzeczywistości.

#### 9.1. Podział różnicowy i równania różnicowe

W celu przeprowadzenia obliczeń numerycznych bryłę gazu wewnątrz komory spalania podzielono siatką różnicową. Podział wzdłuż osi komory (oś z) jest zgodny z podziałką stosowaną w pomiarach – jest to 6 wartości współrzędnej z co 0,1 m. Ostatnia podziałka równa jest 0,4 m (rys. 9.1).



Podziałka wzdłuż osi r jest równomierna co 0.02 m od 0 do 0.36 m. Numeryczną metodę rozwiązania zastosowano do równań (6.21a i b) wraz z warunkami brzegowymi (6.22a, b, c, d). W równaniach tych współrzędną jest grubość optyczna  $\tilde{\iota}$ . Tak więc, zachowując podział geometryczny obszaru obliczeniowego, należało w każdym punkcie siatki podstawić odpowiednie wartości  $\tilde{\iota}$  oraz należało obliczyć odpowiednie różnice

at only about all the set of the set of the

Równanie różnicowe po współrzędnej r (indeks i) dla pewnej współrzędnej geometrycznej z ma postać:

- 80 -

$$\frac{R_{i-1}}{\delta c_{r,i}^{2}} = \frac{1}{2c_{r,i}} \frac{1}{\delta c_{r,i}} = R_{i} \left( \frac{2}{\delta c_{r,i}^{2}} + \frac{1}{c_{r,i}^{2}} + 3 \right) + \frac{1}{\delta c_{r,i}^{2}} + \frac{1}{2c_{r,i}} = 4 + \frac{\partial e_{b}}{\partial c_{r}} \left| - \frac{\partial^{2} z}{\partial c_{r,i} - \delta c_{r}} \right|$$

$$(9.1)$$

a dla współrzędnej i = m - odpowiadającej promieniowi r = R (brzeg obszaru):

$$\mathbb{R}_{m-1} \frac{1}{\delta \mathcal{U}_{r,m}} + \mathbb{R}_{m} \left( \frac{4}{\mathcal{E}_{R}} + \frac{1}{\mathcal{U}_{r,m}} + \frac{1}{\delta \mathcal{U}_{r,m}} - 4 \left( \dot{e}_{wR} - \dot{e}_{bR} \right) = \frac{\partial Z}{\partial \mathcal{U}_{z}} \right]$$
(9.2)

Do tych równań dochodzi warunek dla r = 0 (i = 1):

 $R_1 = 0$ 

W równaniach tych przez R oznaczono e<sub>r</sub>, przez Z oznaczono e . Opuszczono indeks j dla współrzędnej z. Oznaczono również

$$\frac{1}{\mathcal{E}_{\rm R}} = \frac{1}{\mathcal{E}_{\rm WR}} - \frac{1}{2}$$

d

Podobnie równanie po współrzędnej z (indeks j):

$$\left| z_{j-1} \frac{1}{\delta \tau_{z,j}^2} - z_1 \left( \frac{2}{\delta \tau_{z,j}^2} + 3 \right) + z_j \frac{1}{\delta \tau_{z,j}^2} = 4 \left| \frac{\partial e_b}{\partial \tau_z} \right|_j - \frac{1}{\tau_{z,j}} \left| \frac{\partial^2}{\partial \tau_z \partial \tau_r} \left( \varepsilon_R \right) \right|_j$$

$$(9.4)$$

Warunki.brzegowe mają następującą postać:

la 
$$\tilde{v}_{z} = 0$$
 (j = 1):

$$\frac{1}{\varepsilon_0} \left(\frac{4}{\varepsilon_0} - \frac{1}{\delta \varepsilon_{z,1}}\right) - \frac{1}{2} \frac{1}{\delta \varepsilon_{z,1}} = 4\left(\frac{1}{\varepsilon_{wo}} - \frac{1}{\varepsilon_{bo}}\right) + \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial}{\partial \varepsilon}(\varepsilon_R)$$
(9.5)

dla  $z = \mathcal{T}_{1}$  (L - długość komory), czemu odpowiada indeks j = n:

$$-z_{n-1} \frac{1}{\delta z_{n-n}} + z_n (\frac{4}{\delta L} + \frac{1}{\delta z_{n-n}}) = -4 (\dot{e}_{wL} - \dot{e}_{bL}) - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial z_n} (\tilde{c}_{rR})$$
(9.6)

Opuszczono tu indeks i przy Z i,j i oznaczono

$$\frac{1}{\mathcal{E}_{o}} = \frac{1}{\mathcal{E}_{wo}} - \frac{1}{2}; \quad \frac{1}{\mathcal{E}_{L}} = \frac{1}{\mathcal{E}_{wL}} - \frac{1}{2}$$

Pochodne po prawej stronie równań (9.1), (9.2), (9.4), (9.5) i (9.6) nie są zapisane w formie różnicowej, ponieważ ich wartości są wyznaczane po każdej iteracji i są stałe w następnej iteracji.

Równania (9.1) do (9.6) tworzą komplet równań różnicowych dla nieznanych funkcji R<sub>i,j</sub> i Z<sub>1,j</sub> (gęstości strumieni energii radiacyjnej) obliczanych w siatce m (promień) x n (oś komory). Wartości zadane to:

- e, w funkcji promienia r i odległości od palnika z,

- 🐔 w funkcji promienia r i odległości od palnika,

-  $\mathcal{E}_{wo}$ ,  $\mathcal{E}_{wL}$ ,  $\mathcal{E}_{wR}$  - emisyjności ścian,

 $-\dot{e}_{bo}, \dot{e}_{bL}, \dot{e}_{bR}$  - emisja ścian  $\dot{e}_{b} = 6. T^{4}$ .

Wartości e<sub>b</sub> i ℃ otrzymuje się jako rezultat obliczeń własności radiacyjnych płomieni (rozdz. 8).

Krok w kierunku promienia obliczony jest jako różnica grubości optycznych w sąsiednich punktach:

$$Sv_{r,i,j} = v_{r,i+1,j} - v_{r,i-1,j}$$

Krok w kierunku osi z obliczany jest wg równania:

 $\delta v_{z,i,j} = \alpha_{i,j} \Delta z_j$ 

(9.3)

In

gdzie  $\Delta Z$  jest podziałką geometryczną, a wartości  $\alpha_{i,j}$  otrzymywane są jako rezultat tych samych obliczeń co e<sub>b</sub> i  $\tilde{\iota}$  (rozdz. 8).

#### 9.2. Sposób rozwiązania układu równań różnicowych

Równoczesne rozwiązanie równań (9.1) do (9.6) w n x m punktach siatki byłoby bardzo skomplikowane, wymagałoby dużej pamięci komputera i trwałoby długo. Z tych powodów zdecydowano się rozwiązywać powyższe równania oddzielnie w kierunku osi r i osi z.

Zastosowany sposób jest podobny do metody rozdzielania zmiennych, jednak nie są to równania jednorodne, więc nie ma on matematycznego uzasadnienia. Uzasadnieniem fizycznym jest przeświadczenie, że decydującą rolę w procesie odgrywa promieniowy przepływ energii radiacyjnej, a przepływ osiowy wprowadza jedynie pewną poprawkę. Fakt ten został potwierdzony obliczeniowo.

- 82 -

Procedura obliczeniowa jest więc następująca:

- 1) Na wstępie oblicza się pochodne funkcji  $e_{\rm b}$  po  ${\mathfrak r}_{\rm r}$  i  ${\mathfrak r}_{\rm r}$  .
- 2) W pierwszej iteracji zakłada się, że nie istnieje przepływ energii radiacyjnej wzdłuż osi z ( $Z_j = 0$ ): pochodne funkcji Z z prawych stron równań (9.1) i (9.2) są zerami.
- Układ równań (9.1), (9.2), (9.3) jest rozwiązywany oddzielnie dla każdego przekroju wzdłuż osi płomienia – podobnie jak to było robione przy obliczaniu własności radiacyjnych płomieni.
- 3) Mając obliczone wartości R<sub>i,j</sub>, oblicza się pochodne funkcji (9.2) z prawych stron równań (9.4), (9.5) i (9.6).
  Następnie rozwiązywany jest układ równań wzdłuż osi płomienia (9.4), (9.5), (9.6). Rezultatem są gęstości strumieni ciepła w kierunku osi z: z<sub>i,j</sub>.
- W następnej iteracji oblicza się pochodne funkcji Z z prawych stron równań (9.1), (9.2) i (9.3). Układ ten jest rozwiązywany podobnie jak w iteracji pierwszej.

Proces ten jest powtarzany aż do osiągnięcia zbieżności rozwiązań R<sub>i,j</sub> i Z<sub>i,j</sub> w kolejnych iteracjach.

Ten sposób postępowania - kolejne znajdywanie rozwiązań wzdłuż osi r i osi z ma ważną zaletę, oprócz wymienionych wcześniej. Pozwala on mianowicie na kontrolę poprawności wyników pośrednich według ich sensu fizycznego, co byłoby niemożliwe przy równoczesnym rozwiązywaniu całości. Pozwala on również na otrzymanie rozwiązania wzdłuż promienia, bez udziału rozwiązania wzdłuż osi, co może być przybliżonym rozwiązaniem problemu.

W praktyce okazało się, że procedura ta jest dość wolno zbieżna i wymagała ok. 20 iteracji do uzyskania zadowalającej zbieżności. Jednak dzięki zmniejszaniu ilości równań rozwiązywanych jednorazowo (m = 19 dla osi r i n = 8 dla osi z), czas obliczeń jednej iteracji na komputerze IBMAT wynosił ok. 10 sekund.

#### 9.3. Przykładowe wyniki obliczeń

Poniżej przedstawiono przykładowe wyniki obliczeń mające zilustrować zastosowany model przenoszenia promieniowania w płomieniu oraz metodę obliczeń. Wykorzystano tu wyniki obliczeń płomienia nr 3 przedstawione w roziziale 8.

Wyniki obliczeń gęstości radiacyjnych strumieni energii  $e_r$  i  $e_z \frac{kW}{m^2}$ przedstawiono w tablicy 9.1. W pierwszej części tablicy przedstawiono rozwiązania dla pierwszej iteracji – wartości  $e_r$  reprezentują wyłącznie pronieniowy przepływ energii. Druga część tablicy zawiera rezultaty obliczeń lla 30 iteracji.

Zależność er od promienia dla końcowego rozwiązania (30 iteracja) przedstawiono na rysunku 9.2 dla kilku współrzędnych z (podane wartości L) na rysunku 9.2a w funkcji r i z.

Gestosc	strumienia	energii v	kierunku	promieniowym
0420020		er kW/m2		

			er	K#/ 112		-			
i	r	j= 2 L= 0.1	3 0.2	4 0.3	5	6 0.5	7 0.6		
Iteracja 1.									
1 2 3 4 5 6 7 8 9 10	$\begin{array}{c} 0.00\\ 0.04\\ 0.08\\ 0.12\\ 0.16\\ 0.20\\ 0.24\\ 0.28\\ 0.32\\ 0.36 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.00\\ 51\ 05\\ 57\ 86\\ 53\ 51\\ 46\ 72\\ 40\ 00\\ 33\ 85\\ 28\ 23\\ 23\ 05\\ 18\ 23\\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 0 & 00 \\ 61 & 70 \\ 67 & 97 \\ 65 & 94 \\ 62 & 41 \\ 57 & 50 \\ 51 & 76 \\ 46 & 34 \\ 41 & 22 \\ 36 & 35 \end{array}$	0.00 26.81 33.54 34.22 32.93 29.46 25.54 21.89 18.48 15.28	$\begin{array}{c} 0.00\\ 21.68\\ 30.44\\ 31.69\\ 27.18\\ 20.75\\ 15.32\\ 10.60\\ 6.39\\ 2.54 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.00\\ 16.82\\ 25.08\\ 26.84\\ 24.64\\ 20.07\\ 14.73\\ 10.07\\ 5.92\\ 2.11\\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.00\\ 15.22\\ 21.24\\ 21.68\\ 18.03\\ 13.83\\ 10.20\\ 6.98\\ 4.04\\ 1.32 \end{array}$		
Iteracja 30.									
1 2 3 4 5 6 7 8 9 10	0 00 0 04 0 08 0 12 0 16 0 20 0 24 0 28 0 32 0 .36	$\begin{array}{cccc} 0 & 00 \\ 44 & 35 \\ 52 & 96 \\ 52 & 21 \\ 47 & 21 \\ 39 & 88 \\ 31 & 52 \\ 22 & 72 \\ 13 & 89 \\ 5 & 35 \end{array}$	$\begin{array}{cccc} 0 & 00 \\ 59 & 42 \\ 67 & 65 \\ 68 & 53 \\ 65 & 78 \\ 59 & 42 \\ 50 & 35 \\ 40 & 26 \\ 29 & 75 \\ 19 & 37 \end{array}$	$\begin{array}{c} 0.00\\ 27.19\\ 34.82\\ 36.40\\ 35.14\\ 30.57\\ 24.21\\ 16.98\\ 9.40\\ 1.93 \end{array}$		0 00 26 67 23 83 24 45 21 81 17 53 13 09 9 95 7 70 5 87	0 00 14 44 19 76 18 93 14 42 10 39 7 91 6 82 6 66 6 64		

#### Tablica 9.1b

#### Gęstość strumienia energii w kierunku oslowym é<sub>7</sub> kW/m2

1	r	j= 1 L= 0.0	2 0.1	3 0.2	4 0.3	5 0.4	6 0.5	7 0.6	8	
	Iteracja 1.									
1 2 3 4 5 6 7 8 9 10	0.00 0.04 0.08 0.12 0.16 0.20 0.24 0.28 0.32 0.36	$\begin{array}{r} -76.32\\ 0.41\\ 0.39\\ -0.35\\ -6.52\\ -7.42\\ -7.25\\ -6.72\\ -6.72\\ -6.27\\ -6.10\end{array}$	-32.32 -7.63 -5.51 -2.63 -4.58 -4.92 -4.99 -4.64 -4.36 -4.23	$\begin{array}{c} 1.78 \\ -11.79 \\ -11.94 \\ -3.88 \\ -1.08 \\ -1.19 \\ -1.18 \\ -1.04 \\ -0.95 \\ -0.84 \end{array}$	$\begin{array}{c} 26.20 \\ -8.13 \\ -8.98 \\ -2.78 \\ 2.52 \\ 1.85 \\ 2.34 \\ 2.32 \\ 2.28 \\ 2.35 \end{array}$	$\begin{array}{c} 27.81 \\ -0.08 \\ -3.83 \\ -0.35 \\ 3.46 \\ 2.87 \\ 3.62 \\ 3.49 \\ 3.36 \\ 3.39 \end{array}$	26.53 5.02 -0.64 0.91 2.62 2.82 3.45 3.20 3.00 2.94	26.38 7.67 0.46 0.94 2.14 2.59 3.19 2.88 2.64 2.50	38.24 12.53 1.27 1.62 0.92 2.53 2.91 2.55 2.29 2.06	
-	Iteracja 30.									
1 2 3 4 5 6 7 8 9	0.00 0.04 0.08 0.12 0.16 0.20 0.24 0.28 0.32 0.36	-90.43 -8.32 9.19 3.17 -6.53 -13.71 -17.44 -18.88 -19.25 -19.07	-30.63 -5.94 -4.67 -4.60 -6.14 -8.78 -9.90 -9.66 -9.24 -9.11	$\begin{array}{c} 0.40 \\ -6.26 \\ -13.40 \\ -10.36 \\ -3.14 \\ -0.44 \\ 2.56 \\ 5.39 \\ 7.05 \\ 7.15 \end{array}$	30.84 -4.91 -13.29 -11.53 1.11 8.07 16.06 22.04 25.22 25.30	28.71 0.05 -8.90 -9.22 2.56 11.80 22.66 30.56 34.70 34.73	25 27 4.05 -3 93 -6 33 1.77 10 38 19 96 26 82 30.41 30.35	26.10 7.92 -0.14 -3.24 2.34 8.46 15.16 19.53 21.71 21.56	40 46 14 90 3 48 1 15 2 70 6 82 9 93 11 37 11.88 11.65	

#### Tablica 9.1a



Fig. 9.2. Radiation flux per unit area in radial direction er vs. radius r



Rys. 9.2a. Zależność gestości emisji w kierunku promieniowym od promienia r i od odległości od palnika z
9.2a. Radiation flux per unit area in radial direction r and distance from the burner z

Rysunek 9.3 przedstawia zależność e<sub>z</sub> od współrzędnej z dla kilku promieni podanych w legendzie rysunku.

- 85 -



Rys. 9.3. Zależność gęstości emisji w kierunku osiowym e od odległości od palnika z Fig. 9.3. Radiation flux per unit area in axial direction e vs. distance from the burner z



Rys 9.4. Porównanie wartości gęstości emisji w kierunku promieniowym er obliczonych dla 1 i 30 iteracji

Fig. 9.4. Comparison of radiation flux per unit area in radial direction er calculated for 1-st and 30-th iteration

Na rys. 9.4 porównano wyniki obliczeń rozkładu e wzdłuż promienia dla 1 iteracji i 30 iteracji. Należy tu zwrócić uwagę, że iteracja 1 odpowiada wyłącznie promieniowemu przepływowi energii radiacyjnej, a iteracja 30 uwzględnia również osiowy przepływ energii radiacyjnej.

- 86 -

Wszystkie podane powyżej wyniki obliczeń dotyczą własności radiacyjnych płomienia otrzymanych w rezultacie obliczeń przeprowadzonych dla gazu absorbująco-emitującego i dla udziału promieniowania w pasmach aktywności gazu  $\beta = 0,25.$ 

Wartości  $e_r$  podane w tablicach i na wykresach przedstawiają wypadkowe strumienie energii radiacyjnej przepływające przez jednostkową powierzchnię cylindryczną o promieniu r. Dodatkową cenną informacją o promieniowaniu płomienia może być wartość strumienia energii  $e_1$  przepływającej przez powierzchnię o promieniu r i o jednostkowej długości. Aby ją wyznaczyć, należy pomnożyć wartość  $e_r$  przez powierzchnię cylindrycznego pierścienia o promieniu r:

 $\dot{e}_1 = 2 \cdot \pi \cdot r \dot{e}_r - \frac{kW}{m}$ 

Tak obliczone wartości e<sub>1</sub> podano w tablicy 9.2 i na rys. 9.5, 9.5a oraz 9.6.

#### Tablica 9.2

Liniowa gęstość strumienia energii radiacyjnej w kierunku promieniowym e<sub>l</sub>kW/m

r\L	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6
0 0 0 04 0 08 0 12 0 16 0 20 0 24 0 28 0 32	0.0 11.15 26.62 39.37 47.46 50.11 47.53 39.98 27.92	$\begin{array}{c} 0 & 0 \\ 14 & 93 \\ 34 & 00 \\ 51 & 67 \\ 66 & 12 \\ 74 & 66 \\ 75 & 93 \\ 70 & 82 \\ 59 & 82 \\ 59 & 82 \end{array}$	0 0 6 83 17 50 27 44 35 33 38 41 36 50 29 87 18 89	$\begin{array}{c} 0 & 0 \\ 5 & 63 \\ 15 & 37 \\ 23 & 48 \\ 26 & 60 \\ 25 & 27 \\ 21 & 78 \\ 16 & 29 \\ 9 & 01 \\ \end{array}$	0.0 4.19 11.98 18.44 21.92 22.03 19.74 17.51 15.48	0 0 3 63 9 93 14 27 14 49 13 06 11 93 12 01 13 40
0.30	12.09	43.81	43.75	0.12	13.29	15.48

D. - R. F. State, Marth. Construction and All reserves in Land.

a "approximate and "managers of the Yesters" and and a strain and and the strain and the strain

Fig. 3.4. Domparison is subscient file for unit start in relial discretion &



- 87 -

Rys. 9.5. Zależność liniowej gęstości emisji w kierunku promieniowym e od promienia r

Fig. 9.5. Radiation flux per unit length in radial direction  $e_1$  vs. radius r



Rys. 9.5.a. Zależność liniowej gęstości emisji w kierunku promieniowym é od promienia r i od odległości od palnika z

Fig. 9.5a. Radiation flux per unit length in radial direction of vs. radius r and distance from the burner z

#### 9.4. Omówienie wyników obliczeń i ocena ich dokładności

Przebiegi wartości promieniowej gęstości energii, przedstawione na rys. 9.2, są podobne do przebiegów otrzymanych drogą uproszczonego rozwiązania tylko dla kierunku promieniowego (p. 6.5.1). Świadczy to o jakościowej poprawności wyników. Maksima krzywych  $e_r(r)$  leżą w okolicy promienia r = 0,10-0,15 m, a więc tam, gdzie generacja energii  $e_r$  jest już bardzo mała. Natomiast maksimum całkowitej energii radiacyjnej emitowanej przez płomień na jednostkę długości  $e_1$  (rys. 9.5) leży dla promieni ok. r=0,20, a więc większych niż maksimum  $e_r$ . Tak więc wartość promienia r = 0,20może być uznana za promień bryły płomienia emitującej energię radiacyjną na zewnątrz. Wartość tego promienia zmienia się nieco z odległością L od palnika.

Rys. 9.3. przedstawia gęstość emisji  $e_z$  w kierunku osi Z. Wartości ujemne  $e_z$  dla małych L oznaczają, że w tym obszarze strumień energii radiacyjnej płynie w kierunku ściany przy palniku. Różnice w wartościach  $e_z$  dla różnych promieni wynikają z kształtu bryły płomienia w przekroju promieniowym. Pewien wpływ może tu mieć fakt, że w obliczeniach dla całej ściany przy palniku przyjęto jedną wartość temperatury, a mogą tam występować lokalne różnice temperatury.





Fig. 9.6. Radiation flux per unit length in radial direction e vs. distance from the burner z Porównanie promieniowego rozkładu e<sub>r</sub> dla pierwszej iteracji (pominięty osiowy przepływ promieniowania) i dla 30 iteracji pokazane na rys. 9.4 świadczy, że osiowy przepływ energii drogą promieniowania ma niewielki wpływ na wynik obliczania promieniowego strumienia energii. Jest to zgodne z wnioskami i rozważaniami przytoczonymi w rozdziale 6.5, gdzie wykazano, że dla warunków spotykanych w płomieniu o osiowym przenoszeniu energii decyduje entalpia.

Ocena dokładności otrzymanych wyników jest trudna i może być dokonana na podstawie oceny dokładności danych wejściowych do obliczeń. Ze względu na dużą dokładność obliczeń numerycznych (rozwiązywanie układów równań przeprowadzono z podwójną dokładnością) decydującym wynikiem dla oceny dokładności wartości  $e_r$  i  $e_z$  jest dokładność wartości ot i  $e_v$  będących zadanymi wielkościami w równaniach. Jak oceniono w rozdziale 8.7, błąd wyznaczenia tych wielkości wynosi 15-18%. Do tego błędu dodaje się trudny do określenia błąd wynikający z podziału różnicowego. Całkowity błąd wyznaczenia  $e_r$  i  $e_z$  ocenić można na ok. 20-25%.

London de la construcción de la

states I sport the provide the second states in

And a second sec

#### V. PODSUMOWANIE PRACY

#### 10. WNIOSKI KOŃCOWE

Przedstawiona praca składa się z dwóch zasadniczych części. W pierwszej części opracowano model radiacyjnego przepływu ciepła w płomieniu gazowym. W tym celu przystosowano ogólne równania radiacyjnego przepływu energii w bryle gazowej w przybliżeniu różniczkowym do warunków fizycznych i geometrycznych płomienia: uwzględniono wewnętrzną generację energii w bryle gazu, a równania przedstawiono w geometrii cylindrycznej odpowiadającej geometrii płomienia. Również warunki brzegowe zostały odpowiednio zmodyfikowane.

W drugiej części pracy przedstawiono metodę pomiarową specjalnie opracowaną dla pomiarów własności radiacyjnych osiowo-symetrycznych płomieni. Metoda ta wykorzystuje pomiary intensywności promieniowania emitowanego w różnych kierunkach przez bryłę płomienia. Pomiary te wykonywane są na zimnym i na gorącym tle położonym poza bryłą płomienia. Opracowana metoda pomiarowa służy do wyznaczania własności radiacyjnych,takich jak rozkład współczynnika pochłaniania i rozkład objętościowej gęstości emisji w płomieniu. Poza tym umożliwia ona wyznaczenie rozkładu temperatury radiacyjnej gazu.

Obie części pracy zilustrowano przykładowymi wynikami pomiarów i rezultatami obliczeń.

Tak więc cel pracy, którym było opracowanie równań opisujących przepływ energii drogą promieniowania w płomieniach gazowych oraz opracowanie metody wyznaczania wielkości niezbędnych dla rozwiązania tych równań, został osiągnięty. Opracowane równania oraz metoda pomiarowa są wystarczająco ogólne, a przyjęte założenia są uzasadnione fizycznie. Ograniczeniem dla przedstawionej metody pomiarowej są możliwości pomiarowe i zastosowana aparatura.

Wyniki obliczeń gęstości strumieni energii radiacyjnej w kierunku promieniowym i w kierunku osiowym są analogiczne do rozwiązań przybliżonych. Wykazano zarówno drogą analizy teoretycznej, jak i w rezultacie dwuwymiarowych obliczeń numerycznych, że decydującym kierunkiem przenoszenia energii radiacyjnej w płomieniu jest kierunek promieniowy.

Zaproponowany sposób numerycznego rozwiązania układu równań różniczkowych cząstkowych okazał się skuteczny i znacznie skrócił czas obliczeń.

Na podstawie wyników obliczeń gęstości strumieni energii radiacyjnej możliwe jest określenie promienia bryły płomienia odpowiedzialnej za promieniowanie płomienia na zewnątrz do obszaru spalin, w którym decydującym procesem jest pochłanianie promieniowania. Tak zdefiniowana bryła płomienia może być uwzględniona w obliczeniach wymiany ciepła, np. jako jedna ze stref gazowych w komorze spalania.

Również przedstawiona metoda pomiarowa okazała się efektywna i technicznie prosta. Jej największą zaletą jest fakt, że nie wymaga ona wprowadzania sond do wnętrza płomienia. Metodą tą wyznacza się rozkład promieniowy własności radiacyjnych w płomieniu. Opracowana procedura obliczania własności i programy numeryczne są skuteczne i stosunkowo proste. Metoda ta może być stosowana, niezależnie od modelu radiacyjnego przepływu ciepła, do wyznaczania własności radiacyjnych w płomieniu.

Providence of the second s

- 91 -

the state of the second part and the second state of the second s

LITERATURA

- Basevich V.Ya.: Chemical kinetics in the combustion processes. Progr. En. Comb. Sci. Vol. 13. (1987). No 3, pp. 199-248.
- [2] Badania czynników wpływających na radiacyjne własności płomieni gazowych. Praca nauk. bad. NB-300/RME-3/Rme-2/87. Gliwice, Instytut Techniki Cieplnej Politechniki Śląskiej, 1987.
- [3] Condiff D.W.: Anisotropic scattering in three-dimensional approximation for radiation heat transfer. Int. J.M.T. Vol. 30, No 7 (1987), pp. 1371-1380.
- [4] Dumont J.P., Borghi R.: A qualitative study by laser tomography of the structure of turbulent flames. Comb. Sci Technol. Vol. 48, (1986), No 3-4, pp. 107-128.
- [5] Gore J.P., Jeng S.M., Faeth G.M.: Spectral and total radiation properties of turbulent Hydrogen/Air diffusion flames. J.H.T. Vol. 109, No 2, (1987), pp. 165-171.
- [6] Grosshandler W.L.: Radiative heat transfer in nonhomogeneous gases. I.J. Heat. Mass Tr. Vol. 23, No 11, 1980.
- [7] Grzegrzółka K., Kolniak P., Przekwas A.: Model matematyczny turbulentnego płomienia dyfuzyjnego. XI Zjazd Termodynamików, Warszawa 1981.
- [8] Heitor M.V., Taylor A.M.K.P., Whitelaw J.H.: Simultaneous velocity and temperature measurements in a premixed flames. Exp. in Fl. Vol. 3, (1985), pp. 323-339.
- [9] Hjertager B.H., Magnussen B.F.: Computer simulation of flow, heat transfer and combustion in three-dimensional furnaces. Arch. Comb. Vol. 2, Nr 1/2, (1982), s. 25-48.
- [10] Jeng S.M., Faeth G.M.: Species concentrations and turbulence properties in buoyant methane diffusion flames. J.H.T. Vol. 106. No 11, (1984), pp. 721-727.
- Jeng S.M., Faeth G.M.: Radiative heat fluxes near turbulent buoyant methane diffusion flames. J.H.T. Vol. 106 (1984), pp. 886-888.
- [12] Kolenda Z., Szmyd J., Słupek St.: Model matematyczny radiacyjnej wymiany ciepła w komorze spalania przy nadmiarze danych. Arch. Hutn. T. 27, (1982), Z. 4, s. 355-370.
- [13] Kolenda Z., Gray A.: The significance of Gas and Surface Emissivity Data in Radiative Transfer within Enclosures. Bull. De L'Academie Po-Ionaise Des Sciences. Vol. 22, No 6, (1974), pp. 25(507)-31(513).
- [14] Kostowski E.: Analiza czynników wpływających na zużycie paliwa podczas nagrzewania wsadu w piecu wgłębnym. Z.N. Energetyka, Z. 49, Gliwice 1973.
- [15] Lithov D.A.: Review of furnace design methods, Trans. I. Chem. E. Vol. 55, 1977.
- [16] Łukaszek W.: Podstawy statystycznego opracowania pomiarów. Skrypt Pol. Sl., Gliwice 1985.
- [17] Meier H., Schmidt Th., Kaether H.U.: Untersuchung des Strahlungverhaltens von turbulenten Koksofengasdiffusionsflammen. Gas Wärme B. 13, No 10, 1964.
- [18] Nadziakiewicz J.: Experimentelle untersuchungen der Strahlungseigenschaften von Gasflammen. Gas Wärme. Vol. 36, (1987). No 10, pp. 535-539.

- [19] Nadziakiewicz J.: Determination of local temperatures in the flame by measuring thermal radiation of the flame. Tenth Int. Symp. on Comb. Proc. Warszawa 1987.
- [20] Nadziakiewicz J.: Ocena udziału promieniowania w całkowitej energii płomienia. XX Zjazd Termodynamików.
- [21] Nadziakiewicz J.: Wyznaczanie stosunków konfiguracji w komorze spalania. XXII Symp. PTMTS, Wisła 1983.
- [22] Nadziakiewicz J., Rudnicki Z.: Mathematical model of heat transfer in the enclosure of a walking beam furnace. Gas. Warme. Vol. 30, (1981), No 5, pp. 265-269.
- [23] Neidel V., Paul G.: Mathematische Modellierung der Strahlungswärmeubertagung in der gasbeheitzen Brennkammer von Spalt-Röhrenofen. Arch. Proc. Spal. Vol. 7, Nr 1 (1976), s. 69-79.
- [24] Neidel W., Sontag R., Frosch B.: Mathematical model for the calculation of heat transfer in combustion chambers. Arch. Comb. Vol. 5 (1985), No 1, s. 99-111.
- [25] Petela R.: Paliwa i ich spalanie. Skrypt Pol. Sl. Gliwice 1978.
- [26] Petela R., Wilk K.: Similarity problems of turbulent diffusion flames. Arch. Term. Spal. Vol. 6, Nr 2, 1975, s. 211-219.
- [27] Pietrzyk Z., Kandefer S.: Wymiana ciepła od płomienia do powierzchni ciała stałego. Arch. Term. Spal. Vol. 6, (1975), No 1, s. 85-94.
- [28] Pieri G., Sarofim A.F., Hottel H.G.: Radiant heat transfer in enclosures. J. Inst. Fuel. Sept. 1973, pp. 321-330.
- [29] Rachunek wyrównawczy w technice cieplnej. Red. J. Szargut, Wyd. Ossolineum PAN, Wrocław 1984.
- [30] Rapanotti J.L., Brzustowski T.A.: A new approach to modelling radiation from open flames. Comb. Sci. Technol. Vol. 49, (1986), pp. 252--262.
- [31] Rau H., Schwartz W.: Zur experimentellen Metodik der gaspotentiometrischen Flammenuntersuchung. Gas Wärme. Vol. 36 (1987), No 10, pp. 540-544.
- [32] Ravichandran M., Gouldin F.C.: Determination of temperature and concentration profiles using (a limited number of) absorption measurements. Comb. Sci. Technol. Vol. 48, (1986), No 1-2, pp. 47-64.
- [33] Romer E.: Miernictwo przemysłowe. PWN, Warszawa 1970.
- [34] Ratzell A.C., Howell J.R.: Two-dimensional radiation in absorbing--emitting media using the P-N approximation. J.H.T. Vol. 105, (1983), No 5, pp. 333-340.
- [35] Roquemore W.M., Tonkin R.S., Chin H.H., Lottes S.A.: A study of a bluff-body combustor using laser sheet lighting. Exp. in Fl. Vol. 4, (1986), pp. 205-213.
- [36] Rudnicki Z.: Analiza radiacyjnego przepływu energii w komorze wypełnionej nieizotermicznym gazem przy wykorzystaniu stosunków opromieniowania obliczonych metodą Monte-Carlo. Z.N. Energetyka, Z. 95, Gliwice 1986.
- [37] Rudnicki Z.: Radiacyjny przepływ ciepła w piecach przemysłowych. Skrypt Pol. Sl., Gliwice 1985.
- [38] Salter F.M., Costick J.A.: Mathematical model of the heat transfer within a reheating furnace. J. Inst. Fuel. March 1974, pp. 3-19.
- [39] Sapiński A.: Pomiar metodą emisyjno-absorpcyjną temperatury płomienia zawierającego cząstki stałe. Arch. Proc. Spal. Vol. 3, Nr 2, 1972, s. 179.
- 40. Schoenneng S.M., Hanson R.K.: CO and temperature measurement in a flat flame by laser absorption spectroscopy and probe techniques. Comb. Sci. Techn. Vol. 24, (1981), pp. 227-237.

- [41] Selcuk N.: Exact solutions for radiative heat transfer in box-shaped furnaces. J.H.T. Vol. 107, no 8, pp. 648-655.
- [42] Senkara T.: Obliczenia cieplne pieców grzewczych w hutnictwie. Sląsk, Katowice 1981.
- [43] Siegel R., Howell J.R.: Thermal radiation heat transfer. McGraw-Hill. 1981.
- [44] Smith T.F., Shen Z.F., Alturki A.M.: Radiative and convective transfer in a cylindrical enclosure for a real gas. J.H.T. Vol. 107, no 5, (1985), pp. 482-485.
- [45] Solomon P.R.: Analysis of particle emittance, composition, size and temperature by FT-i. r. emission/transmission spectroscopy. Fuel. Vol. 66, No 7, (1987), pp. 897-908.
- [46] Spalding D.B.: GENMIX. A general computer program for two-dimensional parabolic phenomena. Pergamon Press. Oxford.
- [47] Sparrow E.M., Cess R.D.: Radiation Heat Transfer. Hemisphere, New York (1978).
- [48] Szargut J., Wandrasz J.: Berechnung des Strahlungsaustausches in einer geschlossenen Kammer mittels der Strahlungsbander Verfahrens in Vergleich zur Verfahren der mittlerem Strahlungsparameter. BWK 30 (1978), No 8, s. 324-329.
- [49] Szargut J.: Przepływ ciepła przez promieniowanie w piecu komorowym. Arch. Hutn., T. 16, Z. 2, (1971), s. 143-153.
- [50] Szargut J.: Metody numeryczne w obliczeniach cieplnych pieców przemysłowych. Śląsk, Katowice 1977.
- [51] Szargut J., Weiss P.: Model matematyczny podgrzewania wsadu w piecu przemysłowym. Arch. Hutn. T. XX, Z. 1, (1975), s. 101-117.
- [52] Tietze H., Gunther R.: Strahlungseigenshaften von Gas und ölflammen. Gas Wärme 1976, No 11/12.
- [53] Tomeczek J.: Spalanie i płomienie gazowe. Skrypt Pol. Śl., Gliwice 1982.
- [54] Tomeczek J., Gebhart Z.: Radiation properties of natural gas diffusion flames. Gas Warme, Vol. 25, No 1, (1986), pp. 39.
- [55] Tomeczek J., Komornicki W.: Mechanizm przepływu ciepła w piecu grzewczym o intensywnej cyrkulacji spalin. Arch. Hutn. T. XXV, Z. 1, (1980), s. 53-61.
- [56] Tsurda T., Marayama M., Hirano T.: Growth of flame front turbulence. J.H.T. Vol. 108, no 11, (1986), pp. 877-881.
- [57] Vachon M., et. al.: Temperature and velocity fluctuation measuremints in a diffusion flame with large buoyancy effects. Comb. Sci. Technol. Vol. 48, (1986), pp. 223-240.
- [58] Vandooren J., Balakhin V.P., Van Tiggelen P.J.: Mass spectrometer investigation of the structure of methanol flames. Arch. Comb. Vol. 1, Nr 3/4, (1981), s. 229-242.
- [59] Viskanta R., Menguc M.P.: Radiation heat transfer in combustion systems. Prog. Eng. Comb. Sci. Vol. 13, No 2, (1987).
- [60] Wandrasz J.: Pasmowy model matematyczny przepływu energii przez promieniowanie w piecu komorowym. Z.N. Energetyka, Z. 58, Gliwice 1976.
- [61] Wilk K.: Badania dyfuzyjnych palników gazowych. Z.N. Energetyka, Z. 85, Gliwice 1984.
- [62] Wilk R.: Próba oceny rozkładu koncentracji sadzy płomienia gazowego. Z.N. Energetyka, Z. 71, Gliwice 1979, s. 83-94.
- 63 Wiśniewski S.: Wymiana ciepła. PWN, Warszawa 1988.
- [64] Wiśniewski S., Rożko M.: Podstawy teoretyczne dynamicznego pomiaru ustalonych temperatur gazu za pomocą termometru z odsłoniętą spoiną przy występowaniu wymiany ciepła przez promieniowanie. Arch. Termod. Vol. 1, Nr 3/4, (1980), s. 155-167.

- [65] Wolański P., Jaworski K.: Wyznaczanie pola temperatur płomienia mieszanki pyłowo-powietrznej metodą fotograficzną. Arch. Proc. Spal. Vol. 1, Nr 1, 1970, s. 85-88.
- [66] Yener Y., Fong T.M.: Radiation and forced convection interaction in thermally developing laminar flow through a circular pipe. Heat Transfer. Proc. of the Eight Int. Heat. Transfer Conf. San Francisco, USA, 1986, pp. 785-790.
- [67] Yuen W.W., Ho C.F., Analysis of two dimensional radiative heat transfer in a gray medium with internal heat generation. Int. J.H.M.T. Vol. 28, (1985), No 1, pp. 17-23.
- [68] Yuen W.W., Zhu S.H.: The effect of thermal radiation on the propagation of laminar flames. Comb. Sci. Technol. Vol. 24, (1981), pp. 833--841.
- [69] Zeldowicz Ja.B., Barenblatt G.I., Librozicz W.B., Machwiładze G.M.: Matiematiczeskaja tieorija gorienija i wzrywa. Nauka, Moskwa 1980.
- [70] Zhang J.Q., Cheng J.S.: Determination of the temperature profile of axisymmetric combustion-gas flow from infrared spectral measurements. Comb. & Flame. Vol. 65, (1986), No 2, pp. 163-176.

And a second sec

- by teaching and the second s

state has a parent of most of an and the second sec

Temptering assessed principal statements of some statements in the statement of the second statement of the statement of the second statement of the statement

TEORETYCZNO-EKSPERYMENTALNY MODEL RADIACYJNEGO PRZEPŁYWU CIEPŁA W PŁOMIENIU GAZOWYM

# Streszczenie

Przedstawiono układ równań różniczkowych oraz warunków brzegowych opisujących przenoszenie energii radiacyjnej w płomieniu gazowym. Równania te zostały opracowane dla ośrodka gazowego emitująco-absorbującego bez rozpraszania, dla osiowo-symetrycznej bryły płomienia. Przedstawiono szereg uproszczonych rozwiązań przenoszenia promieniowania w kierunku promieniowym ilustrujących jakościowo charakter zachodzących zjawisk. Przedstawiono również rozwiązania numeryczne w geometrii dwuwymiarowej opisujące dokładniej przepływ energii radiacyjnej.

W drugiej części pracy opracowano również metodę pomiarową służącą do wyznaczania własności radiacyjnych płomieni gazowych. Metoda ta, opierając się na pomiarach pirometrycznych, pozwala wyznaczać promieniowy rozkład współczynnika pochłaniania i objętościowej gęstości emisji gazów w płomieniu. Poprzez te dwie wielkości możliwe jest wyznaczenie również rozkładu temperatury odpowiedzialnej za emisję energii radiacyjnej przez gaz, zwanej temperaturą "radiacyjną".

Opracowane równania opisujące strumień energii radiacyjnej oraz przedstawiona metoda pomiarowa zostały zilustrowane przykładowymi wynikami pomiarów i obliczeń. Pomiary wykonywane były wąskokątnym pirometrem całkowitego promieniowania. Pasmowy charakter pochłaniania w gazie uwzględniony został przez oddzielne rozpatrywanie promieniowania ściany w zakresie przeźroczystości gazu i w zakresie oddziaływania z gazem.

Wyniki pomiarów własności radiacyjnych gazów wykorzystane zostały w rozwiązaniach równań przenoszenia promieniowania. ТЕОРЕТИЧЕСКО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ РАДИАЦИОННОГО ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ В ГАЗОВОМ ФАКЕЛЕ

#### Резюме

Представлена система дифференциальных уравнений и граничных условий для описания радиационного переноса знергии в газовом факеле. Эти уравнения подготовлены для поглощающе-излучающего нерассеивающего газа, для осевой симметрии объема факеля.

Представлено несколько приближенных решений уравнений радиационного переноса знергии в радиальном направлении. Эти решения представляют качественный характер процесса.

В работе дано тоже численные решение в двухразмерной системе координат, которые более точно представляют радиационный перенос энергии в факеле.

В другой части описан метод измерений радиационных свойств газа в факеле. Этот метод базирует на пирометрических измерениях. Он определяет козффициент поглощения и собственное излучение единственного объема газа в их радиальном распределении в объёме факеля. Зная эти величины можно определить распределение температуры, которая соответствует его радиационной способности. Эта температура названа "радиационной" температурой газа.

Уравнения радиационного переноса энергии и представленный метод измерения радиационных свойств газа иллюстрованы прикладными результатами измерений и вычислений. Измерения были проведены пирометром целого излучения с малым углом зрения. Полосный характер излучения и поглощения в газе учтен путем отдельного анализа излучения в полосах и отдельного анализа излучения в так называемых "окнах".

Результаты измерений радиационных свойств газа использованы для решения уравнений радиационного переноса энергии в газовом факеле.

#### THEORETIC-EXPERIMENTAL MODEL OF RADIATION TRANSPORT IN THE GAS FLAME

### Summary

A system of differential equations for radiation transport in the gas flame with appropriate boundary conditions is presented. The equations are developed for emitting-absorbing gas media without scattering, for axisymmetrical flame volume. Several approximate solutions of transport equation in radius direction has been found to illustrate the character of analyzed processes. Numerical solutions in two-dimensional geometry describing more accurately radiation transport are also presented.

Second part presents description of measurement method of radiation properties of gas flames specially developed for this problem. The method is based on the pyrometer measurements. It gives radial distribution of absorption coefficient and emission of a unit gas volume in the flame. Knowing these two parameters it is possible to determine the distribution of temperature which is responsible for emission of radiation of the gas. This temperature is called "radiation temperature".

Results of experiments and of calculations illustrate above presented equations for radiation flux as well as the method of measurement of radiation properties of the flame. Experiments have been performed with a narrow--angle pyrometer of total radiation. Radiation has been separately analyzed in range of "windows" and "bands" which allows for band character of gas absorption.

Results of measurements of radiation properties of gas have been used as input values for solution of radiation transport equations.



#### WYDAWNICTWA NAUKOWE I DYDAKTYCZNE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ MOŻNA NABYĆ W NASTEPUJACYCH 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
40-096 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 3
47-400 Racibórz — Księgarnia nr 148, ul. Odrzańska 1
44-200 Rybnik — Księgarnia nr 162, Rynek 1
41-200 Sosnowiec — 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 Składnice

Ksiegarską w Warszawie, ul. Mazowiecka 9