



Politechnika Łódzka

ZESZYTY NAUKOWE Nr 1035

ANDRZEJ GORCZAKOWSKI

BADANIE ROZPRZESTRZENIANIA SIĘ
I GASZENIA PŁOMIENIA
PODCZAS SPALANIA MIESZANKI
W POLU DUŻYCH SIŁ ODŚRODKOWYCH

ŁÓDŹ 2008

POLITECHNIKA ŁÓDZKA

ZESZYTY NAUKOWE Nr 1035

ROZPRAWY NAUKOWE, Z. 375

ANDRZEJ GORCZAKOWSKI

BADANIE ROZPRZESTRZENIANIA SIĘ
I GASZENIA PŁOMIENIA
PODCZAS SPALANIA MIESZANKI
W POLU DUŻYCH SIŁ ODŚRODKOWYCH

ŁÓDŹ 2008

ZESZYTY NAUKOWE POLITECHNIKI ŁÓDZKIEJ

НАУЧНЫЕ ЗАПИСКИ

ЛОДЗИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА
SCIENTIFIC BULLETIN OF ŁÓDŹ TECHNICAL UNIVERSITY

BULLETIN SCIENTIFIQUE DE L'ECOLE POLYTECHNIQUE
DE ŁÓDŹ

WISSENSCHAFTLICHE HEFTE
DER TECHNISCHEN HOCHSCHULE IN ŁÓDŹ

Redaktor Działu: **prof. dr hab. inż. Piotr Wodziński**

Recenzenci: **prof. dr hab. inż. Jerzy Chomiak**
prof. dr hab. inż. Józef Jarosiński

©Copyright by Politechnika Łódzka 2009

Adres Redakcji – Адрес Редакции – Editor's Office
Adresse de Redaction – Schriftleitungsadresse:

WYDAWNICTWO POLITECHNIKI ŁÓDZKIEJ

90-924 Łódź, ul. Wólczańska 223

tel./fax 0-42-684-07-93

e-mail: a-row-1@adm.p.lodz.pl

www.wydawnictwa@p.lodz.pl

ISSN 0137-4834

Nakład 140 egz. Ark. druk. 10,0. Papier offset. 80 g, 70 x 100

Druk ukończono w styczniu 2009 r.

Wykonano w drukarni offsetowej WIST, ul. Barona 8B 14, 95-100 Zgierz

SPIS TREŚCI

Oznaczenia	5
1. Wstęp.....	8
2. Przegląd literatury	10
3. Cel i zakres pracy	16
4. Stanowisko badawcze i metody pomiarowe.....	18
4.1. Stanowisko badawcze	18
4.2. Układ przygotowania mieszanki palnej	20
4.3. Zestaw do rejestracji optycznej	21
4.3.1. Podstawowy zestaw do rejestracji optycznej.....	21
4.3.2. Zestaw do szybkiej rejestracji optycznej	22
4.3.3. Karta wizyjna.....	23
4.4. Pomiar ciśnienia	23
4.5. Pomiar temperatury płomienia i spalin	24
4.6. Pomiar temperatury ścianki komory spalania	26
4.7. Otwarta wirująca komora spalania.....	27
4.8. Układ transmisji sygnału z wirującej komory spalania do układu rejestrującego.....	28
4.9. Komora z niecentralnym zapłonem (zapłon przy ścianie cylindrycznej).....	29
4.10. Zestaw do wizualizacji cieniowej procesu spalania w wirującej komorze.....	30
5. Badania i wyniki pomiarów.....	32
5.1. Weryfikacja założenia o zachowaniu się ładunku w wirującej komorze spalania jako ciała sztywnego	32
5.2. Badanie mechanizmu rozprzestrzeniania się płomienia w zamkniętej komorze spalania o stałej objętości ($V = \text{const}$)	35
5.3. Teoretyczny model początkowego rozwoju płomienia.....	42
5.4. Wyznaczanie strat ciepła do ścianki w wirującej komorze spalania	44
5.4.1. Wyniki pomiarów	44
5.4.2. Metodyka obliczeń lokalnego strumienia ciepła	45
5.4.3. Program obliczeń lokalnego strumienia ciepła	46
5.5. Teoretyczny model obliczania strat ciepła.....	47
5.6. Bilans cieplny ładunku spalanego w cylindrycznej wirującej komorze spalania o stałej objętości – metoda obliczeń.....	50
5.7. Pomiar miejscowej temperatury płomienia i spalin.....	55
5.7.1. Profil temperatury czoła płomienia	55

5.7.2. Wyniki pomiarów temperatury czoła płomienia.....	56
5.7.3. Grubość płomienia.....	58
5.7.4. Pomiar miejscowej temperatury płomienia i spalin w wirującej komorze spalania.....	63
5.8. Badania rozprzestrzeniania się płomienia w wirującej komorze spalania przy wykorzystaniu metody cieniowej	67
5.9. Rozprzestrzenianie się płomienia w wirującej komorze spalania przy zapłonie inicjowanym z dala od osi komory spalania	70
5.9.1. Zapłon przy cylindrycznej ścianie bocznej	70
5.9.2. Wyniki pomiarów	70
5.10. Mechanizm rozprzestrzeniania się i gaszenia płomienia w otwartej komorze przy stałym ciśnieniu ($p = \text{const}$).....	75
5.10.1. Wyniki pomiarów	75
6. Analiza wyników badań	79
6.1. Zamknięta komora spalania	79
6.2. Korelacja wyników badań z modelem początkowego rozwoju płomienia.....	81
6.3. Straty ciepła do ścianki	84
6.4. Obliczanie strat ciepła wg modelu teoretycznego	87
6.5. Bilans cieplny	91
6.6. Grubość płomienia	96
6.7. Zapłon inicjowany z dala od osi komory spalania	97
6.8. Wykorzystanie metody cieniowej	99
6.9. Otwarta (wentylowana) komora spalania.....	100
7. Podsumowanie pracy.....	106
7.1. Główne wyniki badań eksperymentalnych uzyskane w ramach przedstawionej pracy	106
7.2. Mechanizm gaszenia płomienia	107
7.3. Mechanizm zaniku płomienia po zapoczątkowaniu jego gaszenia	110
7.4. Historia powstawania płomienia, jego rozwoju, lokalnego wygaszania przy ścianie i stopniowego zaniku (na przykładzie spalania w zbiorniku o stałej objętości).....	112
7.5. Wnioski	113
Literatura	115
Publikacje i prezentacje autora związane z treścią rozprawy habilitacyjnej (nieujęte w wykazie literatury)	119
Streszczenie	122
Sumary	124
Charakterystyka zawodowa autora.....	127

OZNACZENIA

a – stała w równaniu gęstości strumienia ciepła, $W/(m^2 K)$
 a – współczynnik wyrównania temperatury, m^2/s
 a_{cr} – przyspieszenie promieniowe krytyczne, m/s^2
 a_g – absorpcyjność gazu,
 A – powierzchnia jądra płomienia, m^2
 b – grubość płomienia, cm
 c – ciepło właściwe, $J/(kg K)$
 c_v – ciepło właściwe przy stałej objętości, $J/(kg K)$
 c_{CO_2} – współczynnik uwzględniający wpływ ciśnienia,
 c_{H_2O} – współczynnik uwzględniający wpływ ciśnienia,
 C_0 – stała promieniowania ciała doskonale czarnego, $5.67W/(m^2 K)$
 F – przekrój poprzeczny kolumny, m^2
 Fr – liczba Frouda,
 g – przyspieszenie odśrodkowe, m/s^2
 g_0 – przyspieszenie normalne, $9.81 m/s^2$
 Gr – liczba Grashofa,
 i – numer kroku czasowego,
 l – ilość danych pomiarowych,
 L – długość, m
 L – szerokość płomienia w komorze spalania, cm
 L – szerokość komory spalania, cm
 m – masa, kg
 m_b – masa spalin, kg
 m_u – masa niespalonej mieszanki, kg
 m_{CH_4} – masa metanu, kg
 M – masa molowa, $kg/kmol$
 M_{CH_4} – masa molowa metanu, $kg/kmol$
 M_b – masa molowa spalin, $kg/kmol$
 M_u – masa molowa niespalonej mieszanki, $kg/kmol$
 n – szybkość obrotowa, obr/min
 n – ilość kroków czasowych,
 Nu – liczba Nusselta,
 p – ciśnienie, MPa
 p_0 – ciśnienie w stanie początkowym przed zapłonem, MPa
 p_b – ciśnienie spalin, MPa
 p_i – ciśnienie w kolejnym kroku czasowym, MPa

p_u – ciśnienie niespalonej mieszanki, MPa
 Δp – przyrost ciśnienia, MPa
 Pr – liczba Prandtla,
 Q – ciepło, J
 Q_{ch} – energia chemiczna uwalniana podczas spalania, J
 Q_{CH_4} – ciepło spalania metanu, J/kg
 Q_w – strata ciepła do ścianek, J
 q – gęstość strumienia ciepła, W/m²
 q_0 – strumień ciepła w chwili początkowej, W/m²
 R – indywidualna stała gazowa, J/(kg K)
 R_b – indywidualna stała gazowa spalin, J/(kg K)
 R_u – indywidualna stała gazowa niespalonej mieszanki, J/(kg K)
 Re – liczba Reynoldsa,
 r – promień, cm
 r_{cr} – promień krytyczny, cm
 r_0 – promień jądra płomienia po czasie t , m
 r_{00} – promień jądra płomienia dla czasu t_0 , m
 r_1 – promień umieszczenia czujnika temperatury w komorze spalania, mm
 r_2 – promień umieszczenia czujnika temperatury w komorze spalania, mm
 S – powierzchnia płomienia, m²
 S_b – powierzchnia kontaktu spalin ze ścianką komory, m²
 S_L – laminarna prędkość spalania, m/s
 S_u – powierzchnia kontaktu mieszanki ze ścianką komory, m²
 t – czas, s
 T – temperatura, K
 T_0 – temperatura początkowa przed zapłonem, K
 T_{ad} – adiabatyczna temperatura płomienia, K
 T_b – temperatura spalin, K
 T_u – temperatura niespalonej mieszanki, K
 ΔT_{ad} – przyrost adiabatycznej temperatury płomienia, K
 U – energia wewnętrzna, J
 u – prędkość punktu wiodącego czoła płomienia, cm/s
 u_0 – szybkość spalania wzdłuż osi wirowania, m/s
 u_L – laminarna prędkość spalania, cm/s
 V – objętość, m³,
 V_b – objętość spalin, m³
 V_u – objętość niespalonej mieszanki, m³
 v – prędkość styczna, cm/s
 w_r – prędkość promieniowa, m/s
 x – współrzędna
 z – udział objętościowy,
 z_b – udział objętościowy spalin,

Indeksy

0 – stan początkowy,
ad – adiabatyczny,
b – spaliny,
cr – krytyczny,
max – wartość maksymalna,
prom – promieniowanie,
przejm – przejmowanie,
przew – przewodzenie
śr – średnie,
u – niespalona mieszanka,

Symbole greckie

α – współczynnik przejmowania ciepła, $W/(m^2 K)$
 δ – grubość warstwy, w której występuje gradient temperatury, m
 δ_b – grubość warstwy spalin, w której występuje gradient temperatury, m
 δ_u – grubość warstwy niespalonej mieszanki, w której występuje gradient temperatury, m
 ϕ – współczynnik nadmiaru paliwa,
 ε – stopień sprężania,
 ε_{CO_2} – emisyjność CO_2 ,
 ε_g – emisyjność gazu, spalin,
 ε_{H_2O} – emisyjność H_2O ,
 ε_w – efektywny stopień czarność ścianki,
 $\Delta\varepsilon_g$ – poprawka uwzględniająca zmniejszenie emisyjności spalin,
 κ – wykładnik adiabaty,
 κ_b – wykładnik adiabaty spalin,
 κ_u – wykładnik adiabaty niespalonej mieszanki,
 λ – współczynnik nadmiaru powietrza,
 λ – współczynnik przewodności cieplnej, $W/(m K)$
 λ_b – współczynnik przewodności cieplnej spalin, $W/(m K)$
 λ_u – współczynnik przewodności cieplnej niespalonej mieszanki, $W/(m K)$
 ρ – gęstość, kg/m^3
 τ – czas, s
 $\Delta\tau$ – krok czasowy, s
 ω – prędkość wirowania, $[s^{-1}]$,

1. WSTĘP

Od wielu lat wykorzystuje się spalanie mieszanek gazowo pyłowych i gazowo olejowych ładunku zawirowanego w praktycznych rozwiązaniach różnych przemysłowych palników wirowych oraz w systemach spalania silników tłokowych. W obydwu przypadkach dotyczy to przede wszystkim spalania mieszanek dwufazowych: pyłowo-powietrznych w palnikach wirowych i olejowo-powietrznych w silnikach o zapłonie samoczynnym. Mimo dużych różnic w zachowaniu się płomieni w mieszkach dwufazowych, w porównaniu z płomieniami rozprzestrzeniającymi się w jednorodnych mieszkach gazowych, jedna cecha dotycząca struktury przestrzennej płomienia jest wspólna: w polu znacznych sił odśrodkowych spaliny są kierowane w kierunku osi wirowania, a świeża mieszanka na obrzeże wiru.

W palnikach wirowych strugi zawirowane wytwarzają intensywny i stabilny płomień. Palniki te zapewniają szybkie mieszanie paliwa i powietrza u wylotu palnika i charakteryzują się dużą szybkością spalania, a zdolność mieszania z otaczającym czynnikiem i występująca wewnętrzna recyrkulacja stabilizuje płomień. Powszechne zastosowanie w technice znalazły tylko płomienie silnie zawirowane, w których występuje strefa recyrkulacji. Tworzy ona obszar intensywnego mieszania produktów spalania i jest akumulatorem ciepła oraz chemicznie aktywnych składników [1].

Zawirowanie ładunku może być również stosowane w silnikach tłokowych o zapłonie iskrowym podczas spalania mieszanek ubogich, co umożliwia stosowanie podwyższonych stopni sprężania bez obawy występowania spalania stukowego. Spalanie mieszanek ubogich jest korzystne ze względu na ekonomię zużycia paliwa i zmniejszenie emisji toksycznych składników spalin. Spalaniu tych mieszanek towarzyszy niższa od stechiometrycznej temperatura reakcji chemicznych i w związku z tym występuje niższa emisja tlenków azotu. Jednocześnie spalaniu mieszanek ubogich towarzyszy zwykle zmniejszenie gradientu temperatury między produktami spalania a ściankami komory spalania, co jest równoznaczne ze zmniejszeniem strat ciepła do ścianek, a także z obniżeniem dysocjacji produktów spalania. Występują jednak wówczas poważne problemy z zapłonem mieszanki, ponieważ początkowe ognisko zapłonu w polu dużych gradientów prędkości jest narażone na zgaśnięcie, a prędkość spalania laminarnego jest stosunkowo mała, co nie zapewnia wystarczająco dużych szybkości narastania ciśnienia. Wymaga to stosowania środków poprawiających warunki inicjacji płomienia w postaci uwarstwienia ładunku (np. system GDI – gasoline direct injection) lub zapłonu katalityczno-żagwiowego [2, 3].

Przy zapłonie żagwiowym ładunku duża liczba ognisk płomienia intensyfikuje przebieg spalania, a z drugiej strony przyrost szybkości spalania odbywa się w sposób kontrolowany, nieprowadzący do spalania stukowego.

W silnikowych systemach spalania z zawirowaniem ładunku stosowano komory spalania o kształcie kulistym lub cylindrycznym lokowane w głowicy cylindra pod zaworem wylotowym; jak np. w komorze spalania o nazwie „Fireball” [4] lub w tłoku [5] (komora HRCC opracowana przez Ricardo [6]). W Polsce komora spalania o intensywnym zawirowaniu ładunku była konstruowana w Instytucie Lotnictwa [7]. Obecnie prawie wszystkie liczące się koncerny samochodowe posiadają własne rozwiązania systemów spalania z uwarstwieniem ładunku wykorzystujących bezpośredni wtrysk paliwa (GDI – Gasoline Direct Injection) zawirowania ładunku [8, 9, 10].

Dla dobrego rozumienia procesów zachodzących podczas spalania mieszanki jednorodnej w ładunku zawirowanym konieczne jest prowadzenie obszernych badań podstawowych.

Przedstawiana niżej praca podejmuje to wyzwanie. W pracy tej przez przeprowadzenie serii eksperymentów podjęto próbę objaśnienia zjawisk towarzyszących spalaniu jednorodnej mieszanki w ładunku silnie zawirowanym, aby uzyskać odpowiedzi na następujące pytania:

- jaka jest struktura płomienia w ładunku zawirowanym?
- jaki jest związek ilościowy między parametrami charakteryzującymi płomień a parametrami ruchu wirowego?
- jaki jest związek ilościowy między gaszeniem płomienia a składem mieszanki i przyspieszeniem odśrodkowym w wirze?
- jaki jest wpływ zawirowania na bilans cieplny komory spalania?
- jaki jest mechanizm gaszenia płomienia w wirującej mieszance?

2. PRZEGLĄD LITERATURY

Pierwszymi badaczami zajmującymi się rozprzestrzenianiem się płomienia w wirującej mieszance byli Moore i Martin. W czasopiśmie Fuel 1953 [11] w „Listach do Wydawcy” przedstawili wyniki badań rozprzestrzeniania się płomienia w szklanej rurze o średnicy 47 mm i długości 125 cm zamkniętej z jednej strony. Styczne przy zamkniętym końcu rury wprowadzano mieszankę, wytwarzając wir. Stwierdzili oni, że płomień rozprzestrzeniał się w kierunku napływającej mieszanki u wejścia do rury i rozszerzał się do zamkniętego końca rury. W przeprowadzonych eksperymentach nie mierzono prędkości płomienia, stwierdzono tylko, że zjawisko było niestabilne, a spalaniu towarzyszyły pulsacje płomienia, które przechodziły w dół rury z prędkością zależną od natężenia przepływu mieszanki i jej stężenia. Następnymi badaczami, którzy zajęli się spalaniem w ładunku zawirowanym byli Chigier i Beer [12]. W swojej książce starali się wyjaśnić wpływ zawirowania na rozprzestrzenianie się płomienia pod kątem zastosowań tej wiedzy w palnikach przemysłowych (opisane badania dotyczyły przepływów turbulentnych).

W roku 1971 McCormack zwrócił uwagę w swojej pracy doktorskiej i późniejszych publikacjach [13, 14] na jedną z bardzo istotnych cech spalania mieszanki w pierścieniu wirowym. Zmierzył on prędkość rozprzestrzeniania się płomienia w pierścieniach wirowych ukształtowanych z bogatych mieszanek propanowo powietrznych. W swoich eksperymentach zaobserwował on, że mieszanka w tych pierścieniach spala się w ten sposób, że najpierw następuje przemieszczanie się płomienia z dużą prędkością wzdłuż rdzenia wiru, a dopiero potem promieniowo na zewnątrz z już mniejszą prędkością. Stwierdził również, że prędkość propagacji wzdłuż rdzenia wiru zależy od natężenia strumienia wirowości i w badanych mieszankach osiąga niezwykle duże wartości. W przeprowadzonym eksperymencie prędkość ta wynosiła ok. 300 cm/s. W dalszych badaniach dla większego generatora wiru zmierzono prędkość płomienia w funkcji natężenia strumienia wirowości i stwierdzono, że jest to zależność prawie linowa, a maksymalna prędkość płomienia osiąga wartość ok. 1400 cm/s. Prędkość ta wzrasta, jeżeli jako utleniacz zostanie użyty tlen. Początkowo sądzono, że przyczyną powstawania dużej prędkości propagacji jest niestabilność hydrodynamiczna, związana z gradientem gęstości dla przepływu wirowego. Ostatecznie w publikacji [14] jako przyczynę podano turbulencję.

Zachowanie płomienia (laminarnego) w polu sił odśrodkowych badań Kriwulin i in. [15]. Doświadczenia wykonano na wirówce (cylindryczna komora spalania była zamocowana na końcu ramienia wirówki w taki sposób, że jej oś

symetrii pokrywała się z osią ramienia) i stwierdzono, że istnieją graniczne przyspieszenia odśrodkowe dla rozprzestrzeniania się płomienia wzdłuż rury, poza którymi rozprzestrzenianie się płomienia staje się niemożliwe. Margolin i Karpow [16, 17] w roku 1974 po raz pierwszy zastosowali w swoich eksperymentach technikę wirującej dokoła osi cylindrycznej komory spalania (o średnicy 80 mm i długości 50 mm). Na skutek tarcia mieszanka palna w takiej komorze wiruje wraz z nią i po upływie pewnego czasu można przyjąć, że rozkład prędkości obwodowej jest jak w ciele sztywnym, co umożliwia badanie zachowania się płomienia laminarnego w polu sił odśrodkowych. W badaniach tych autorzy starali się określić ewolucję płomienia i prędkość punktu wiodącego. Stwierdzili oni, że kiedy mieszanka została zapalona na obwodzie, płomień najpierw poruszał się w kierunku osi wirowania, a po jej osiągnięciu, objętość płomienia przyjmowała kształt „cygara”, co oznaczało, że przyrost objętości spalin spowodowany ruchem płomienia wzdłuż osi wirowania był większy od poprzecznego przyrostu objętości wskutek promieniowego rozprzestrzeniania się płomienia. Prędkość promieniowa płomienia była mniejsza niż analogiczna prędkość płomienia w nieruchomej komorze, natomiast prędkość osiowa osiągała wartości znacznie wyższe. Jeżeli porównamy to ze spalaniem dla przypadku bez wirowania, to ruch dośrodkowy gorącego rdzenia do osi obrotu dawał w rezultacie gwałtowny wzrost powierzchni płomienia, jak również gwałtowny przyrost ciśnienia, który jest szczególnie ważny z praktycznego punktu widzenia. Jak stwierdzono, deformacja rdzenia płomienia powoduje wzrost prędkości osiowej płomienia.

Lovachev [18] w swoich badaniach dotyczących granic palności także zauważył, że wirujący płomień rozprzestrzenia się z większą prędkością niż płomień w nieruchomej mieszance. Stwierdził podobieństwo między obłokiem płomienia rozprzestrzeniającym się na boki pod górną ścianą zbiornika a płomieniem rozprzestrzeniającym się wzdłuż osi wiru. W pierwszym przypadku siła wyporu gorących spalin, spłaszcza objętość unoszonego „bąbla” co w rezultacie przyspiesza rozprzestrzenianie się płomienia na boki. Uważał on, że w wirze siła odśrodkowa hamuje rozszerzanie się gorącego gazu w kierunku promieniowym, natomiast promuje wydłużenie wzdłuż osi wiru [18, 19].

Po pewnym czasie eksperymenty podobne do tych opisanych przez Margolina i Karpowa w [16, 17] przeprowadzili Babkin i in. [20], którzy stwierdzili, że w polu dostatecznie dużych sił odśrodkowych następuje wygaszanie płomienia (nawet mieszanek stechiometrycznych), nie podali jednak interpretacji tego zjawiska. Stwierdzili, że spadki prędkości rozprzestrzeniania i wygaszania wynikają ze strat cieplnych. W dwa lata później ukazała się podobna praca Hansona i Thomasa [21]. Badali oni rozprzestrzenianie się płomienia w wirującym zbiorniku (o pionowej osi wirowania) i stwierdzili, że w związku z efektem „ołówkowania” (pencil effect) płomień jest zniekształcony w stosunku do oczekiwanego kształtu kulistego, jego powierzchnia znacząco wzrasta, a czas spalania w zawirowanych mieszankach jest krótszy. Uważali oni

różnicę ciśnienia między spalonym gazem i niespaloną mieszkanką za siłę napędową efektu „ołówkowania”. Wyniki ich badań poza czysto jakościowym opisem zachowania się płomienia w polu sił odśrodkowych nie wniosły żadnych nowych elementów.

Badania McCormacka zainspirowały Chomiaka do stworzenia jednej z ciekawszych teorii turbulentnego spalania [22]. Według tej teorii płomień rozprzestrzenia się w przepływach turbulentnych mieszanek palnych przez rdzenie struktur wirowych, przemieszczając się wzdłuż ich osi. Przy rozprzestrzenianiu się płomienia wzdłuż osi wiru zmienia się jego średnica. Wykorzystując skok ciśnienia działający na płomień i uwzględniając zachowanie strumienia pędu, określił on prędkość płomienia jako funkcję maksymalnej prędkości stycznej w wirze i ilorazu gęstości niespalonego i spalonego gazu. W roku 1987 Daneshyar i Hill [23] opisali koncepcje zmiany struktury wiru lepiej powiązaną z własnościami turbulencji. Zastosowanie zasady zachowania momentu pędu na czole płomienia pozwoliło obliczyć różnicę ciśnień w sposób analityczny, a tym samym określić zależność pozwalającą obliczać szybkość rozprzestrzeniania się płomienia przy spalaniu turbulentnym.

Gorącymi zwolennikami tej teorii jest grupa naukowców japońskich związanych z Ishizuką [24-30]. Od kilkunastu lat prowadzą oni obszerne badania podstawowe nad różnymi aspektami rozprzestrzeniania się płomienia w przepływach zawirowanych. Wiele ich prac jest poświęconych uściśleniu założeń teoretycznych zaproponowanych przez Chomiaka [22]. W roku 1996 Sakai i Ishizuka wykonali doświadczenia z wirującą rurą [24]. Maksymalną prędkość styczną obliczono mnożąc prędkość kątową przez promień rury, a następnie określono zależność między prędkością płomienia i maksymalną prędkością styczną. Ukoronowaniem tych badań jest artykuł przeglądowy napisany przez Ishizukę [31]. W artykule tym cytowane są wyniki dwóch prac wykonanych w laboratorium spalania Politechniki Łódzkiej.

W latach 80. XX w. kilku ośrodkach podjęto badania teoretyczne i eksperymentalne nad płomieniami ustatecznionymi na palnikach wirujących wokół osi. Jak wiadomo, w pobliżu dolnej granicy palności w strumieniach mieszanek wypływających przeciwpłomowo bez zawirowania rozprzestrzeniające się dwa płomienie stykają się. Chen i in. [32] badali wzajemne oddziaływanie płomieni na 2 palnikach ustawionych przeciwpłomowo i wirujących wokół osi w przeciwnych kierunkach. Ruch obrotowy wypływających strumieni powodował spadek ich prędkości osiowych. Przy dużych prędkościach obrotowych składowe promieniowe prędkości wypływu zmieniały kierunek, generując strefy recyrkulacji. W pracy [32] stwierdzono, że wprowadzenie zawirowania tych strumieni powoduje separację płomieni. Teoretyczny opis przypadków badanych w [32] zawarto w pracy [33].

Umemura i in. [34] zaproponowali nowy mechanizm, w którym wzrost wirowości w spalinach zakrzywionego płomienia jest przyczyną gwałtownego rozprzestrzeniania się płomienia.

W roku 1995 Hasegawa i in. przeprowadzili symulacje numeryczne rozprzestrzeniania się płomienia wzdłuż osi wiru [35]. W pracy [36] w badaniach eksperymentalnych i numerycznych rozprzestrzeniania się płomienia w prostym wirze stwierdzili, że propagacja płomienia przez rozpad wiru może występować, gdy średnica wiru staje się większa od grubości płomienia laminarnego.

Z kolei Ashurt [37] przedstawił odmienny mechanizm rozprzestrzeniania się płomienia. Stwierdził on, że moment obrotowy, będący iloczynem gradientu gęstości i gradientu ciśnienia, wywołuje dodatkową wirowość płomieni, a to powoduje że płomień zostaje przyspieszony. Jego wyniki są słuszne dla początkowego okresu rozwoju płomienia w wirze, bowiem założono płaski kształt płomienia.

Wpływ sił odśrodkowych na kształt i stateczność płomienia rozprzestrzeniającego się w wirującej cylindrycznej rurze był badany teoretycznie i eksperymentalnie przez Sivashinskiego i in. [38]. Zweryfikowano zgodność rzeczywistego kształtu płomienia z przewidywanym oraz potwierdzono eksperymentalnie tłumiące właściwości ruchu obrotowego ładunku na komórkową strukturę płomienia. Wpływ wirowania palników wokół swej osi na zachowanie się płomienia bunsenowskiego był badany teoretycznie i eksperymentalnie przez Shena i in. [39]. W pracy stwierdzono, że przy wzroście prędkości wirowania stabilizacja płomienia na palniku staje się niemożliwa i przy pewnej wartości tej prędkości płomień wskakuje do wnętrza palnika. Badania nad zachowaniem się płomienia na wirującym palniku Bunsena były kontynuowane przez Cha i Sohraba [40]. Uproszczoną analizę wpływu ruchu wirowego na zachowanie się cieczy o dwu różnych gęstościach przeprowadzili Atobiloye i Britter [41]. Wyniki tej analizy pozwalają lepiej zrozumieć obserwowane w eksperymentach szybkie przemieszczanie się płomienia wzdłuż osi wirowania ładunku. W ich modelu rozwiązania numeryczne dały znacznie niższe prędkości, niż to wynika z teorii Chomiaka [22] lub modelu Daneshyar'a i Hill'a [23], gdyż obserwowany płomień jest znacznie mniej zakrzywiony i nie ma kształtu zaostrego, jak to założono w pracach [22] i [23]. Tylko w przypadku płomieni wodorowych występują płomienie ostre i wtedy wyniki eksperymentu pokrywają się z teorią Chomiaka [22].

W latach 70. pojawiły się próby zastosowania zawirowania ładunku mieszanek palnej do silnikowych systemów spalania o zapłonie iskrowym. Pischinger i Taucar [42] próbowali wykorzystać zawirowanie ładunku do intensyfikacji procesu spalania w cylindrze silnika. Ku ich zdziwieniu wpływ zawirowania ładunku bardzo słabo oddziaływał na przyrost prędkości spalania, przyrosty te mierzone w kierunku promieniowym były bardzo nieznaczne. Mniej więcej w tym samym czasie pojawiły się dwa nowe silnikowe systemy spalania

wykorzystujące zawirowanie ładunku, wyniki badań których opublikowano w 1975 i 1978 roku. Z jednej strony był to system firmy Ricardo z komorą wirową umieszczoną w tłoku silnika i silnym zawirowaniem zadawanym przez kanał wlotowy [43]. Drugi system opatentowany przez May'a [44] polegał na umieszczeniu komory wirowej w głowicy pod zaworem wylotowym. W systemie tym zawirowanie ładunku uzyskiwano drogą jego wyciskania przez tłok podczas jego zbliżania się do głowicy. Wyciskanie to odbywało się dzięki specjalnemu ukształtowaniu denka tłoka. W obydwu systemach spalania pracę silników badano przy zasilaniu ubogimi mieszankami paliwo-powietrze i przy podwyższonych stopniach sprężania, do $\epsilon = 16$. W wyniku badań stwierdzono, że zawirowanie ładunku przesunęło o kilka jednostek granicę stukowego spalania.

Wpływ turbulencji na prędkość rozprzestrzeniania się płomienia w przepływie zawirowanym badał w swojej pracy doktorskiej i przedstawił w publikacji Zawadzki [45]. W komorze spalania przy stałym ciśnieniu o średnicy 50 mm i długości 70 mm spalano mieszanki metan-powietrze, wywołując różne stopnie (wielkości) zawirowania ładunku. Obszerne badania wykazały, że wpływ turbulencji na przebieg spalania w przepływie zawirowanym jest znacznie obniżony. Laminaryzacja płomienia występuje dlatego, że pulsacje prędkości struktur wirowych na granicy rozprzestrzeniającego się płomienia w polu dużych sił odśrodkowych są bardzo skutecznie tłumione przez grawitację.

System spalania z zawirowaniem ładunku ubogiej mieszanki jednorodnej był badany przez Jarosińskiego i in. [46, 47]. Zwiększenie sprawności silnika pracującego wg obiegu Otto uzyskano przez znaczny wzrost stopnia sprężania (geometryczny stopień sprężania badanych silników zawierał się w przedziale ($\epsilon = 15.0 \div 16.0$), zasilanie silnika ubogimi mieszankami (współczynnik nadmiaru powietrza $\lambda = 1.6$) i wprowadzenie komory wstępnej z wkładką katalityczną i świecą żarową. Badania przeprowadzono na dwu silnikach: jednocyldrowym 1CA90 i czterocyldrowym FSD425. Zastosowano dwa rodzaje podawania paliwa: - wtrysk paliwa do kolektora tuż przed zaworem wlotowym lub wtrysk bezpośredni do cylindra. Badania przeprowadzono dla trzech rodzajów katalizatorów i dwu benzyn bezołowiowych o liczbach oktanowych 95 i 98. Silnik ten przepracował w testach na hamowni ponad 300 godzin. Bezstukową pracę silnika uzyskano dzięki zastosowaniu systemu z zawirowaniem ładunku przy zasilaniu mieszanką ubogą w paliwo. Wyniki badań wykazały, że silnik badawczy z komorą wstępną i katalizatorem charakteryzował się bardzo wysoką sprawnością, niewielką toksycznością spalin. Jednostkowe zużycie paliwa było na tym samym poziomie co wyjściowych silników o zapłonie samoczynnym.

Poszczególne rozwiązania systemu z zawirowaniem ładunku były szeroko testowane w laboratorium spalania Politechniki Łódzkiej na stanowiskach niesilnikowych i na maszynie pojedynczego sprężania. W laboratorium tym od ponad 10 lat są badane różne aspekty procesu spalania w ładunku zawirowanym. Wyniki tych badań były prezentowane na różnych konferencjach naukowych

i publikowane w czasopismach o zasięgu międzynarodowym. Jedną z tych prac była prowadzona dla mieszanek metan-powietrze i propan-powietrze o składach od ubogich (dolnej granicy palności) do stechiometrycznych i szybkościach wirowania do 6000 obr/min [48]. Pomiary przebiegów ciśnienia i filmowane obrazy rozprzestrzeniania się płomienia w komorze spalania pozwoliły określić wpływ składu mieszanki oraz prędkości wirowania na przebieg: procesu spalania, uzyskane wartości przyrostu ciśnienia $\Delta p_{\max}$ i szybkości narastania ciśnienia $(dp/dt)_{\max}$, promieniowej szybkości spalania (dr/dt) oraz wartości promienia krytycznego r_{cr} , przy którym rozpoczynał się proces gaszenia.

W pracy [49] przedstawiono teoretyczny model tworzenia płomienia początkowego ubogich mieszanek metan-powietrze (6.3% CH_4), szybkości wirowania 300÷6000 obr/min, komory o średnicy 90 mm i długości 100 mm. Uzyskano w niej dobrą korelację modelu z wynikami eksperymentalnymi, błąd po wprowadzeniu współczynnika korygującego nie przekraczał 23%.

Wyniki badań rozprzestrzeniania się płomienia w komorze o średnicy 90 mm i długości 100 mm dla mieszanki ubogiej 6.3% CH_4 , prędkości wirowania $105\div 628\text{ s}^{-1}$ oraz mieszanek 5.6÷10% CH_4 i prędkości wirowania $\omega = 628\text{ s}^{-1}$ były przedstawione w pracy [50], gdzie pokazano przebiegi promienia czoła płomienia, ich zależność od składu i prędkości wirowania.

Rozprzestrzenianie się płomienia w wentylowanej komorze spalania dla średnic 90 mm i 140 mm i długości 20 mm z otworem 15 mm w osi wirowania dla mieszanek propan-powietrze 3÷4% C_3H_8 i szybkości wirowania 1000÷6000 obr/min opisano w pracy [51, 52]. Przedstawiono w niej również wyniki pomiarów temperatury płomienia i spalin w zamkniętej komorze 90x30 mm dla mieszanki 4% C_3H_8 i prędkości 409 s^{-1} , przy początku gaszenia płomienia.

Wyniki zachowania się płomienia przy zapłonie niecentralnym – przy ścianie cylindrycznej w komorze o średnicy 140 mm i długości 50 mm, prędkości wirowania $105\div 524\text{ s}^{-1}$, dla mieszanki propan-powietrze 4.4% C_3H_8 przedstawiono w pracy [53, 54].

W pracy [55] przedstawiono wyniki badań wentylowanej komory o średnicy 90 mm i długości 20 mm dla bliskiej stechiometrii 8.45% CH_4 , określono promień krytyczny początku gaszenia płomienia.

Synteza tych badań, przygotowaną przez jednego z jej uczestników, ale zarazem głównego wykonawcę jest prezentowana tu praca.

3. CEL I ZAKRES PRACY

Przedmiotem pracy są badania spalania jednorodnej mieszanki gazowej w ładunku zawirowanym.

Celem pracy jest poznanie mechanizmu rozprzestrzeniania się płomienia w mieszance jednorodnej wirującej w cylindrycznej komorze spalania i zachowującej się w chwili początkowej jak ciało sztywne. W takich warunkach płomień rozprzestrzenia się w polu dużych sił odśrodkowych. Podstawowymi parametrami charakteryzującymi spalanie mieszanki o zadanym składzie w przypadku prowadzenia badań w komorze spalania o stałej objętości są prędkość spalania i szybkość narastania ciśnienia, a w przypadku komory otwartej tylko prędkość spalania. Parametry te są określane w funkcji składu mieszanki, a także w wybranych eksperymentach również w zależności od intensywności wirowania ładunku i charakteru zapłonu.

Zakres pracy obejmuje:

- badania porównawcze wpływu składu mieszanki na prędkość spalania i szybkość narastania ciśnienia w komorze spalania o stałej objętości, z zawirowaniem ładunku i bez zawirowania,
- badanie wpływu intensywności wirowania ładunku na prędkość spalania i szybkość narastania ciśnienia w komorze spalania o stałej objętości (dla danego składu mieszanki),
- badanie warunków gaszenia płomienia przy dużych prędkościach wirowania ładunku,
- analizę wyników w celu określenia mechanizmu rozprzestrzeniania się płomienia w warunkach wirowania ładunku i jego gaszenia przy ścianie.

Budowa i oprzyrządowanie cylindrycznej komory spalania umożliwiają zarówno wizualizację przebiegu procesu spalania, jak i pomiar jego podstawowych parametrów, którymi są ciśnienie i temperatura.

Stanowisko badawcze pozwala na przeprowadzenie w komorze o stałej objętości i w komorze o stałym ciśnieniu (komora otwarta) następujących pomiarów:

- ciśnienia w komorze spalania o stałej objętości,
- chwilowej temperatury płomienia i spalin,
- chwilowej temperatury powierzchni ścianki komory spalania,
- wizualizację procesu spalania przy zastosowaniu metod fotografii bezpośredniej i fotografii cieniowej.

Otrzymane wyniki pozwalają na:

- wyznaczanie szybkości narastania ciśnienia w komorze spalania o stałej objętości,
- wyznaczanie prędkości spalania,
- wyznaczanie grubości czoła płomienia,
- wyznaczanie strumienia ciepła wnikaącego do ścianki komory spalania,
- przeprowadzenie bilansu cieplnego komory spalania,

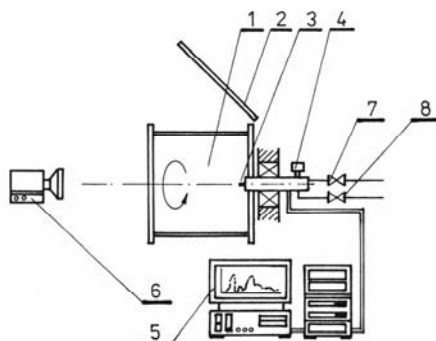
Wykonane badania stanowią wkład do wiedzy o spalaniu, przez określenie podstawowych charakterystyk spalania mieszanek jednorodnych, w warunkach analogicznych do tych występujących w silniku wyposażonym w system spalania o ładunku zawirowanym. Badania te poszerzają dotychczasowy stan wiedzy i mogą ułatwić zrozumienie podstawowych procesów fizycznych zachodzących w silniku wyposażonym w wyżej wymieniony system spalania.

Uzyskane wyniki mogą być przydatne dla konstruktorów silników projektujących nowe systemy spalania wykorzystujące zawirowanie mieszanki dla polepszenia sprawności termicznej i ograniczenia emisji składników toksycznych oraz projektantów wirowych palników przemysłowych, w których odpowiednie zawirowanie powoduje, że płomień jest intensywny i stabilny. Narzędzie, jakim jest zawirowanie ładunku, pozwala wpływać na zwiększenie szybkości spalania i osiągać stabilizację płomienia dzięki wewnętrznej recyrkulacji. Ogólnie, spalanie w ładunku odpowiednio zawirowanym jest bardziej uporządkowane i zawiera elementy samoregulacji.

4. STANOWISKO BADAWCZE I METODY POMIAROWE

4.1. Stanowisko badawcze

Badania prowadzono w cylindrycznych wykonanych ze szkła organicznego, przezroczystych wirujących komorach spalania o poziomych osiach wirowania (rys. 4.1). Stosowano komory o średnicach wewnętrznych 90 i 140 mm i długościach 20, 30, 50, 100 i 150 mm. Komorę (1) wprawiano w ruch obrotowy silnikiem elektrycznym przez przekładnię pasową. Do bezstopniowej regulacji prędkości obrotowej silnika elektrycznego służyła przetwornica częstotliwości. Prędkości obrotowe zawierały się w granicach od 0 do 6000 obr/min (odpowiednie prędkości kątowe wynosiły $0\div 628\text{ s}^{-1}$). Największa prędkość obwodowa na krawędzi komory cylindrycznej 90 mm wynosiła 28.3 m/s, dla komory 140 mm – 44 m/s przy prędkości obrotowej 6000 obr/min.

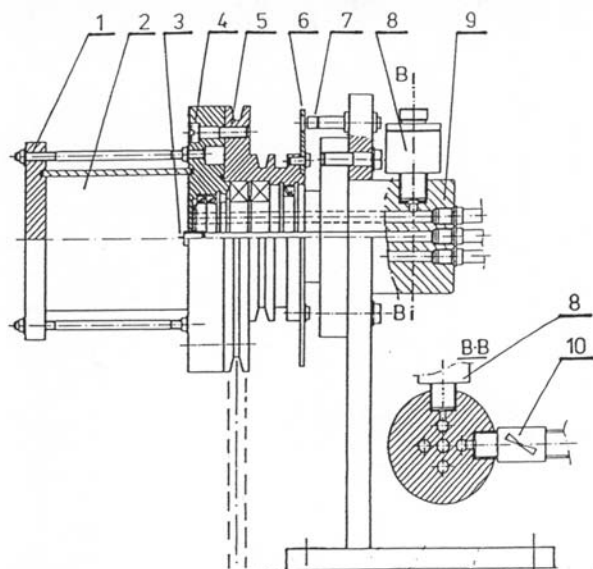


Rys. 4.1. Schemat stanowiska badawczego

1 – komora spalania, 2 – lustro, 3 – elektrody zapłonowe, 4 – czujnik ciśnienia, 5 – komputer, 6 – kamera video, 7 – zawór odcinający zasilanie mieszkanką palną, 8 – zawór odcinający połączenie do pompy próżniowej

W komorze spalano mieszanki gazowe metanu z powietrzem i propanu z powietrzem. Po napełnieniu komory mieszkanką wprawiano ją w ruch obrotowy, dochodząc do zadanej ustalonej prędkości obrotowej. Następnie mieszkanka była zapalona na jednym końcu komory, w jej osi, przez przeskok iskry między elektrodami (3). Kamera video (6) rejestrowała przebieg procesu spalania, zaś

tensometryczny czujnik ciśnienia (4) służył do pomiaru i zapisu ciśnienia w komorze. Kamera obserwowała płomień od czoła komory w płaszczyźnie prostopadłej do osi wirowania. W celu uzyskania dodatkowego bocznego widoku płomienia, używano lustra (2) ustawionego pod kątem 45° . Cały proces był sterowany komputerowym układem (5) inicjującym powstanie iskry i umożliwiającym rejestrację danych pomiarowych (ciśnienia, temperatury itp.).



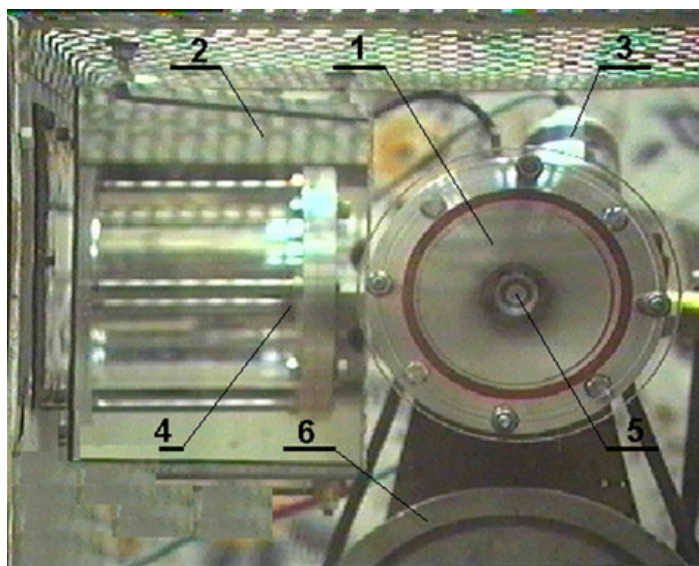
Rys. 4.2. Konstrukcja wirującej komory spalania

1 – ściana czołowa komory spalania, 2 – komora spalania, 3 – elektroda zapłonowa, 4 – tarcza obrotowa, 5 – koła przekładni pasowej, 6 – tarcza z wyciętymi otworami, 7 – indukcyjny czujnik prędkości obrotowej, 8 – tensometryczny czujnik ciśnienia, 9 – wał z pięcioma kanałami wzdłużnymi, 10 – zawór

Rysunek 4.2. przedstawia szkic konstrukcyjny wirującej komory spalania. Do sztywnej podstawy stoiska przymocowano stały wał z pięcioma wzdłużnymi kanałami (9). Na nim zamontowano łożyska kulkowe, które pozwalają na ruch obrotowy tarczy będącej tylną ścianką komory spalania (4) i kół pasowych przekładni pasowej (5) napędzającej urządzenie od silnika elektrycznego. Szczelność ruchową układu zapewniał system pierścieni gumowych typu Simmera (Simmerring) samouszczelniających wałki. Do tarczy (4) przykręcona była cylindryczna komora spalania (2) wykonana ze szkła organicznego. Całość wraz ze ścianką czołową (1) skręcano za pomocą szpilek. Kanałem osiowym doprowadzono przewód wysokiego napięcia zakończony elektrodą (3), od której

następował przeskok iskry wywołujący zapłon mieszanki palnej. Do części ruchomej przymocowano także tarczę z wyciętymi otworami (6) stanowiącą wskaźnik dla indukcyjnego czujnika prędkości obrotowej (7) typu ZCIH 00 261 NPN zasilanego prądem stałym 24 V dającym sygnał prądowy 20 mA. Był to czujnik zbliżeniowy reagujący na brak materiału tarczy (otwór) lub jego obecność. Zliczane w ten sposób impulsy pozwalały na dokładne określenia prędkości obrotowej komory. Do wału (9) w tylnej jego części podłączony był tensometryczny czujnik ciśnienia (8) mierzący ciśnienie w komorze spalania przez jeden z kanałów wzdłużnych wywierconych w wale. Kolejny kanał wzdłużny przez zawór (10) pozwalał na doprowadzenie mieszanki palnej do komory spalania (2). Następny z tych kanałów służył do opróżniania komory i był połączony z pompą próżniową.

Rysunek 4.3. przedstawia zdjęcie stanowiska wirującej komory spalania.



Rys. 4.3. Stanowisko badawcze

1 – wirująca komora spalania, 2 – lustro, 3 – czujnik ciśnienia,
4, 5 – elektroda zapłonowa, 6 – koło napędowe przekładni pasowej

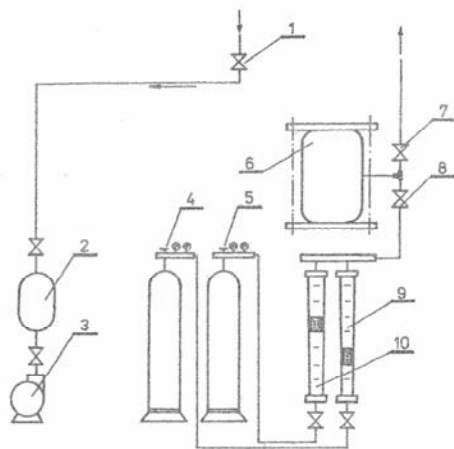
4.2. Układ przygotowania mieszanki palnej

Mieszanki palne metan-powietrze i propan-powietrze stosowane w trakcie badań przygotowywano w układzie przedstawionym na rys. 4.4.

Mieszanke gazową przygotowywano w zbiorniku elastycznym o pojemności 50 dm³. Zbiornik ten służył do zaopatrywania komory spalania podczas serii prób, w których wymagany był identyczny skład mieszanki. Podczas napełniania

zbiornika mierzono rotametrami natężenie przepływu metanu lub propanu i powietrza. Przepływające strumienie metanu lub propanu i powietrza mieszały się we wspólnym przewodzie doprowadzającym. W czasie napełniania zbiornika dokładnie sprawdzano stabilność przepływu i odczyty na rotametrach.

Napełnianie komory spalania mieszanką przebiegało w dwóch etapach. Najpierw z komory spalania usuwano powietrze (spaliny z poprzedniego pomiaru), wykorzystując w tym celu pompę próżniową (3), zbiornik (2), rurociąg z zaworem (1) połączony z jednym z kanałów wzdłużnych wału. Następnie komorę napełniano mieszanką palną zgromadzoną w elastycznym zbiorniku (6) rurociągiem z zaworem (7) połączonym z drugim kanałem wzdłużnym wału. Procedurę tę powtarzano 10 razy, po czym odcinano komorę, zamykając zawory. Tak napełniona komora spalania była gotowa do pomiaru.



Rys. 4.4. Schemat układu przygotowania mieszanki i zasilania komory spalania mieszanką palną

1 – zawór odcinający, 2 – zbiornik, 3 – pompa próżniowa, 4, 5 – butle z reduktorami (powietrze, metan lub propan), 6 – zbiornik elastyczny, 7, 8 – zawory odcinające, 9, 10 – rotametry

4.3. Zestaw do rejestracji optycznej

4.3.1. Podstawowy zestaw do rejestracji optycznej

Podstawowy element zestawu do rejestracji optycznej stanowi kamera wideo DCR - VX 1000E firmy SONY. Jest to kamera cyfrowa z przetwornikiem 3 CCD o prędkości rejestracji 25 klatek/s, systemu sygnału wizji PAL, z regulacją

prędkości migawki od 1/4 do 1/10000 s, o zakresie oświetlenia od 4 do 100000 lux. Kamera posiada ekran ciekłokrystaliczny stanowiący jej celownik i umożliwiający podgląd zarejestrowanych obrazów.

Do celów archiwizacji i obróbki rejestrowanych za pomocą kamery obrazów wykorzystano tor wizyjny S-VHS. W tym celu podłączano do kamery profesjonalny magnetowid edycyjny (S-VHS, firmy PHILIPS, typ VR 969) i zapisywano obraz na taśmie magnetycznej (w systemie PAL/S-VHS). Obserwację eksperymentów i ich zapisów archiwalnych prowadzono za pomocą monitora telewizyjnego typu S-VHS firmy PHILIPS.

Obróbkę graficzną i analizę uzyskanych obrazów spalania prowadzono podłączając bezpośrednio do wyjścia S-VHS kamery lub magnetowidu wejście karty wizyjnej zamontowanej w komputerze (klasy Pentium). Karta wizyjna typu „Frame Grabber” umożliwiała zapis 50 pojedynczych półobrazów telewizyjnych z 25 zarejestrowanych obrazów, co przy szybkich przebiegach przy nieznacznym pogorszeniu rozdzielczości przynosi korzyść w postaci większej ostrości rejestrowanych konturów płomienia.

Ostateczną edycję prowadzono, stosując komputerową obróbkę zapisanych bitmapowo obrazów (za pomocą typowych aplikacji) i otrzymując ich kolorowe wydruki.

4.3.2. Zestaw do szybkiej rejestracji optycznej

Do szybkiej rejestracji obrazu stosowano kamerę video 500 C S/N 2305 firmy REDLAKE IMAGING CORPORATION o zestawie dwumodułowym, posiadającym następujące parametry:

- prędkość rejestracji: 50; 125; 250; 500 kl/s
- rozdzielczość (do 250 kl/s): 480x420 kolor (8bit) pixel
- rozdzielczość (500 kl/s): 240x210 kolor (8bit) pixel
- migawka elektroniczna: przelicznik od 1x do 20x prędkości rejestracji
- czas ekspozycji: od 1/50 s do 1/10000 s (w przedziałach odp. do prędkości rejestracji)
- czas rejestracji pełnej pętli: 50 kl/s – 10 s, 125 kl/s – 4s, 250 kl/s – 2s, 500 kl/s – 4 s
- sposób odtwarzania: stop klatka; do przodu; do tyłu
- prędkość odtwarzania: 1; 2; 3; 4; 5; 10; 25; 50; 125; 250; 500; 1000; 2000; 4000 kl/s
- system wizyjny: PAL; NTSC
- wyjścia sygnału: RS-170; VHS; S-VHS
- spust kamery: triggerowany od +100% do – 100% czasu pętli
- rejestrowane parametry klatki: nr klatki i czas rzeczywisty od rozpoczęcia zapisu [ms]
- ekran podglądowy: 5” kolorowy LCD

4.3.3. Karta wizyjna

Jako kartę wizyjną zastosowano kartę Video Blaster SE100 firmy CREATIVE LABS. Jest to karta typu „Frame Grabber”, 16-bit ISA, współpracująca z kartą graficzną komputera przez specjalne złącze krawędziowe. Posiada dwa wejścia typu VHS i jedno typu S-VHS i przyjmuje do obróbki na bitmapy sygnał wizyjny PAL lub NTSC. Dołączone przez producenta podstawowe oprogramowanie aplikacyjne bardzo dobrze nadaje się do zbierania pojedynczych obrazów przesyłanych bezpośrednio z kamery lub z magnetowidu i zapisywania ich w oczekiwanej rozdzielczości jako pliki typu „*.bmp”.

Stosowano również kartę Video DVBK – 2000 firmy SONY do obróbki obrazu bezpośrednio z kamery video Sony, dającą obrazy wysokiej jakości, ale w ilości tylko 25 klatek/s.

4.4. Pomiar ciśnienia

W celu pomiaru szybkozmiennego ciśnienia wewnątrz wirującej komory spalania użyto układu do pomiaru ciśnienia składającego się z tensometrycznego czujnika ciśnienia typ CL-1 (pozycja 8 na rys. 4.2), wzmacniacza tensometrycznego CL 100 i cyfrowego panelu odczytowego CL 130Z.

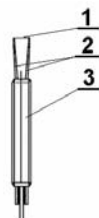
Parametry czujnika ciśnienia CL-1:

• rezystancja tensometrów	366 Ω
• zakres pomiarowy	2 MPa
• maksymalne napięcie zasilania	10 V
• dopuszczalne przeciążenie	50%
• czułość	1.0002 mV/V
• nieliniowość	0.02%
• histereza	0.02%
• błąd sumaryczny	0.04%
• temperaturowy współczynnik czułości	0.05%/10 K
• temperaturowy współczynnik pełzania napięcia wejściowego	0.05%/10 K
• sposób wzorcowania – statyczny	
• klasa wzorca	0.05%

Przebieg ciśnienia w czasie pomiaru był rejestrowany przez komputerowy układ gromadzenia danych. Maksymalną szybkość przyrostu ciśnienia obliczano z nachylenia stycznej do krzywej przebiegu ciśnienia w czasie. Czujnik ciśnienia umieszczono w tuleji połączonej z jednym z pięciu kanałów wzdłużnych wału. Ponieważ prędkość rozprzestrzeniania się czoła płomienia stanowi tylko około 0.025 prędkości dźwięku, to ciśnienie w każdym punkcie komory pomiarowej jest praktycznie takie samo w każdej chwili procesu spalania.

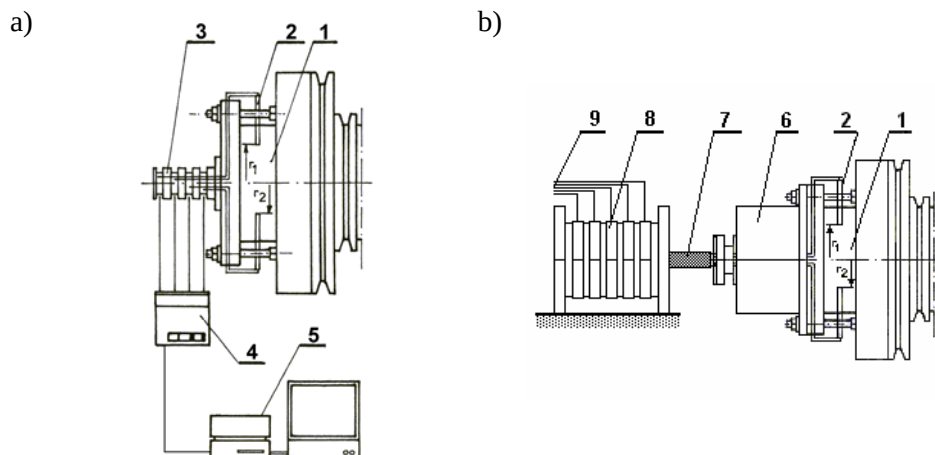
4.5. Pomiar temperatury płomienia i spalin

Do pomiaru temperatury płomienia zastosowano czujniki rezystancyjne PtRh 10 μm o oporności 8.5 Ω (rys. 4.5). Aby uniknąć katalitycznego działania czujników na płomień, przed pomiarami „zatruło” je w etylinie 94 z czteroetylkim ołowiu. Czujniki rezystancyjne zamocowano w cylindrycznej ścianie komory spalania – jeden w połowie długości komory, drugi przy pokrywie komory, w taki sposób, że elementy czynne czujników znajdowały się wewnątrz komory na zadanych promieniach r_1 i r_2 od osi wirowania.



Rys. 4.5. Czujnik rezystancyjny
1 – element czynny, 2 – wsporniki, 3 – korpus

Schematy stanowisk do pomiaru temperatury płomienia i spalin przedstawiono na rysunku 4.6.

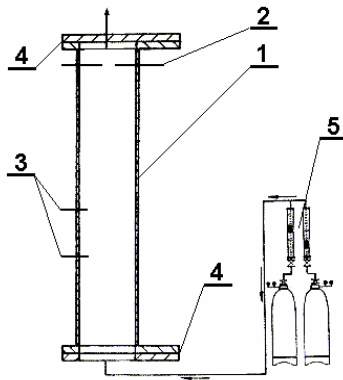


Rys. 4.6. Schemat stanowiska do pomiaru temperatury płomienia i spalin: a) z układem ślizgowym zbierania sygnału, b) z układem rtęciowym zbierania sygnału,
1 – komora spalania, 2 – czujnik rezystancyjny, 3 – układ ślizgowy zbierania sygnału, 4 – analogowy procesor sygnałowy, 5 – komputer PC sterujący układem, 6 – układ wzmacniaczy pomiarowych, 7 – sprężyno elastyczne, 8 – rtęciowy układ przeniesienia sygnału, 9 – przewody sygnałowe

Na rysunku 4.6a przedstawiono mechaniczny układ ślizgowy przeniesienia sygnału, natomiast na rysunku 4.6b pokazano schemat układu transmisji sygnału opisany w rozdziale 4.8.

Czujniki cechowano w pionowej rurze otwartej od góry i zamkniętej u dołu o wymiarach porzeczných 50 x 50 mm i długości l . Zapłon mieszanki następował w górnej części rury, a płomień rozprzestrzeniał się od góry kolumny do dołu (rys. 4.7). Rurę zasilano przygotowaną mieszanką od dołu, przepłukując ją przez kilka minut. Po napełnieniu rury mieszanką o określonym składzie uruchamiano procedurę pomiarową, tj. inicjowano zapłon i rejestrowano sygnał zmian napięcia z analogowego procesora sygnału SPPL 2000 w układzie akwizycji danych dla układu przedstawionego na rys. 4.6a. W układzie pomiaru temperatury przedstawionym na rys. 4.6b rejestrowano sygnał zmian napięcia wyjściowego U_p wzmacniacza w układzie akwizycji danych. Pomiary wykonano dla mieszanek metan-powietrze o składach od 5.9 do 7.3% CH_4 . Wartości temperatury płomienia dla określonego składu zaczerpnięto z danych literaturowych obliczeń temperatury adiabatycznego spalania [49].

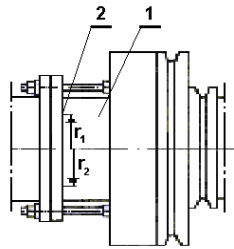
Po wykonaniu cechowania czujniki montowano w wirującej komorze spalania i przeprowadzono pomiary temperatur płomieni rozprzestrzeniających się w mieszanekach o różnym składzie i dla różnych prędkości obrotowych komory spalania.



Rys. 4.7. Schemat układu do cechowania czujników rezystancyjnych
1 – pionowa rura, 2 – elektroda zapłonowa, 3 – czujnik rezystancyjny,
4 – zawór, 5 – układ zasilania mieszanką

4.6. Pomiar temperatury ścianki komory spalania

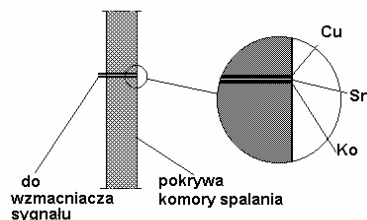
Pomiar temperatury ścianki wirującej komory spalania wykonywano przy zastosowaniu czujników termoelektrycznych miedź-konstantan-cyna. Schemat stanowiska przedstawia rys. 4.8.



Rys. 4.8. Schemat stanowiska do pomiaru temperatury ścianki
1 – komora spalania, 2 – czujniki termoelektryczne umieszczone
w ścianie czołowej komory spalania

Czujniki termoelektryczne wykonano z drutów miedzianego i konstantanowego o średnicach 0.1 mm. Druty wklejono w kanalik pokrywy (ścianie czołowej) komory spalania (rys. 4.9) w taki sposób, że elementy czynne czujników znajdowały się wewnątrz komory na określonych promieniach r_1 , r_2 od osi wirowania. Po zeszlifowaniu powierzchni ścianki z czołami drutów roztarto cynę jako metal pośredniczący. W ten sposób powstała warstwa mikronowa jako element czynny czujnika. Dzięki temu otrzymano czujnik o bardzo małej bezwładności pozwalający mierzyć szybkozmienne temperatury.

Po określeniu stałych fizycznych czujników termoelektrycznych i przecechowaniu układu wykonywano serie pomiarowe dla różnych składów mieszanek i różnych prędkości obrotowych komory spalania. Sygnał pomiarowy (siłę termoelektryczną) przetwarzano układem wzmacniacza elektronicznego. Sygnał wyjściowy ze wzmacniacza rejestrowano w układzie akwizycji danych.



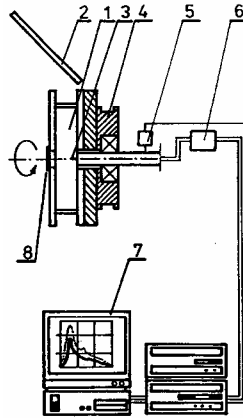
Rys. 4.9. Schemat umieszczenia spoiny termoelementu w ścianie
czołowej komory spalania
Cu – drut miedziany, Ko – drut konstantanowy, Sn – roztarta cyna
jako metal pośredniczący

Wykorzystując układy pomiarowe opisane w pkt. 4.5 i 4.6, wykonano również serie pomiarowe, mierząc jednocześnie temperaturę płomienia i temperaturę ścianki komory spalania na określonych promieniach.

4.7. Otwarta wirująca komora spalania

Aby zapewnić warunki izobarycznego spalania, zastosowana otwarta komora spalania, tzn. w płycie czołowej wykonano otwór o średnicy 15 mm, który delikatnie zaklejano folią. Już nieznaczny wzrost ciśnienia w komorze spalania powodował jej odklejenie się i otwarcie komory. Badano wpływ prędkości obrotowej na rozprzestrzenianie i gaszenie płomienia. Podczas badań dokonywano bezpośredniej rejestracji procesu spalania za pomocą kamery video. Eksperymenty przeprowadzono w komorach cylindrycznych o średnicy wewnętrznej 90 mm i 140 mm i długościach 20 mm wykonanych ze szkła organicznego (rys. 4.10).

Przebieg procesu spalania w czasie eksperymentu rejestrowano kamerą cyfrową DCR – VX 1000 firmy SONY. Filmowano czoło komory spalania wraz z obrazem bocznym w lustrze ustawionym z boku pod kątem 45°.



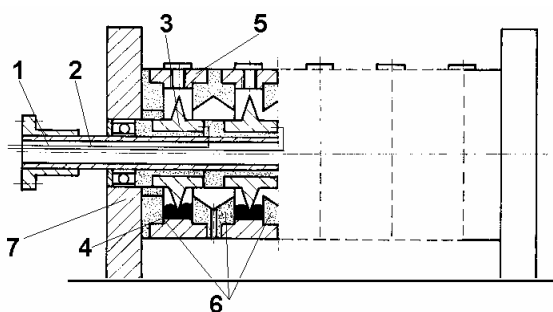
Rys. 4.10. Schemat stanowiska badawczego

1 – komora spalania, 2 – lustro, 3 – elektroda zapłonowa, 4 – koło pasowe,
5 – czujnik ciśnienia, 6 – urządzenie zapłonowe, 7 – PC komputer,
8 – folia zamykająca przestrzeń komory spalania [52]

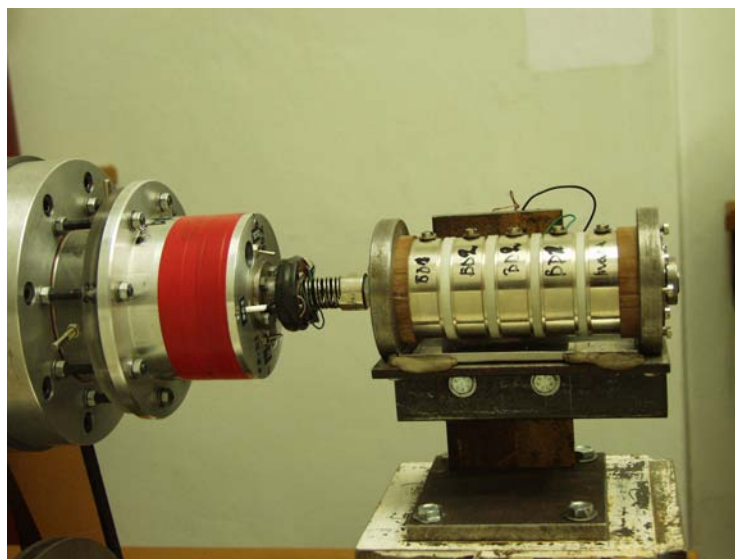
4.8. Układ transmisji sygnału z wirującej komory spalania do układu rejestrującego

Sygnał zmieniającego się napięcia na wyjściu wzmacniacza w układzie pomiarowym, wywołany zmianą wielkości mierzonej (temperatury), wymaga transmisji z wirującej komory spalania do układu akwizycji danych znajdującego się poza komorą spalania (rys. 4.6). W pierwszym rozwiązaniu sygnał z wirującej komory spalania był przesyłany do układu akwizycji danych przez układ ślizgowy mechaniczny. Ponieważ sygnał i jego zmiany były wielkościami napięcia mierzonymi w miliwoltach, to otrzymywane wyniki zakłócały przez zmienną oporności kontaktu ślizgowego układu pozwalały tylko na ocenę jakościową zmiany otrzymywanego sygnału. Wprowadzono modyfikację układu transmisji danych, która polegała na zastosowaniu wzmacniacza sygnału, (układy pomiarowe wzmacniające sygnał zmian temperatury na zmiany napięcia wirowały wraz z komorą spalania), a mechaniczny ślizgowy układ transmisji sygnału zastąpiono układem rtęciowym. Schemat układu przedstawia rys. 4.11, a widok rys. 4.12.

Układ przeniesienia sygnału jest złączony z wirującą komorą spalania za pomocą elastycznego sprzęgła. We wzdłużnym kanale wewnątrz wirującego wałka układu przeniesienia sygnału poprowadzono przewody łączące wyjścia wzmacniacza sygnałów z wirującymi tarczami. Tarcze wirują w przestrzeniach wypełnionych rtęcią. Sygnał napięciowy jest przenoszony z tarczy przez rtęć do ścianek układu, a dalej przewodami sygnałowymi do układu akwizycji danych. Otrzymane wyniki charakteryzowały się bardzo dużą powtarzalnością (nie występowała zmiana oporności przejścia tarcza – rtęć – obudowa, która mogła powodować zmiany rejestrowanego sygnału) i pozwalały na ocenę ilościową zmiany otrzymywanego sygnału, a tym samym określenie zmian ilościowych wielkości mierzonej, tj. temperatury (oporności lub siły termoelektrycznej zmieniających się w funkcji temperatury).



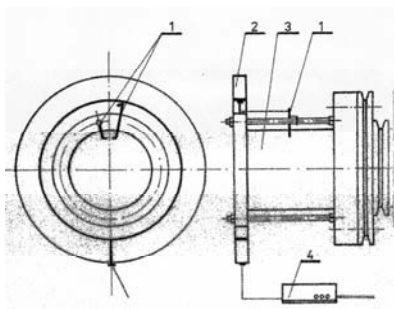
Rys. 4.11. Schemat wirującego rtęciowego układu przeniesienia sygnału
1 – wałek ze sprzęgłem, 2 – przewody, 3 – wirująca tarcza kontaktowa,
4 – rtęć, 5 – pierścień kontaktowy, 6 – pierścień izolacyjny, 7 – wspornik



Rys. 4.12. Zestaw do pomiaru temperatur w wirującej komorze spalania z rtęciowym układem przeniesienia sygnału

4.9. Komora z niecentralnym zapłonem (zapłon przy ścianie cylindrycznej)

Badania rozprzestrzeniania się płomienia w wirującej komorze spalania z zapłonem przy ścianie wykonano dla komory o średnicy 140 mm i długości 50 mm (rys. 4.13), umiejscowienie punktu zapłonu przedstawia rys. 4.14. Eksperymenty wykonano dla mieszanek metan – powietrze i propan – powietrze. Zakres zmian prędkości obrotowej od 500 do 6000 obr/min.



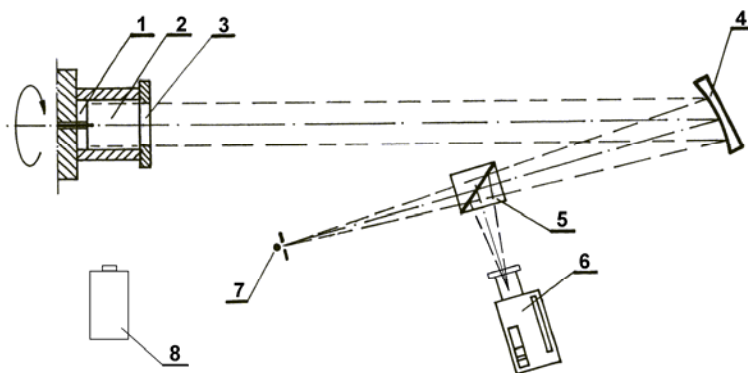
Rys. 4.13. Schemat układu z zapłonem przy ścianie komory spalania
1 – elektrody, 2 – nieruchomy pierścień zasilający wysokim napięciem,
3 – komora spalania, 4 – układ zapłonowy

Ponieważ zarejestrowane obrazy przebiegu procesu spalania dla mieszanek metan-powietrze były niezbyt wyraźne i ciemne (płomień nie świecił wystarczająco jasno), do dalszych analiz wykorzystano wyniki uzyskane dla mieszanek propan-powietrze.

4.10. Zestaw do wizualizacji cieniowej procesu spalania w wirującej komorze

Zestaw do wizualizacji cieniowej procesu spalania zbudowano w celu przeprowadzenia badań w cylindrycznej komorze spalania o średnicy wewnętrznej 90 mm i długości 20 mm. Wprowadzono modyfikacje komory polegające na wstawieniu płaskiego zwierciadła na tylną ściankę komory i zastąpienia ścianki przedniej elementem wykonanym ze szkła optycznego. Pozwoliło to na realizację cieniowego układu optycznego, którego schemat przedstawiono na rysunku 4.15.

W odległości ogniskowej wklęsłego zwierciadła (4) umieszczone jest źródło światła o regulowanej jasności (7) z przysłoną okrągłą o średnicy 0.8 mm. Skośne ustawienie zwierciadła wklęsłego pozwala na utworzenie równoległej wiązki światła mijającej elementy układu oświetlającego. Płaskie zwierciadło (1) zawraca te wiązki dokładnie tą samą drogą. Prawidłowe wyjustowanie urządzenia uzyskuje się, kiedy odbita od zwierciadeł wiązka światła zogniskowana jest na przysłonie. Obraz obiektu badanego zlokalizowanego przy zwierciadle płaskim jest kierowany do układu obserwacyjnego półprzepuszczalnym pryzmatem (5).



Rys. 4.14. Zestaw do wizualizacji cieniowej procesu spalania w wirującej komorze
1 – zwierciadło płaskie, 2 – wirująca komora spalania, 3 –przezroczysta przednia ściana komory spalania (szkło optyczne), 4 – zwierciadło wklęsłe, 5 – pryzmat półprzepuszczalny, 6 – kamera video, 7 – źródło światła z przysłoną, 8 – kamera cyfrowa

W badanym obiekcie zwierciadło płaskie stanowiło dno wirującej komory spalania, dlatego też wobec braku możliwości jego dokładnego ustawienia (nieprostokątność względem osi wirowania) stosowano wyłącznie wizualizację cieniową, a nie smugową.

Po napełnieniu komory spalania mieszaną palną o określonym składzie wprowadzano komorę w ruch obrotowy i po czasie wymaganym do uzyskania warunków wirowania ciała sztywnego zapalano mieszanę palną w osi wirowania w środku długości komory i jednocześnie włączano układ rejestracji kamerą szybką (6) oraz kamerą cyfrową (8) do rejestracji widoku bocznego komory spalania.

5. BADANIA I WYNIKI POMIARÓW

5.1. Weryfikacja założenia o zachowaniu się ładunku w wirującej komorze spalania jako ciała sztywnego

Podstawowym założeniem, w oparciu o które prowadzono badania, było przyjęcie modelu wirowania ładunku zamkniętego w komorze spalania jako ciała sztywnego. Przyjęty model był kwestionowany w wielu dyskusjach toczonych z okazji jego prezentacji. W celu zweryfikowania przyjętych założeń przeprowadzono eksperymenty, które w pełni potwierdziły poprawność takiego modelu oraz wyjaśniły, po jakim czasie od rozpoczęcia wirowania komory można traktować go jako ciało sztywne.

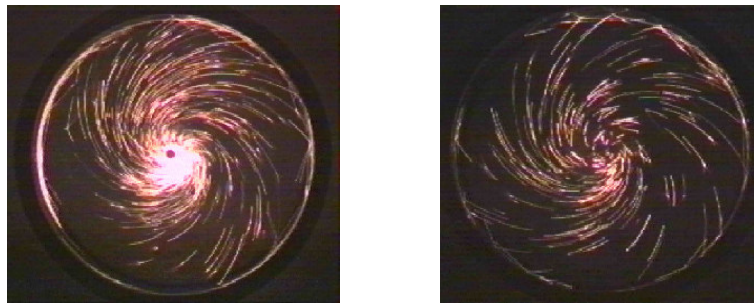
Zachowanie się gazu wirującego wraz z komorą spalania jako ciała sztywnego zostało jakościowo potwierdzone dzięki zarejestrowaniu szybką kamerą video trajektorii świecących cząstek poruszających się promieniowo prostopadle do osi wirowania komory spalania o średnicy 90 mm i długości 100 mm. Jako cząstki świecące wykorzystano spalane cząstki czarnego prochu zgromadzone w zapłonniku i zapalone od rozgrzanego oporowo drutu umieszczonego w osi wirowania komory. Na rys. 5.1 przedstawiono obraz ruchu cząstek uzyskany dla komory nieruchomej. Cząstki poruszają się w różnych kierunkach ruchem ustalonym. Zarysowane na zdjęciu najdłuższe tory należą do cząstek poruszających się w płaszczyźnie prostopadłej do osi obiektywu (w płaszczyźnie fotografii).



Rys. 5.1. Tory poruszających się cząstek spalanego czarnego prochu w nieruchomej komorze spalania. Czas ekspozycji 1/250s

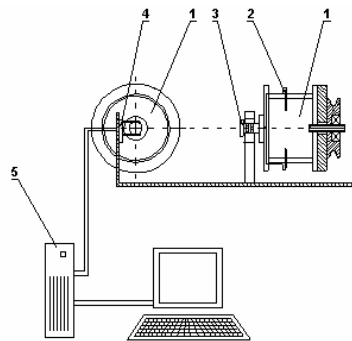
Na rysunku 5.2 przedstawiono tory poruszających się cząstek palącego się prochu w wirującej komorze przy prędkości obrotowej 5000 obr/min ($\omega = 524 \text{ s}^{-1}$) w różnych chwilach od momentu zapłonu. Widać wyraźnie, że cząstki prochu zarysowują płynne linie po spirali, bez jakichkolwiek uskoków, które świadczyłyby o istnieniu gradientów prędkości. Zdjęcia te w sposób jakościowy potwier-

dzają, że ładunek w wirującej komorze spalania można traktować jako ciało sztywne.



Rys. 5.2. Tory poruszających się cząstek spalanego czarnego prochu (w różnych chwilach) w komorze spalania przy prędkości obrotowej 5000 obr/min ($\omega = 524 \text{ s}^{-1}$). Czas ekspozycji 1/250 s

Inna metoda sprawdzenia przyjętego założenia polegała na pomiarze prędkości gazu w wirującej komorze względem jej cylindrycznej ścianki. W tym celu wykorzystano stanowisko pomiarowe przedstawione na rys. 5.3.

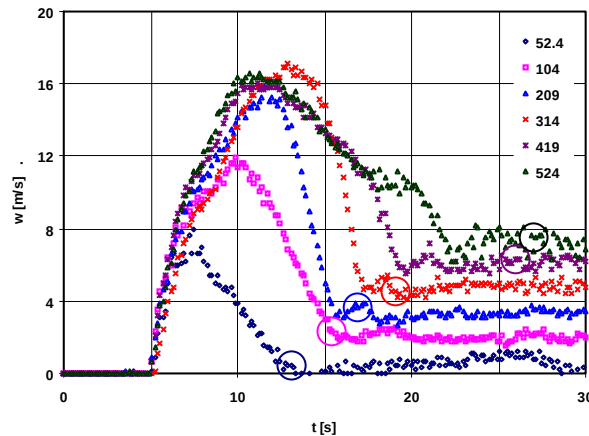


Rys. 5.3. Schemat stanowiska badawczego do pomiaru ruchu gazu względem ścian komory

1 – komora spalania, 2 – czujnik termometryczny, 3 – układ zbierania sygnału (komutator), 4 – szczotki zbierające sygnał, 5 – komputer PC z kartą FMC 921

Dwa czujniki termooanemometryczne (2) umieszczono w połowie długości ścianki cylindrycznej komory. Elementy czynne czujników znajdują się wewnątrz komory na promieniu 26 mm. Wirujące wraz ze ścianką czujniki mierzą prędkość względem początkowo nieruchomego ładunku (powietrza) a cylindryczną ścianką wirującej komory spalania. Zmieniającym się parametrem jest oporność czujnika termooanemometru (jest funkcją względnej prędkości czujnika i powietrza) i oporności styku na szczotkach układu zbierania sygnału (jest funkcją prędkości

obrotowej). W miarę upływu czasu ładunek „napędzany” przez ścianki komory osiąga prędkość kątową równą prędkości kątowej wirującej komory. Sygnał (spadek napięcia na czujniku termooanemometru zależny od prędkości względnej czujnik-gaz) jest przekazywany przez wirujący układ zbierania sygnału (3) na szczotki (4) (tu również występuje spadek napięcia styku zależny od prędkości wirowania) dalej do układu akwizycji danych, tj. komputera PC z kartą anemometryczną FMC 921 (5). Uzyskane wyniki przedstawiono na rys. 5.4.

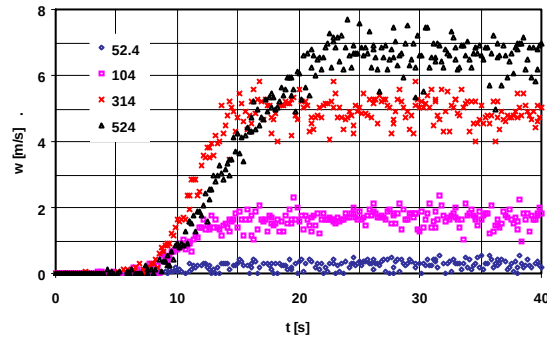


Rys. 5.4. Względna prędkość gazu w wirującej komorze o średnicy 90 mm i długości 100 mm wobec jej ścianki dla prędkości wirowania $\omega = 52.4 \div 524 \text{ s}^{-1}$. Odległość czujnika od osi wirowania 26 mm

Po pięciu sekundach od uruchomienia układu pomiaru prędkości załączano układ napędowy komory. Dla prędkości obrotowej 500 obr/min komora osiągnęła zadaną prędkość po upływie ok. 7 sekund, co oznaczono na wykresie kółkiem. W tym momencie prędkość względna gazu względem ścianki jest równa zero. Dla wyższych prędkości obrotowych czasy osiągnięcia zadanej prędkości są wyższe, ale zawsze mniejsze od 25 sekund. Punkty dojścia do żądanej prędkości obrotowej oznaczono kółkami. Względna prędkość określana położeniem tych kropek nie zawsze wynosi zero, co wynika z niedoskonałości komutatorowego układu zbierania sygnału (układ mierzy zmianę oporności czujnika termooanemometru i oporności styku na szczotkach układu zbierania sygnału).

Występujące w czasie wirowania zmiany oporności na mechanicznym styku ruchomym zależą od prędkości obrotowej. W celu określenia wpływu zmian oporności styku wykonano pomiary z osłoniętym czujnikiem. Czujnik umieszczono w osłonie (zamknięty cylinder o średnicy 5mm) tak, by prędkość względem wirującego w osłonie ładunku była równa zero (zamknięty w osłonie ładunek wirował wraz z czujnikiem). Mierzona zmiana sygnału była spowodowana tylko zmianą oporności styku na szczotkach układu zbierania sygnału. Wyniki pomiarów przedstawia rys. 5.5.

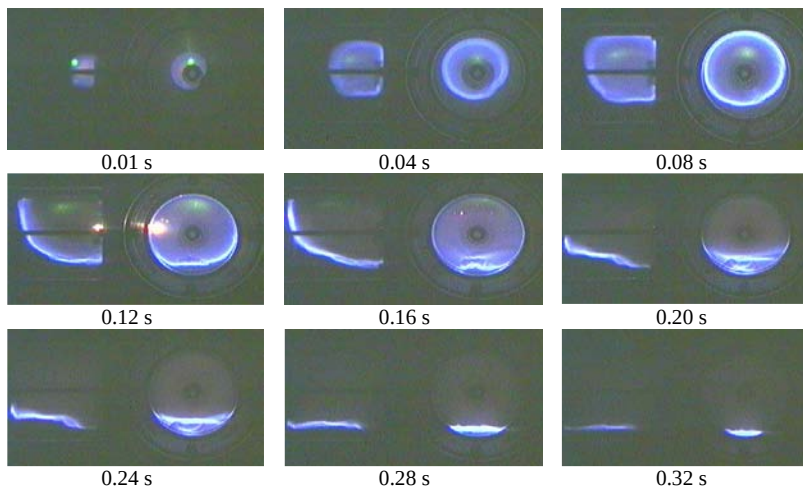
Otrzymane wyniki potwierdzają słuszność założenia, że wirujący ładunek zachowuje się jak ciało sztywne.



Rys. 5.5. Wskazania względnej prędkości gazu czujnika osłoniętego w wirującej komorze o średnicy 90 mm i długości 100 mm wynikające ze zmiennej oporności układu zbierania sygnału dla prędkości wirowania $\omega = 52.4 \div 524 \text{ s}^{-1}$. Odległość czujnika od osi wirowania wynosi 26 mm

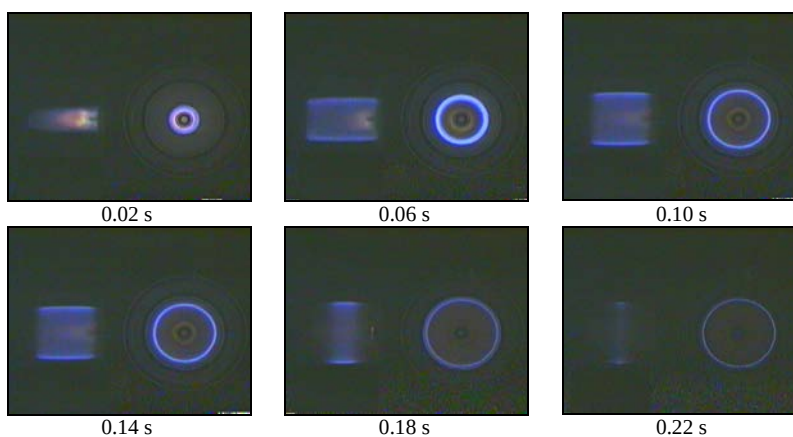
5.2. Badanie mechanizmu rozprzestrzeniania się płomienia w zamkniętej komorze spalania przy stałej objętości ($V = \text{const}$)

Badania procesu spalania przy stałej objętości w komorze o średnicy 90 mm i długości 100 mm przeprowadzono dla mieszanek metan-powietrze o składach $5.56 \div 9.98\% \text{ CH}_4$ i prędkościach obrotowych komory $\omega = 0 \div 628 \text{ s}^{-1}$.



Rys. 5.6. Rozprzestrzenianie się i gaszenie płomienia w nieruchomej komorze spalania. Mieszanka metan-powietrze $6.3\% \text{ CH}_4$ ($\omega = 0 \text{ s}^{-1}$)

Doświadczenia wykonane przy nieruchomej komorze ($\omega = 0 \text{ s}^{-1}$) pokazują, że czoło płomienia rozprzestrzenia się asymetrycznie względem osi komory, co jest spowodowane oddziaływaniem sił wyporu. Na rys. 5.6 przedstawiono klatki filmu zarejestrowane podczas spalania mieszanki metanowo-powietrznej w nieruchomej komorze, pokazujące kolejne etapy tego procesu. Rozprzestrzenianie się płomienia od jednego boku komory do drugiego przebiega przy styku płomienia i spalin ze ściankami bocznymi na dużej powierzchni kontaktu. Różnica temperatur między płomieniem i spalinami a ściankami komory powoduje wystąpienie strat ciepła do ścianek komory.

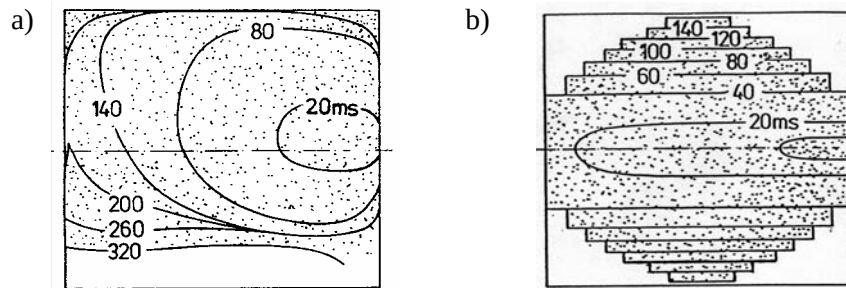


Rys. 5.7. Rozprzestrzenianie się i gaszenie płomienia w wirującej komorze. Mieszanka metan-powietrze 6.3% CH_4 . Prędkość obrotowa $\omega = 628 \text{ s}^{-1}$ [48]

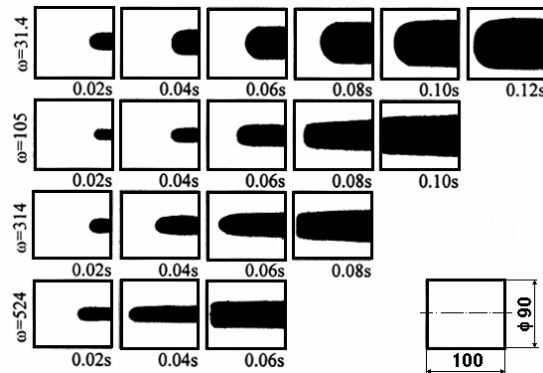
W wirującej komorze spalania mieszanka palna zostaje zapalona przez przeskok iskry przy tylnej ścianie komory u podstawy cylindra. W komorze wirującej z ustaloną prędkością obrotową zainicjowany płomień rozprzestrzenia się najpierw symetrycznie po wąskiej ścieżce wzdłuż osi cylindra do przeciwległej ścianki czołowej komory, a następnie rozszerza się w kierunku promieniowym, jako powierzchnia cylindryczna. Nawet przy małej prędkości obrotowej powstaje płomień o kształcie osiowo-symetrycznym. Płomień rozprzestrzeniający się promieniowo pozostaje w kontakcie ze ściankami, czołową i tylną, komory spalania. Płomień oraz spaliny zostają lokalnie ochłodzone przez styk z zimniejszą ścianką, ale powierzchnia kontaktu jest znacznie mniejsza niż dla komory nieruchomej. Na rys. 5.7 przedstawiono kolejne klatki filmu zarejestrowane podczas spalania mieszanki metanowo-powietrznej w wirującej komorze ($\omega = 628 \text{ s}^{-1}$).

Pierwszy etap rozprzestrzeniania się płomienia silnie zależy od prędkości obrotowej. Prędkość osiowego rozprzestrzeniania się płomienia wzrasta, a jego promień maleje wraz ze wzrostem prędkości obrotowej.

Mechanizm gaszenia płomienia można wyraźnie prześledzić w przypadku spalania mieszanek ubogich. Proces gaszenia widać na rys. 5.7 po czasie 0.06 s. Płomień najpierw rozprzestrzenia się wzdłuż osi wirowania. Gdy zostaną osiągnięte ścianki czołowe – tylna i przednia, to rozprzestrzenia się on w kierunku promieniowym, zachowując kształt cylindryczny o tworzących równoległych do osi obrotu. Dalszemu ruchowi w kierunku narastających sił odśrodkowych towarzyszy spadek prędkości rozprzestrzeniania się i w końcu jest on gaszony przed dotarciem do ścianki cylindrycznej komory. Gaszenie płomienia zawsze zaczyna się przy ściankach czołowych komory, prostopadłych do osi wirowania, a fala gasząca rozchodzi się z obu stron wzdłuż powierzchni cylindrycznej aż do całkowitego zgaszenia płomienia. Zaobserwowano również, że pomimo rozpoczęcia się gaszenia płomienia, jego pozostała część ciągle rozprzestrzenia się w kierunku promieniowym, zwiększając stopniowo swą średnicę aż do momentu całkowitego zgaśnięcia, wyjątek stanowią mieszanki ubogie (poniżej 6.3% CH₄), przy dużych prędkościach wirowania promień zmniejsza się (rys. 5.11). Kolejne etapy położenia czoła płomienia podczas spalania mieszanek w nieruchomej i wirującej komorze pokazano na rys. 5.8.

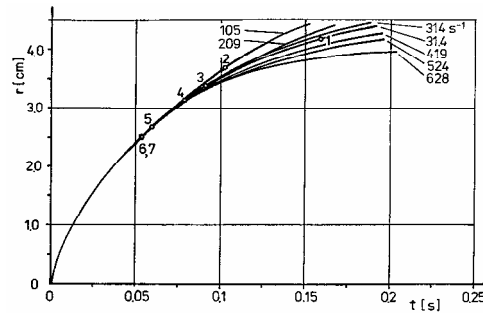


Rys. 5.8. Kształt płomienia na kolejnych klatkach filmu video:
a) $\omega = 0 \text{ s}^{-1}$, b) $\omega = 628 \text{ s}^{-1}$ [48]

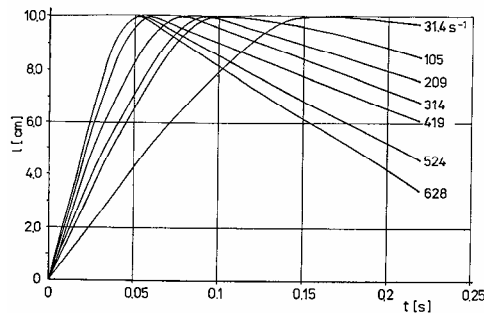


Rys. 5.9. Wielkość płomienia rozprzestrzeniającego się osiowo w mieszance palnej metan-powietrze 6.3% CH₄, w funkcji prędkości kątowej ω [48]

Na rysunku 5.9 pokazano początkowe fazy poosiowego rozprzestrzeniania się płomienia w funkcji prędkości kątowej ω do stanu osiągnięcia przez płomień całej długości komory spalania. Rysunki 5.10 i 5.11 przedstawiają promień i długość osiową płomienia o określonym składzie 6.3% CH_4 i różnych prędkościach wirowania $\omega = 31.4 \div 628 \text{ s}^{-1}$.

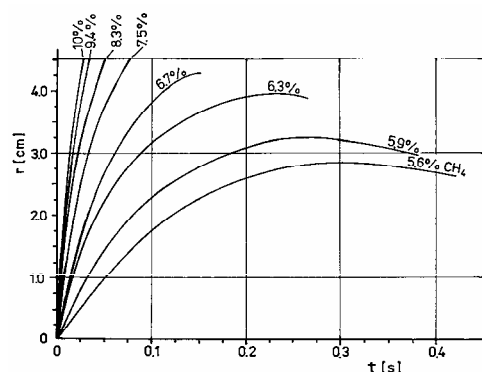


Rys. 5.10. Promień cylindrycznego czoła płomienia r w funkcji czasu dla mieszanki metan-powietrze 6.3% CH_4 dla różnych prędkości kątowych ω . Punkty od 1 do 7 oznaczają rozpoczęcie gaszenia płomienia przy różnych prędkościach kątowych $31.4 \div 628 \text{ s}^{-1}$. Miejsce tych punktów na wykresie oznacza promień krytyczny r_{cr} dla kolejnych prędkości kątowych [48]

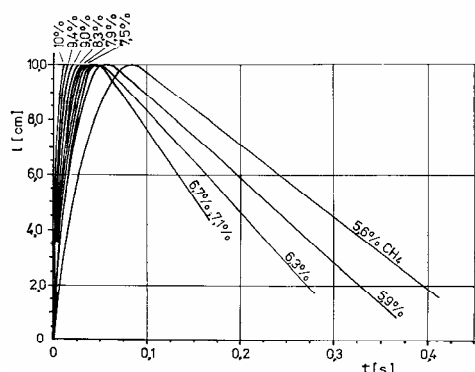


Rys. 5.11. Długość osiowa l w funkcji czasu dla mieszanki metan-powietrze 6.3% CH_4 dla różnych prędkości kątowych $\omega = 0 \div 628 \text{ s}^{-1}$ [48]

Na rysunkach 5.12 i 5.13 pokazano promień i długość osiową płomienia w wirującej komorze spalania w funkcji czasu, dla różnych udziałów metanu w mieszance palnej (5.6÷9.98% CH_4), przy stałej prędkości obrotowej $\omega = 628 \text{ s}^{-1}$.



Rys. 5.12. Promień cylindrycznego czoła płomienia r w funkcji czasu dla stałej prędkości kątowej $\omega = 628 \text{ s}^{-1}$ oraz różnych udziałów metanu w mieszance palnej metan-powietrze 5.56÷9.98% CH_4 [48]

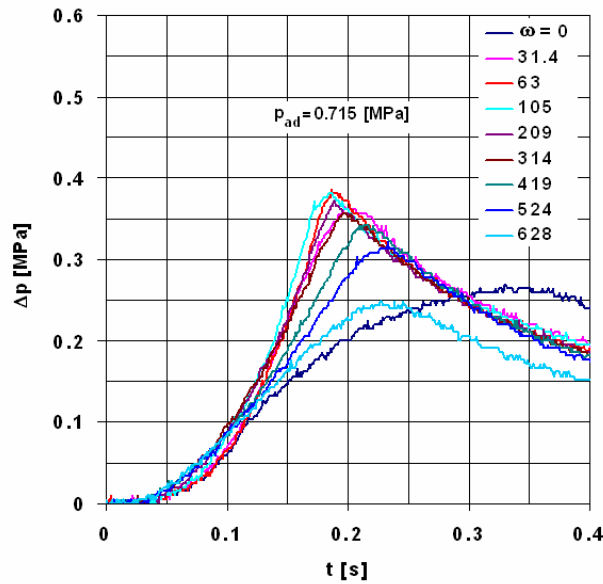


Rys. 5.13. Długość osiowa l w funkcji czasu dla stałej prędkości kątowej $\omega = 628 \text{ s}^{-1}$ oraz różnych udziałów metanu w mieszance palnej metan-powietrze 5.56÷9.98% CH_4

Z wykresów widać, że ze wzrostem udziału metanu w mieszance rośnie zarówno maksymalne ciśnienie wyrażone przez $\Delta p_{\max}$, jak i szybkość przyrostu ciśnienia $(dp/dt)_{\max}$ (kąt nachylenia krzywych w części narastającego ciśnienia). Spalanie bardzo ubogiej mieszanki bliskiej granicy palności charakteryzuje się małym przyrostem ciśnienia i niską maksymalną szybkością przyrostu ciśnienia, ale płomień rozprzestrzenia się w mieszance przy skończonej i mierzalnej prędkości propagacji.

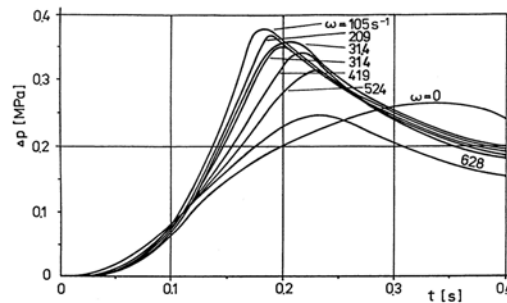
Rysunek 5.14 pokazuje eksperymentalne przebiegi przyrostu ciśnienia w wirującej komorze spalania w funkcji czasu, dla stałego składu mieszanki palnej 6.3% CH_4 , przy prędkościach obrotowych 0÷628 s^{-1} (maksymalna wartość ciśnienia przy spalaniu adiabatycznym $p_{\text{ad}} = 0.715 \text{ MPa}$). Z rysunku widać, że prędkość obrotowa wyraźnie wpływa na wartość ciśnienia maksymalnego

poprzez moment zapoczątkowania gaszenia płomienia oraz na maksymalną szybkość przyrostu ciśnienia poprzez szybkość spalania. Oba parametry maleją wraz ze wzrostem prędkości obrotowej, przy czym zmienia się również czas, po którym występuje maksymalny przyrost ciśnienia.



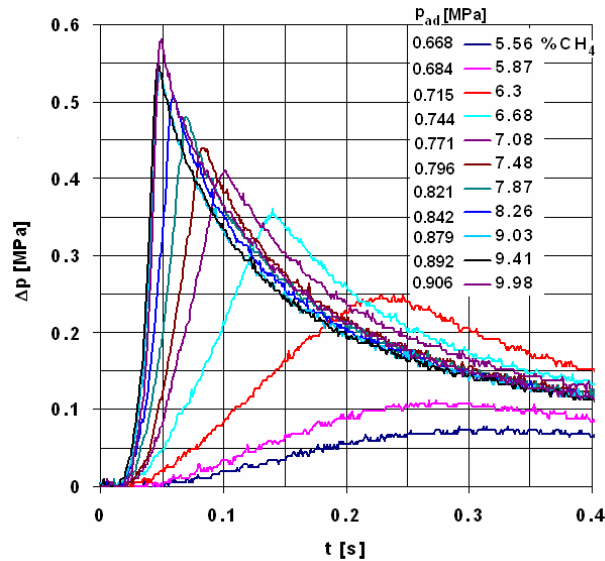
Rys. 5.14. Przebieg przyrostu ciśnienia w funkcji czasu dla stałego składu mieszanki palnej 6.3% CH_4 przy szybkościach obrotowych $\omega = 0 \div 628 \text{ s}^{-1}$. Krzywe doświadczalne (p_{ad} ciśnienie w warunkach adiabatycznych)

Na rysunku 5.15 pokazano wygładzone analitycznie przebiegi przyrostu ciśnienia z rys. 5.14, które posłużyły do wyznaczenia szybkości przyrostu ciśnienia (dp/dt). W obliczeniach bilansowych szybkość przyrostu ciśnienia użyto do obliczenia przyrostu energii wewnętrznej (dU/dt) ładunku komory spalania.

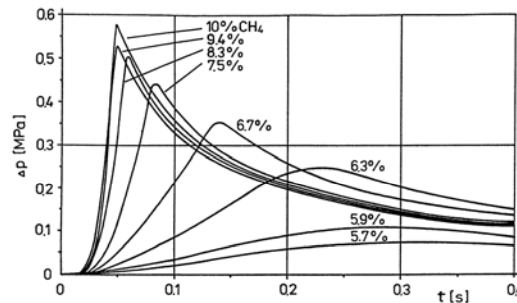


Rys. 5.15. Przebieg przyrostu ciśnienia w funkcji czasu dla stałego składu mieszanki palnej 6.3% CH_4 przy prędkościach obrotowych $\omega = 0 \div 628 \text{ s}^{-1}$ [48]

Rysunek 5.16 pokazuje eksperymentalne przebiegi ciśnienia dla różnych składów mieszanki palnej 5.56÷9.98% CH₄ przy prędkości obrotowej 628 s⁻¹ (obok składu mieszanki podano maksymalne wartości ciśnienia przy spalaniu adiabatycznym p_{ad}). Z rysunku widać, że skład mieszanki wyraźnie wpływa na wartość ciśnienia maksymalnego przez moment zapoczątkowania gaszenia płomienia oraz na maksymalną szybkość przyrostu ciśnienia przez szybkość spalania. Oba parametry maleją wraz ze spadkiem składu mieszanki, przy czym zmienia się również czas, po którym występuje maksymalny przyrost ciśnienia.



Rys. 5.16. Przebieg przyrostu ciśnienia w funkcji czasu dla szybkości obrotowej $\omega = 628 \text{ s}^{-1}$ i składu mieszanki palnej 5.56÷9.98% CH₄. Krzywe doświadczalne (p_{ad} ciśnienie w warunkach adiabatycznych)



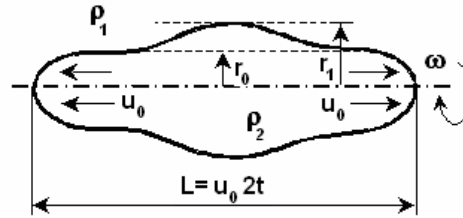
Rys. 5.17. Przebieg przyrostu ciśnienia w funkcji czasu dla prędkości obrotowej $\omega = 628 \text{ s}^{-1}$ i składu mieszanki palnej 5.56÷9.98% CH₄ [48]

Na rysunku 5.17 pokazano wygładzone analitycznie przebiegi przyrostu ciśnienia w funkcji czasu dla prędkości obrotowej $\omega = 628 \text{ s}^{-1}$ i składu mieszanki palnej $5.56 \div 9.98\% \text{ CH}_4$

Obliczona na podstawie pomiarów maksymalna szybkość przyrostu ciśnienia $(dp/dt)_{\max}$ była zawsze wyższa dla płomienia rozprzestrzeniającego się w polu sił odśrodkowych niż dla płomienia w nieruchomej komorze spalania.

5.3. Teoretyczny model początkowego rozwoju płomienia

Model początkowego stadium rozprzestrzeniania się płomienia, przedstawiony w artykule zbiorowym przy udziale autora [49], opisuje kształt rozwijającego się płomienia. Wirująca mieszanka zostaje zapalona w środku komory w osi wirowania. Kształt jądra płomienia określają promienie r_0 , r_1 oraz długość L która jest funkcją szybkości spalania wzdłuż osi wirowania u_0 (rys. 5.18). W przyjętym modelu jądro płomienia o gęstości ρ_2 i otaczająca go mieszanka o gęstości ρ_1 wirują z taką samą prędkością kątową ω .



Rys. 5.18. Kształt jądra płomienia wirującego wzdłuż osi poziomej po czasie t [49]

Ciśnienie w mieszance na zewnątrz płomienia przedstawia równanie

$$P = P_0 + \frac{1}{2} \rho_1 \omega^2 r^2 \quad (5.1)$$

gdzie P_0 jest ciśnieniem w osi wirowania, r odległość od osi wirowania. Ciśnienie na granicy jądra płomienia i mieszanki r_1

$$P = P_0 + \frac{1}{2} \rho_1 \omega^2 r_1^2 \quad (5.2)$$

Całkowite ciśnienie w obszarze cylindrycznego płomienia

$$P = P_0 + \frac{1}{2} \rho_1 \omega^2 r_0^2 + \frac{1}{2} \rho_1 u_0^2 \quad (5.3)$$

Mieszanka o większej gęstości ρ_1 jest poruszana się z prędkością

$$\omega^2(r_1^2 - r_0^2) = u_0^2 \quad (5.4)$$

Eksperymenty pokazują, że kształt czoła płomienia nie zmienia się i analogicznie jak w równaniu (5.4) dla płynu między osią wirowania a promieniem r_0 można napisać

$$\omega^2 r_0^2 = u_0^2 \quad (5.5)$$

Stąd

$$r_1 = \sqrt{2} r_0 \text{ i } u_0 = \omega r_0 \quad (5.6)$$

Promień r_0 można określić z bilansu masy. Bilans masy mieszanki w jądrze płomienia

$$m = \rho_1 S_L A \quad (5.7)$$

gdzie S_L jest laminarną prędkością spalania, A jest powierzchnią jądra płomienia.

Po czasie t dominującą powierzchnią jądra płomienia jest powierzchnia cylindryczna o promieniu r_0 wtedy

$$m = \rho_1 S_L 2\pi r_0 2u_0 t \quad (5.8)$$

gdzie $2u_0 t = L$ jest długością płomienia.

Stosując równanie zachowania masy w objętości kontrolnej zmieniającej kształt i zmieniającej objętość wskutek zmiany długości i promienia jądra płomienia

$$\frac{d}{dt} \int_{CV} \rho dv + \int_{CS} \rho V_r ds = 0 \quad \frac{d}{dt} [\rho_2 \pi r_0^2 2u_0 t] - m = 0 \quad (5.9)$$

Stosując zależności na szybkość osiową i promień czoła płomienia i masę świeżej mieszanki

$$\rho_2 \pi 2\omega \frac{d}{dt} [r_0^3 t] - \rho_1 S_L 4\pi r_0^2 \omega t = 0 \quad (5.10)$$

$$\frac{dr_0}{dt} + \frac{r_0}{3t} - \frac{2}{3} \frac{\rho_1}{\rho_2} S_L = 0 \quad (5.11)$$

Inicjowane jądro płomienia ma skończoną wielkość. Przyjmując, że dla czasu t_0 promień jądra płomienia jest równy r_{00} , otrzymujemy ostatecznie

$$r_0 = \frac{1}{2} \frac{\rho_1}{\rho_2} S_L t + \frac{3}{\sqrt[3]{t}} \left(\frac{r_{00}^3 \sqrt[3]{t_0}}{3} - \frac{\rho_1}{\rho_2} \frac{S_L}{6} t_0^{4/3} \right) \quad (5.12)$$

Z zależności (5.12) widać, że promień jądra rozprzestrzeniającego się płomienia nie zależy od prędkości wirowania ω , jest natomiast funkcją stosunku gęstości mieszanki ρ_1 i gęstości jądra płomienia ρ_2 , oraz laminarnej prędkości spalania S_L . Długość płomienia rośnie z szybkością równą szybkości obwodowej na granicy płomienia (5.6).

5.4. Wyznaczanie strat ciepła do ścianki w wirującej komorze spalania

5.4.1. Wyniki pomiarów

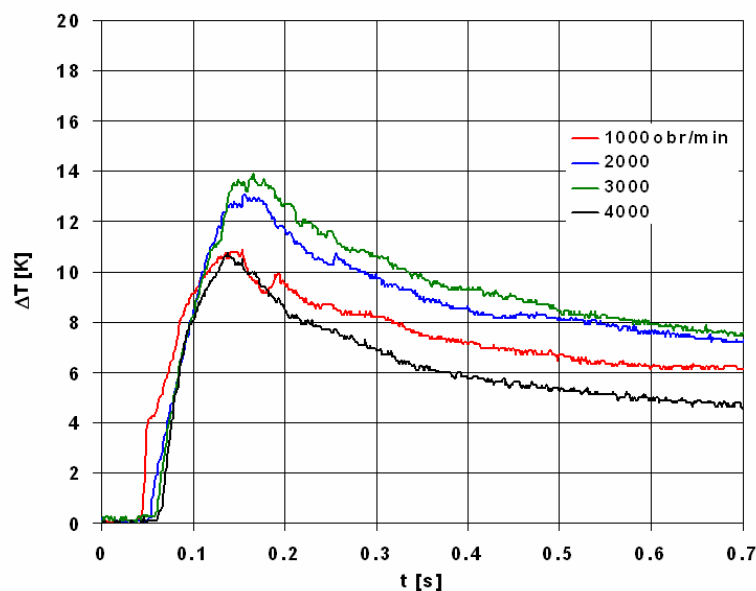
W literaturze Babkin i in. [20] sugerowali istnienie dominującego wpływu strat ciepłych na zjawisko gaszenia płomienia. Teza ta nie została przez nich eksperymentalnie potwierdzona i pozostała jedynie teoretycznie rozważaną koncepcją modelu gaszenia płomienia. W celu zweryfikowania tego modelu wykonano eksperymenty i pomiary mające na celu określenie rzeczywistego wpływu strat ciepła na proces gaszenia płomienia.

W celu określenia ilości ciepła (strat ciepła) oddawanego przez płomień, spaliny do ścianek komory spalania (jednego ze składników równania bilansowego), wykonano pomiary zmian temperatury powierzchni ścianki komory spalania termoelementami umieszczonymi na promieniach 23 i 28 mm. Pomiary wykonano dla komory o średnicy 90 mm i długości 20 mm, dla mieszanek propan-powietrze o składzie $2.86 \div 4.0\%$ C_3H_8 , metan-powietrze o składzie $6.3 \div 9.5\%$ CH_4 i szybkościach wirowania $1000 \div 5000$ obr/min na stanowisku badawczym opisanym w rozdziale 4.6 (rys. 4.9).

Otrzymane wyniki pozwoliły na weryfikację przyjętego modelu obliczania strat ciepła (rozdz. 5.5) oraz bilansu ciepłego komory (rozdz. 5.6).

Na rysunku 5.19 przedstawiono przykładowe przebiegi przyrostu temperatury powierzchni czołowej ścianki komory spalania w punkcie na promieniu 28 mm w funkcji czasu dla mieszanki propan-powietrze 3.0% C_3H_8 i prędkości obrotowych od 1000 do 4000 obr/min. Przy prędkości obrotowej 5000 obr/min nie zarejestrowano przyrostu temperatury ścianki, płomień zgasł, nie osiągając nawet promienia 23 mm.

Wyznaczone przyrosty temperatury $\Delta T(t)$ powierzchni ścianki komory spalania, po ich wygładzeniu, posłużyły do obliczeń numerycznych strumienia ciepła odprowadzanego przez ścianki czołowe komory spalania.



Rys. 5.19. Zmiana temperatury powierzchni czołowej ścianki komory spalania w punkcie na promieniu 28 mm w funkcji czasu dla mieszanki propan-powietrze 3.0% C_3H_8 i prędkości obrotowych 1000÷4000 obr/min

5.4.2. Metodyka obliczeń lokalnego strumienia ciepła

Zależność pomiędzy temperaturą powierzchni a strumieniem wnikającego ciepła otrzymuje się rozwiązując jednowymiarowe zagadnienie przewodzenia ciepła w ciele półnieskończonym przy zmiennym w czasie warunku brzegowym. Jeżeli $T(t)$ jest temperaturą powierzchni zmienną w czasie, to gęstość strumienia wymianianego ciepła q w chwili t można opisać równaniem [56-58];

$$q(t) = \sqrt{\frac{\lambda \rho c}{\pi}} \int_0^t \frac{1}{\sqrt{t-\tau}} \frac{dT}{d\tau} d\tau \quad [W/m^2] \quad (5.13)$$

gdzie: λ – współczynnik przewodności cieplnej materiału ścianki $[W/(m \cdot K)]$,
 ρ – gęstość materiału ścianki $[kg/m^3]$,
 c – ciepło właściwe materiału ścianki $[J/(kg \cdot K)]$.

Równanie (5.13) można rozwiązać, gdy znana jest temperatura powierzchni $T(t)$. W badaniach eksperymentalnych użyto układu akwizycji danych, który rejestruje zadane wielkości w postaci ciągu dyskretnych wartości. Przybliżając pochodną temperatury po czasie w danym kroku i przez iloraz różnicowy $\Delta T_i / \Delta \tau_i$ otrzymamy

$$q(t) = \sqrt{\frac{\lambda \rho c}{\pi}} \sum_{i=1}^n \frac{\Delta T_i}{\Delta \tau_i} \int_{t_{i-1}}^{t_i} \frac{1}{\sqrt{t-\tau}} d\tau \quad (5.14)$$

Pomiary są rejestrowane ze stałym krokiem czasowym $\Delta \tau$, a zatem czas w chwili i jest równy $t_i = i \cdot \Delta \tau$. Uwzględniając to i rozwiązując całkę równania (5.20) otrzymujemy się wygodną zależność do numerycznych obliczeń lokalnej wartości gęstości strumienia ciepła

$$q(t_n) = 2 \sqrt{\frac{\lambda \rho c}{\pi \Delta \tau}} \sum_{i=1}^n (T_i - T_{i-1}) (\sqrt{n-i+1} - \sqrt{n-i}) \quad (5.15)$$

gdzie: i, n – numery kroków czasowych.

Krok czasowy należy przyjąć wystarczająco mały dla uzyskania dostatecznej dokładności obliczeń.

5.4.3. Program obliczeń lokalnego strumienia ciepła

Obliczenia gęstości strumienia ciepła wykonano dla przypadku:

- komora 90 x 20 mm,
- skład mieszanki propan-powietrze 3% C₃H₈,
- prędkość obrotowa 3000 obr/min, (314 s⁻¹),
- pomiar temperatury ścianki w punkcie na promieniu 28 mm.

Obliczenia przeprowadzono używając programu Mathcad.

Dane:

Materiał ścianki komory spalania

Własności cieplne ścianki czołowej komory spalania (polimetakrylanu metylu - plexiglasu):

- | | |
|--------------------------------------|-----------------------------------|
| – współczynnik przewodności cieplnej | $\lambda = 0.19 \text{ W/(m K)},$ |
| – gęstość | $\rho = 1180 \text{ kg/m}^3,$ |
| – ciepło właściwe | $c = 1400 \text{ J/(kg K)}.$ |

Obliczenia wielkości a

$$a = 2 \sqrt{\frac{\lambda \rho c}{\pi \Delta \tau}} \quad (5.16)$$

Krok czasowy

$$\Delta \tau = 0.001 \text{ s},$$

(z takim krokiem czasowym rejestrowano temperaturę w czasie pomiarów)

Ilość danych pomiarowych branych do obliczeń $l = 693.$

Numery kroków czasowych $i = 1..l,$
 $n = 1..l.$

Czytanie danych temperatury

$t_i := \text{READ}("c:\text{Dane_temp}\text{tempt01.prn"})$
 $a = 1.999 \cdot 10^4$

Obliczenia wielkości strumienia ciepła q_n

Dla czasu $t = 0$ $q_0 = 0$

Dla czasu t_n

$$q_n := a \sum_{i=1}^n (t_i - t_{i-1}) (\sqrt{n-i+1} - \sqrt{n-i}) \quad (5.17)$$

Zapisanie na dysku wartości obliczonego strumienia ciepła

$\text{WRITEPRN}("c:\text{Dane_temp}\text{q01.prn"}) := q$

Rysowanie wykresu $q(t)$

5.5. Teoretyczny model obliczania strat ciepła

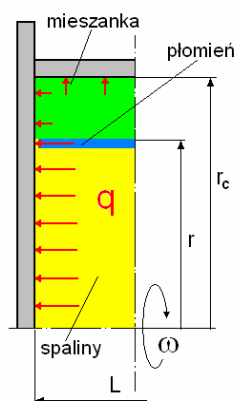
Zaproponowany teoretyczny model obliczania strat ciepła wykorzystuje w zasadzie metodykę stosowaną w przepływach ustalonych. Autor niniejszej monografii nie znalazł w dostępnej literaturze lepszego sposobu na oszacowanie analizowanych procesów i zjawisk – odbywających się w polu dużych sił odśrodkowych i w warunkach nieustalonych. Przedstawiona metoda oszacowań istotnych wielkości pozwoliła na porównanie ich z wartościami pomierzonymi przez autora niniejszej monografii we własnych eksperymentach. Na tej podstawie wykonano również bilanse dotyczące całej komory spalania.

Do obliczenia strat ciepła, ilości ciepła wymienianego między płomieniem, spalinami i mieszanką ze ściankami komory spalania przyjęto model, w którym występuje złożona wymiana ciepła.

We wcześniejszej pracy [48] przyjęto, że wymiana ciepła odbywa się tylko drogą przewodzenia (nie uwzględniono wymiany ciepła między płomieniem, spalinami a ścianką drogą konwekcji i przez promieniowanie). Ten zastępczy uproszczony model, zakładający tylko przewodzenie ciepła w warstwie przy ścianie, dawał możliwość prostego, ale przybliżonego obliczania strat ciepła.

W modelu zastępczym procesu wymiany ciepła przez przewodzenie trudnością jest określenie grubości δ , na której występuje gradient temperatury.

W obliczeniach bilansowych [48] przyjęto, że jest to połowa grubości płomienia b (0.001mm). Ostatnia praca F. Marry (fig. 2.2) [59] określa grubość, na której występuje gradient temperatury, na około 5 mm i taką właśnie grubość przyjęto do obliczeń strumienia strat ciepła (wzór 5.20).



Rys. 5.20. Model przekazywania ciepła q przez płomień, spaliny i mieszankę do ścianki komory spalania

r_c – promień komory spalania, L – szerokość komory, r – promień czoła płomienia, ω – prędkość kątowa

Wariant I

Gęstość strumienia ciepła przekazywany do ścianki przy przewodzeniu i promieniowaniu określa zależność

$$q = q_{przew} + q_{prom} \quad (5.18)$$

Wariant II

W modelu, który zakłada wymianę ciepła drogą konwekcji i promieniowania, gęstość strumienia ciepła można obliczyć ze wzoru

$$q = q_{przejm} + q_{prom} \quad (5.19)$$

Poszczególne gęstości strumienia ciepła, określają zależności z pracy [63]

– przewodzenia

$$q_{przew} = \frac{\lambda}{\delta} (T_g - T_{sc}) \quad (5.20)$$

– przejmowania

$$q_{przejm} = \alpha (T_g - T_{sc}) \quad (5.21)$$

– promieniowania

$$q_{prom} = \varepsilon'_w C_0 \left[\varepsilon_g \left(\frac{T_g}{100} \right)^4 - a_g \left(\frac{T_{sc}}{100} \right)^4 \right] \quad (5.22)$$

gdzie:

λ – współczynnik przewodności cieplnej gazu; płomienia λ_b , mieszanki λ_u ,

δ – grubości warstwy, w której występuje gradient temperatury,

T_g – temperatura gazu; płomienia (spalin) $T_g = T_b$, mieszanki $T_g = T_u$,
(rozdz. 5.6)

T_{sc} – temperatura ścianki, $T_{sc} = T_o$ (rozdz. 5.6)

α – współczynnik przejmowania ciepła,

ε'_w – efektywny stopień czarności ścianki,

C_0 – stała promieniowania ciała doskonale czarnego,

ε_g – emisyjność gazu,

a_g – absorpcyjność gazu,

$$a_g = c_{CO_2} \varepsilon_{CO_2}(T_{sc}) + c_{H_2O} \varepsilon_{H_2O}(T_{sc}) - \Delta \varepsilon_g(T_{sc}) \quad (5.23)$$

gdy $\frac{T_g}{T_{sc}} > 1.25$, to z błędem nieprzekraczającym 10% można przyjąć

$$a_g = \varepsilon_g(T_{sc}) \quad (5.24)$$

c_{CO_2} – współczynnik uwzględniający wpływ ciśnienia,

$\varepsilon_{CO_2}(T_{sc})$ – emisyjność CO_2 ,

c_{H_2O} – współczynnik uwzględniający wpływ ciśnienia,

$\varepsilon_{H_2O}(T_{sc})$ – emisyjność H_2O ,

$\Delta \varepsilon_g(T_{sc})$ – poprawka uwzględniająca zmniejszenie emisyjności spalin,

$\varepsilon_g(T_{sc})$ – emisyjność spalin.

W wirującej komorze spalania konwekcja wywołana polem grawitacyjnym ziemskim jest wielokrotnie mniejsza od konwekcji wywołanej polem sił odśrodkowych i może być całkowicie pomijana (przyspieszenie odśrodkowe jest o dwa rzędy wielkości większe od przyspieszenia ziemskiego).

Do obliczeń lokalnych liczb Reynoldsa i Nusselta jako liniowy wymiar charakterystyczny przyjęto promień r , na którym aktualnie znajduje się płomień (spaliny).

Zależność na obliczenie liczby Nusselta dla przypadku opływu izotermicznej płyty przy laminarnej warstwie przyściennej [60] przyjmuje postać

$$Nu_r = 0.332 Re_r^{0.5} Pr^{0.33} \quad (5.25)$$

dla liczby Reynoldsa

$$\text{Re}_r < 8 \cdot 10^4 \div 5 \cdot 10^5$$

W przypadku modelu konwekcji mieszanej liczbę Nusselta obliczano [60]

$$\text{Nu}_r = -0.5 \text{Re}_r^{0.5} \vartheta^{+'}(0) \quad (5.26)$$

gdzie

$\vartheta^{+'}(0)$ – jest funkcją do obliczania lokalnej liczby Nusselta i zależy od

$$\text{ilorazu } \frac{Gr_r}{\text{Re}_r^2} \text{ [60].}$$

Chomiak [61] proponuje dla liczb Reynoldsa $\text{Re} = \frac{\omega \cdot r^2}{\nu} < 2.4 \cdot 10^5$ i liczb Prandtla 0.72 zależność na liczbę Nusselta

$$\text{Nu}_r = 0.36 \sqrt{\text{Re}_r} \quad (5.27)$$

Dla spalin liczba Prandtla jest równa ok. $\text{Pr} = 0.59$ dla średniej temperatury warstwy wynoszącej ok. 900°C . Współczynnik korygujący, równy ilorazowi liczb Prandtla, wynosi $\left(\frac{0.59}{0.72}\right)^{0.33} = 0.935$. Mnożąc współczynnik 0.36 występujący we wzorze (5.27) przez współczynnik korygujący 0.935, otrzymujemy wartość 0.337 niewiele różniącą się od współczynnika występującego we wzorze (5.25).

Wymianę ciepła przez promieniowanie między gazem (płomieniem, spalinami) a powierzchnią ścianki czołowej (ciała stałego) obliczono wg wzoru (5.22) dla wyznaczonych wielkości ε_w' , ε_g i a_g [64].

5.6. Bilans cieplny ładunku spalane go w cylindrycznej wirującej komorze spalania o stałej objętości – metoda obliczeń

W celu obliczenia ilości uwalnianego ciepła, energii wewnętrznej oraz ilości ciepła przenieszonego do ścianek komory spalania wykorzystano zmierzony przebieg ciśnienia w komorze badawczej oraz zarejestrowane kamerą obrazy płomienia. Z bilansu cieplnego korzystano przy analizie wyników doświadczalnych dla wyjaśnienia gaszenia płomienia.

Zgodnie z pierwszą zasadą termodynamiki, dla stałej objętości, można zapisać

$$\delta Q_{ch} = dU + \delta Q_w \quad (5.28)$$

gdzie δQ_{ch} oznacza energię chemiczną metanu uwalnianą podczas spalania, dU jest energią wewnętrzną ładunku komory, zaś δQ_w oznacza ciepło odprowadzane do ścianek komory spalania.

Ciepło uwalniane podczas spalania wynosi

$$\delta Q_{ch} = Q_{CH_4} dm_{CH_4} \quad (5.29)$$

gdzie Q_{CH_4} jest ciepłem spalania metanu CH_4 , a m_{CH_4} jest masą metanu w mieszance palnej.

Zakładając, że mieszanka palna metan-powietrze i spaliny zachowują się jak gazy doskonałe, można wykorzystać następujące zależności

$$p_u V_u = m_u R_u T_u \quad (5.30)$$

$$p_b V_b = m_b R_b T_b \quad (5.31)$$

gdzie p jest ciśnieniem, V objętością, m masą, R stałą gazową, T temperaturą, zaś u i b oznaczają kolejno niespaloną mieszankę i mieszankę spaloną.

Można założyć, że ciśnienie mieszanki i spalin jest równe chwilowemu ciśnieniu w wirującej komorze, zgodnie ze zmianami następującymi w procesie spalania. Stałe gazowe dla niespalonej mieszanki i spalin są w przybliżeniu takie same. Objętości mieszanki i spalin są równe objętości wirującej komory spalania

$$V = V_u + V_b \quad (5.32)$$

Masa substancji wypełniających komorę spalania równa jest sumie mas niespalonej mieszanki i spalin

$$m = m_u + m_b \quad (5.33)$$

Udział objętościowy spalin jest określony zależnością

$$z_b = \frac{V_b}{V} \quad (5.34)$$

Dzieląc stronami równania (5.30), (5.31) i uwzględniając równania (5.32), (5.33) i (5.34) uzyskuje się zależność masy niespalonej mieszanki od udziału objętościowego spalin oraz od temperatury mieszanki i spalin. Temperatura mieszanki zmienia się wskutek sprężenia adiabatycznego, a temperatura spalin pod wpływem doprowadzenia ciepła i sprężania adiabatycznego

$$m_u = \frac{m}{1 + \frac{z_b}{1 - z_b} \frac{T_u}{T_b}} \quad (5.35)$$

Masę gazu w wirującej komorze można wyznaczyć z równania stanu

$$m = \frac{p_0 V}{R_u T_0} \quad (5.36)$$

gdzie indeks 0 oznacza warunki przed zapłonem.

Ilość spalonego metanu można obliczyć ze wzoru

$$m_{CH_4} = z_{CH_4} \frac{M_{CH_4}}{M_u} (m - m_u) \quad (5.37)$$

gdzie z_{CH_4} jest udziałem objętościowym metanu w mieszance, zaś M_{CH_4} i M_u to masy molowe metanu i mieszanki.

Zmienne temperatury mieszanki i spalin liczone są z równań

$$T_{u_{i+1}} = T_{u_i} \left(\frac{p_{i+1}}{p_i} \right)^{\frac{\kappa_{u_i} - 1}{\kappa_{u_i}}} \quad (5.38)$$

$$T_{b_{i+1}} = (T_{u_{i+1}} + \Delta T_{ad}) \left(\frac{p_{i+1}}{p_i} \right)^{\frac{\kappa_{b_i} - 1}{\kappa_{b_i}}} \quad (5.39)$$

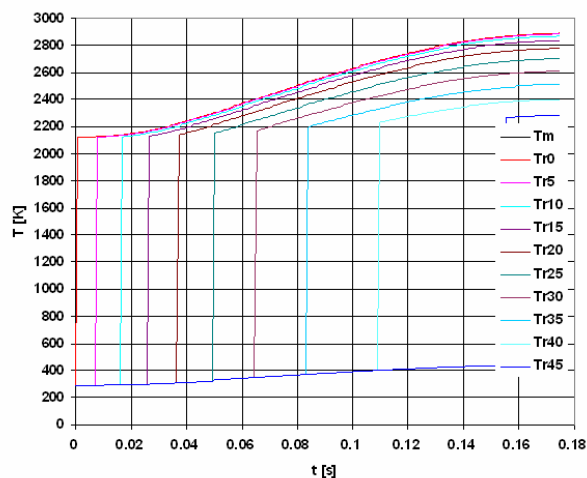
gdzie wykładniki κ_u i κ_b są funkcjami odpowiednich temperatur T_u i T_b , natomiast T_{ad} oznacza adiabatyczną temperaturę płomienia. Przykładowe temperatury obliczone z zależności (5.38) i (5.39) pokazano na rys. 5.21.

Elementarna zmiana energii wewnętrznej substancji znajdującej się w komorze wirującej, tzn. niespalonej mieszanki i spalin, jest wyznaczana z zależności

$$dU = m c_v dT \quad (5.40)$$

Podstawiając do równania (5.40) różniczkę dT obliczoną z równania stanu i uwzględniając zależności (5.32) i (5.34) oraz wyrażając c_v przez κ i R , uzyskujemy

$$dU = \left(\frac{1 - z_b}{\kappa_u - 1} + \frac{z_b}{\kappa_b - 1} \right) V dp \quad (5.41)$$



Rys. 5.21. Obliczeniowe temperatury sprężanej niespalonej mieszanki i sprężanych spalin w funkcji czasu trwania procesu spalania. Komora spalania o średnicy 90 mm i długości 100 mm. Mieszanka palna metan-powietrze o składzie 6.3% CH_4 . Prędkość kątowna $\omega = 628 \text{ s}^{-1}$ ($n = 6000 \text{ obr/min}$)

Wartość δQ_w (rys. 5.22) reprezentuje straty ciepła sprężonego ładunku komory (mieszanka palna i spaliny) do ścianek komory. Przy założeniu, że wirujący ładunek zachowuje się jak ciało sztywne, to wymiana ciepła do ścianek zachodzi drogą przewodzenia

$$\delta Q_w = \delta Q_{w_u} + \delta Q_{w_b} = \left[\lambda_u \left(\frac{dT}{dx} \right)_u S_u(t) + \lambda_b \left(\frac{dT}{dx} \right)_b S_b(t) \right] dt \quad (5.42)$$

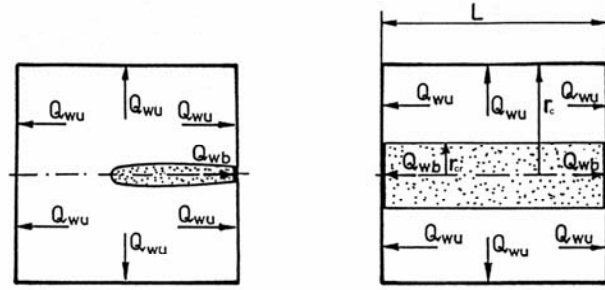
gdzie λ_u, λ_b są współczynnikami przewodności cieplnej mieszanki i spalin,

$$\left(\frac{dT}{dx} \right)_u \cong \frac{T_u(t) - T_0}{\delta_u}$$

i

$$\left(\frac{dT}{dx} \right)_b \cong \frac{T_b(t) - T_0}{\delta_b}$$

są odpowiednio gradientami temperatury mieszanki i spalin na ich styku ze ścianką, δ_u, δ_b są wymiarami liniowymi, na których występuje gradient temperatury mieszanki i spalin, a S_u, S_b są powierzchniami kontaktu mieszanki palnej i spalin ze ściankami komory spalania (patrz rys. 5.22)



Rys. 5.22. Wymiana ciepła od gazu do ścianek komory spalania [48]

$$S_u = 2\pi (r_c^2 + r_c L) - S_b \quad (5.43)$$

$$S_b = \pi r_c^2 \quad (5.44)$$

i po osiągnięciu przeciwległej ściany czołowej przez płomień (płomień wypełnia całą szerokość komory L) $S_b = 2\pi r_{cr}$.

Po podstawieniu równań (5.34), (5.41) i (5.42) do równania (5.28) i rozważając proces w czasie dt , otrzymuje się

$$\begin{aligned} Q_{CH_4} z_{CH_4} \frac{M_{CH_4}}{M_u} \frac{p_0 V}{R_u T_0} d \left(\frac{z_b(t) T_u(t)}{T_b(t) (1 - z_b(t)) + z_b(t) T_u(t)} \right) = \\ = \left(\frac{1 - z_b(t)}{\kappa_u(t) - 1} + \frac{z_b(t)}{\kappa_b(t) - 1} \right) V dp + \left[\lambda_u \left(\frac{dT}{dx} \right)_u S_u(t) + \lambda_b \left(\frac{dT}{dx} \right)_b S_b(t) \right] dt \end{aligned} \quad (5.45)$$

Trzy człony równania (5.45) reprezentują kolejno: uwalniane ciepło Q_{ch} , energię wewnętrzną U i ciepło oddawane do ścianek Q_w i mogą być obliczane oddzielnie. Wtedy bilansowe równanie (5.45) może być użyte do sprawdzenia prawidłowości obliczeń.

W celu obliczenia ilości uwalnianego ciepła konieczne trzeba znać, dla każdego kroku, obliczeniowe temperatury T_u i T_b oraz udział objętościowy spalin z_b . Temperatury można obliczyć z równań (5.38) i (5.39), a z_b wyznaczane jest w oparciu o zarejestrowane położenie płomienia na klatkach filmu video, jako objętość zamknięta przez płomień podzielona przez całą objętość komory.

Przy obliczaniu energii wewnętrznej poza znajomością udziału objętościowego spalin należy znać wartości wykładników κ_u i κ_b oraz przyrostu ciśnienia zgodnie z przebiegiem krzywej ciśnienia w czasie.

W przykładowych obliczeniach przedstawionych w pracy [48] przyjęto błędnie (jak się później okazało) wymiar liniowy δ , na którym występuje gradient temperatury w spalinach i mieszance jako równy połowie grubości płomienia laminarnego.

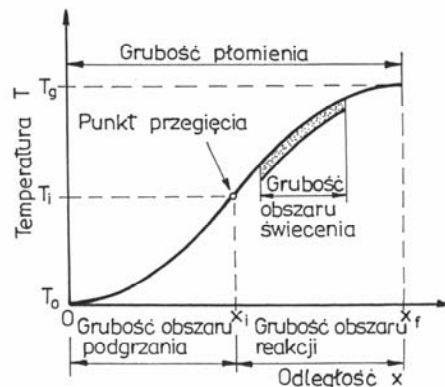
Bilans cieplny zawarty w rozdziale weryfikowano za pomocą pomiarów temperatur i obliczeń strumienia ciepła zawartych w rozdziałach 5.4 i 5.5. Temperaturę spalin przyjęto równą adiabatycznej temperaturze płomienia, zmieniającą się podczas sprężania, obliczano wg równania (5.39).

5.7. Pomiar miejscowej temperatury płomienia i spalin

5.7.1. Profil temperatury czoła płomienia

Celem pomiarów jest wyznaczenie profilu temperatury rozprzestrzeniającego się płomienia w środku komory (połowie szerokości) na promieniach 26.5 i 29 mm, a następnie obliczenie jego grubości, użytej jako wymiar liniowy, na którym występuje gradient temperatury parametr określający grubość warstwy w obliczeniach strat ciepła (przyjęto błędnie grubość warstwy jako połowę obliczonej grubości płomienia b).

Na rysunku 5.23 pokazano typowy profil temperatury czoła płomienia.



Rys. 5.23. Typowy profil temperatury czoła płomienia [62]

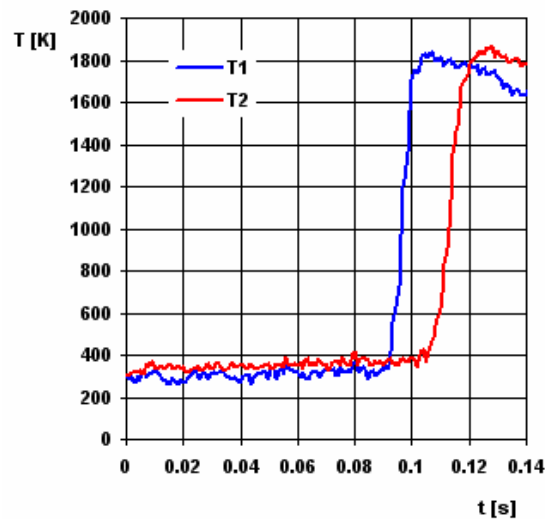
Wykonano również pomiary miejscowej temperatury czoła płomienia na promieniu 28 mm w połowie szerokości komory i ochłodzonych spalin na promieniu 28 mm w odległości 4 mm od ścianki bocznej w warunkach jego lokalnego gaszenia przy ścianie czołowej. Uzyskano informacje, jak w warunkach

gaszenia przemieszczają się, w kierunku promieniowym, płomień w połowie szerokości komory i spaliny przy ścianie.

5.7.2. Wyniki pomiarów temperatury czoła płomienia

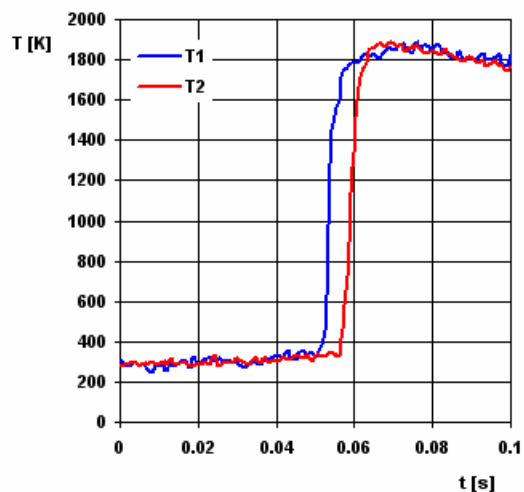
Eksperymenty wykonano na stanowisku opisanym w rozdziale 4.5 (rys. 4.6), w zamkniętej wirującej komorze o średnicy wewnętrznej 90 mm i długości 30 mm dla mieszanek metanowych o składzie $5.9 \div 7.3\%$ CH_4 i prędkości obrotowej $2500 \div 4500$ obr/min ($\omega = 262 \div 471 \text{ s}^{-1}$).

Otrzymane z pomiarów wyniki przedstawiają profile temperatury czoła płomienia określone w dwóch punktach (na promieniach $r = 26.5$ i 29 mm) w połowie szerokości komory, w funkcji czasu dla różnych składów mieszanki metan-powietrze i różnych prędkości obrotowych komory spalania.

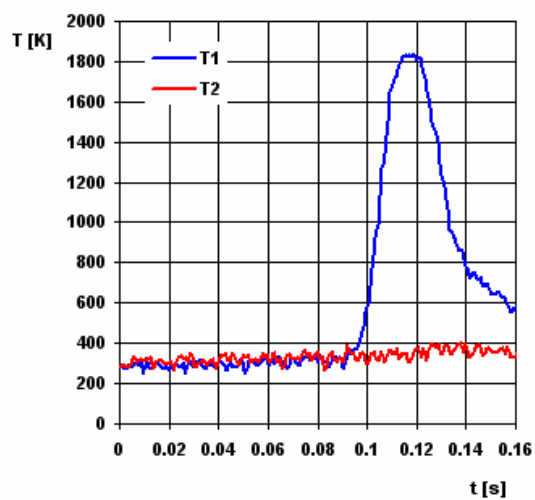


Rys. 5.24. Zarejestrowane profile temperatury w wirującej komorze spalania o średnicy 90 mm, długości 30 mm, mieszanka metan-powietrze 6.3% CH_4 , prędkość obrotowa 2500 obr/min ($\omega = 262 \text{ s}^{-1}$)
 T_1 – czujnik na promieniu $r = 26.5 \text{ mm}$, T_2 – $r = 29 \text{ mm}$

Na rysunku 5.24 pokazano profile temperatury T_1 i T_2 określone na promieniach 26.5 i 29 mm dla mieszanki metan-powietrze 6.3% CH_4 i prędkości obrotowej komory spalania 2500 obr/min ($\omega = 262 \text{ s}^{-1}$), a na rysunku 5.25 odpowiednie profile temperatury dla mieszanki o składzie 7.1% CH_4 i takiej samej prędkości obrotowej.



Rys. 5.25. Zarejestrowane profile temperatury w wirującej komorze spalania o średnicy 90 mm, długości 30 mm, mieszanka metan-powietrze 7.1% CH₄, prędkość obrotowa 2500 obr/min ($\omega = 262 \text{ s}^{-1}$)
T₁ – czujnik na promieniu $r = 26.5 \text{ mm}$, $T_2 - r = 29 \text{ mm}$



Rys. 5.26 Zarejestrowane profile temperatury w wirującej komorze spalania o średnicy 90 mm, długości 30 mm, mieszanka metan-powietrze 6.3% CH₄, prędkość obrotowa 3500 obr/min ($\omega = 367 \text{ s}^{-1}$)
T₁ – czujnik na promieniu $r = 26.5 \text{ mm}$, $T_2 - r = 29 \text{ mm}$

Na rysunku 5.26 pokazano profile temperatury w wirującej komorze spalania dla mieszanki o składzie 6.3% CH₄ i szybkości obrotowej komory spalania 3500 obr/min. Czoło płomienia dotarło do czujnika na promieniu komory spalania 26.5 mm, płomień zgasł, nie osiągając promienia 29 mm.

Zarejestrowany profil temperatury, szybkość przyrostu temperatury w czasie $\Delta T/\Delta t$ pozwala ocenić w sposób jakościowy zachowanie się czoła płomienia w wirującej komorze spalania dla różnych składów mieszanki i różnych prędkości obrotowych wirującej komory spalania. W dalszej części pracy profil temperatury wykorzystano do określenia grubości płomienia.

5.7.3. Grubość płomienia

Rozprzestrzeniający się w palnej mieszance płomień (wg mechanizmu termicznego) stanowi warstwę oddzielającą mieszanke od produktów reakcji (spalin). Charakterystyczne wielkości tej warstwy to jej szerokość i czas przebywania w niej reagującego czynnika. Obie te wielkości scharakteryzował po raz pierwszy Zeldowicz [63].

Za miarę grubości rozpatrywanego obszaru Zeldowicz przyjął odległość Δ opisaną zależnością

$$\Delta = \frac{a}{u_L} = \frac{\lambda}{c_p \rho u_L} \quad (5.46)$$

Do obliczenia wielkości Δ konieczna jest znajomość prędkości spalania laminarnego u_L , którą określa się eksperymentalnie jako prędkość przemieszczania się płaskiego czoła płomienia względem świeżej mieszanki w kierunku prostopadłym do jego powierzchni. Prędkości spalania laminarnego są zawarte w zakresie 5÷250 cm/s w zależności od rodzaju paliwa, rodzaju mieszanki paliwa z powietrzem (składu mieszanki) i od warunków adiabatywności. Uwzględniając równanie ciągłości $\rho \cdot u_L = \text{const.}$ i przyjmując współczynnik wyrównania temperatury $a = 0.5 \text{ cm}^2/\text{s}$, można oszacować, że miara grubości płomienia Δ może zmieniać się w granicach 0.02÷1 mm.

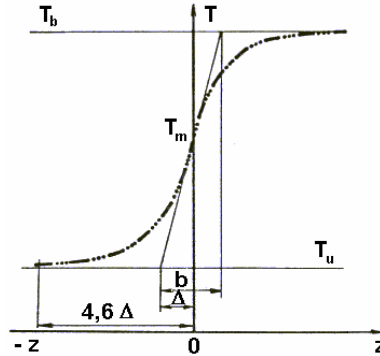
Gaydon i Wolfhard [64] zaproponowali, by obszar podgrzania był ograniczony z jednej strony punktem temperatury zapłonu, a z drugiej arbitralnie wybranym punktem, w którym temperatura osiągnie 1% w stosunku do wzrostu temperatury w obszarze spalania, z czego wynika, że grubość obszaru podgrzania mieszanki według tej definicji wynosi 4.6Δ (rys. 5.27).

Spalding [65] zdefiniował grubość płomienia jako stosunek różnicy temperatury na granicach czoła płomienia ($T_b - T_u$) do maksymalnego gradientu temperatury $(dT/dx)_{\text{max}}$, który występuje w punkcie przegięcia zmierzonego profilu temperatury

$$b = \frac{(T_b - T_u)}{(dT/dx)_{\max}} \quad (5.47)$$

gdzie:

T_b – bezwzględna temperatura spalania,
 T_u – bezwzględna temperatura początkowa,
 $(dT/dx)_{\max}$ – maksymalny gradient temperatury.



Rys. 5.27. Profil temperatury w płomieniu i definicje jego grubości [65]

W niniejszej pracy postanowiono posłużyć się definicją Spaldinga.

Aby obliczyć grubość czoła płomienia b z zależności (5.47), poddano obróbce wyniki pomiarów $T = f(t)$ przedstawione w rozdziale 5.7.2. Na wykresach przedstawiających profile temperatury określano wartość $(dT/dt)_{\max}$ w punkcie przegięcia. Styczna poprowadzona przez punkt przegięcia przecina styczne do początku i końca krzywej $T = f(t)$, wyznaczając czas Δt związany z grubością płomienia b .

Prędkość ruchu cylindrycznego płomienia względem ścianki wynosi

$$\frac{dr}{dt} = u \quad (5.48)$$

$$dr = u dt \quad (5.49)$$

dla przyrostów skończonych

$$\Delta r = u \Delta t \quad (5.50)$$

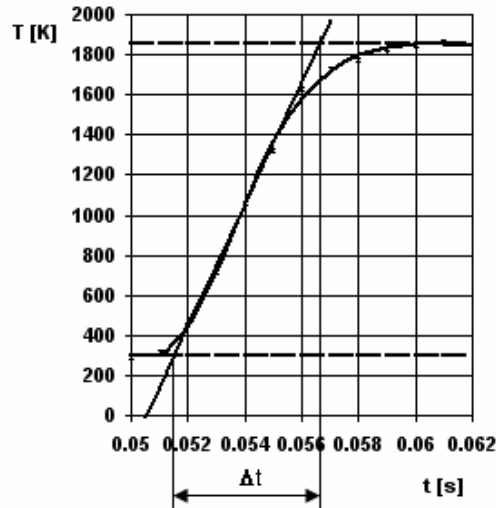
gdzie:

u – prędkość przemieszczania się płomienia w punkcie pomiaru temperatury
(odpowiednio promień 26.5 i 29 mm),

Δt – czas wyznaczony przez styczną (rys. 5.28).

Na rysunku 5.28 przedstawiono przykładowy przebieg profilu temperatury otrzymany z pomiarów w wirującej komorze spalania dla mieszanki metan-powietrze 7.1% CH₄ i prędkości obrotowej $n = 4000$ obr/min ($\omega = 419$ s⁻¹).

Prędkość przemieszczania się płomienia względem ścianek wyznaczano z historii rozwoju spalania filmowanej kamerą video. Na rys. 5.29 pokazano historię przemieszczania się płomienia w wirującej komorze spalania dla mieszanki metan-powietrze 6.3% CH₄ i prędkości obrotowej 3500 obr/min ($\omega = 367$ s⁻¹).



Rys. 5.28. Profil temperatury czoła płomienia na promieniu $r = 26.5$ mm w wirującej komorze spalania dla mieszanki metan-powietrze 7.1% CH₄ i prędkości obrotowej $n = 4000$ obr/min ($\omega = 419$ s⁻¹)

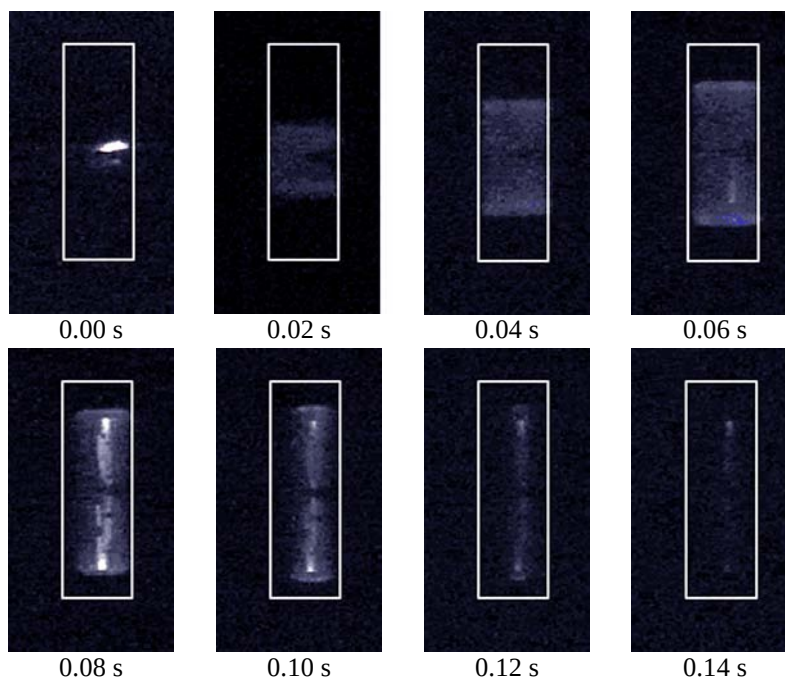
Na rysunku 5.29 widać, że dla czasu $t = 0.08$ s płomień osiągnął promień 26.5 mm, (widać żarzący się czujnik), a po czasie $t = 0.14$ s płomień zgasł.

Rysunki 5.30 i 5.31 przedstawiają promień czoła płomienia dla mieszanki 6.3% CH₄ i prędkości obrotowych $n = 2500 \div 3500$ obr/min ($\omega = 262 \div 367$ s⁻¹) i 7.1% CH₄ i prędkości obrotowych $n = 2500 \div 4500$ obr/min ($\omega = 262 \div 471$ s⁻¹).

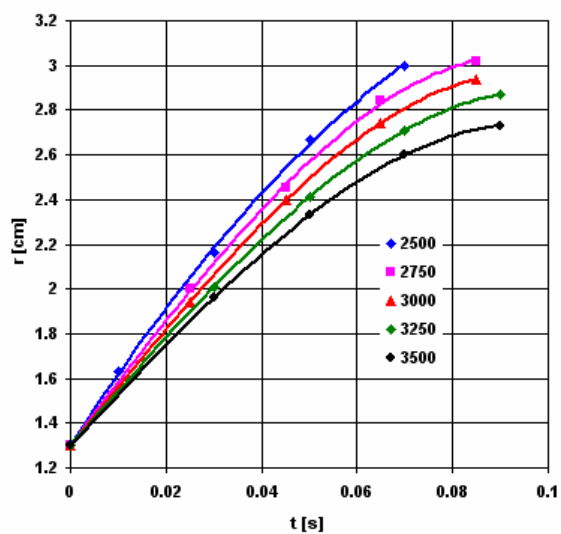
Wykresy przedstawiające zależność zmiany promienia czoła płomienia po obróbce matematycznej posłużyły do obliczenia i wykonania wykresów prędkości czoła płomienia (dr/dt).

Rysunki 5.32 i 5.33 przedstawiają obliczone prędkości czoła płomienia (dr/dt).

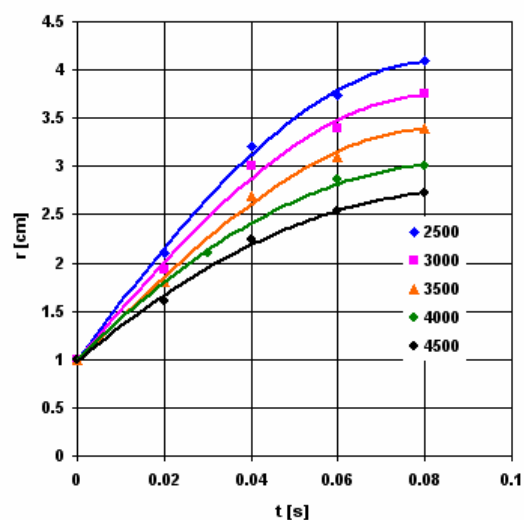
Na podstawie zarejestrowanych profili temperatur i prędkości czoła płomienia obliczono grubości czoła płomienia (rozdział 6.6).



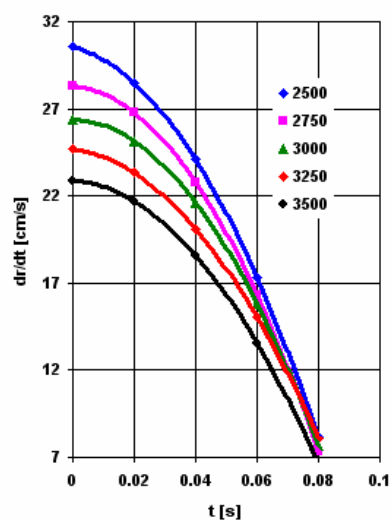
Rys. 5.29. Przeszczanie się czoła płomienia w wirującej cylindrycznej komorze spalania dla mieszanki metan-powietrze 6.3% CH_4 i prędkości obrotowej 3500 obr/min ($\omega = 367 \text{ s}^{-1}$)



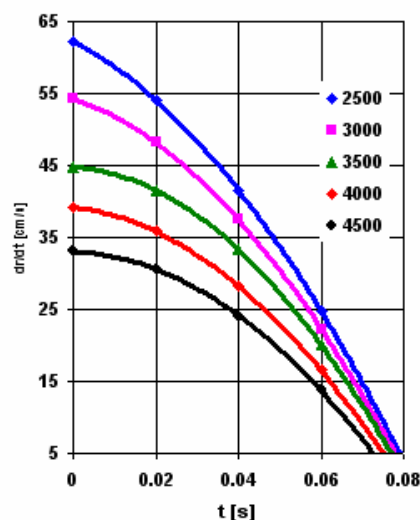
Rys. 5.30. Promień czoła płomienia r w funkcji czasu dla mieszanki metan-powietrze 6.3% CH_4 i szybkości obrotowej $n = 2500\div 3500$ obr/min ($\omega = 262\div 367 \text{ s}^{-1}$)



Rys. 5.31. Promień czoła płomienia r w funkcji czasu dla mieszanki metan-powietrze 7.1% CH_4 i szybkości obrotowej $n = 2500 \div 4500$ obr/min ($\omega = 262 \div 471 \text{ s}^{-1}$)



Rys. 5.32. Prędkość czoła płomienia (dr/dt) w funkcji czasu dla mieszanki metan-powietrze 6.3% CH_4 i prędkości obrotowej $n = 2500 \div 3500$ obr/min ($\omega = 262 \div 367 \text{ s}^{-1}$)

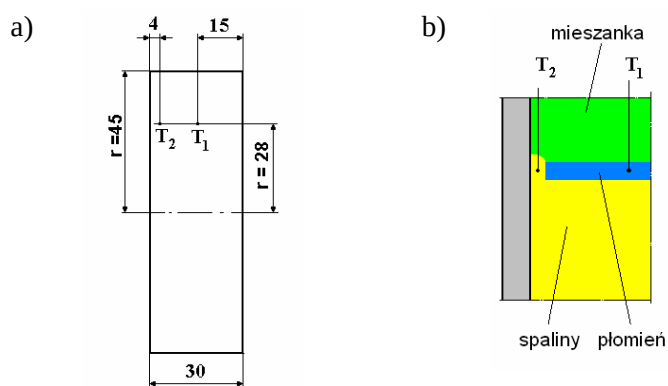


Rys. 5.33. Prędkość czoła płomienia (dr/dt) w funkcji czasu dla mieszanki metan-powietrze 7.1% CH_4 i prędkości obrotowej $n = 2500\div 4500$ obr/min ($\omega = 262\div 471$ s⁻¹)

5.7.4. Pomiar miejscowej temperatury płomienia i spalin w wirującej komorze spalania

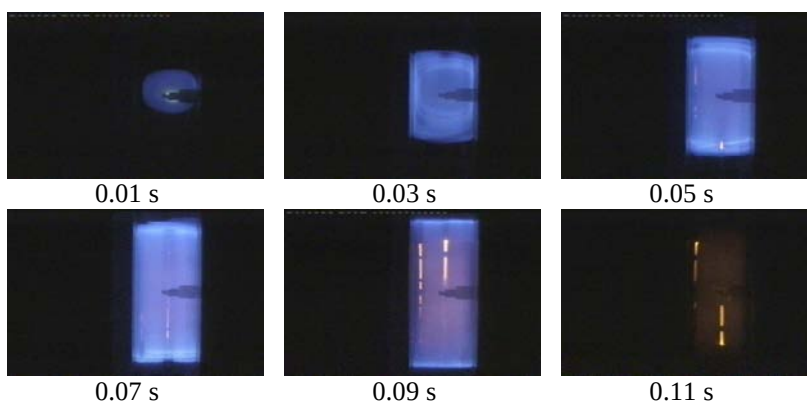
W badaniu tym poszukiwano odpowiedzi na pytanie, czy po lokalnym zgaszeniu płomienia przy ścianie wystudzone spaliny z warstwy przyściennej przedostają się przed czoło płomienia.

Pomiary miejscowej temperatury płomienia (T_1) i spalin (T_2) w czasie gaszenia płomienia wykonano podczas specjalnej serii pomiarowej na stanowisku opisanym w rozdziale 4.5 (rys. 4.6). Czujnik pomiaru temperatury gaszonego płomienia był umieszczony w połowie szerokości komory, a czujnik pomiaru temperatury spalin przy ścianie bocznej (rys. 5.34). Ich lokalizacja na promieniu 28 mm została wybrana w oparciu o wstępne eksperymenty wykonane wcześniej (dla danego składu i prędkości obrotowej określono promień, na którym płomień był gaszony). Badania przeprowadzono w komorze spalania o średnicy wewnętrznej 90 mm i długości 30 mm (rys. 5.38) dla mieszanki propan-powietrze o składzie 3.0% C_3H_8 i prędkościach obrotowych 1000 i 4400 obr/min ($\omega = 104.7$ i 460.8 s⁻¹).

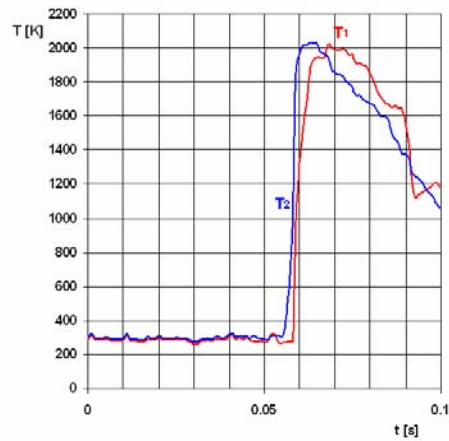


Rys. 5.34. Pomiaru temperatur: a) usytuowanie czujników T_1 – płomienia i T_2 – spalin w komorze spalania, b) przepływ spalin przy ścianie

Eksperymenty prowadzono w warunkach, w których ostatnie stadium gaszenia płomienia odbywało się w pobliżu czujnika T_1 . W niektórych z tych eksperymentów płomień dochodził do czujnika (rys. 5.40), a w innych gasł tuż przed czujnikiem (rys. 5.38). Analiza danych eksperymentalnych obejmowała przegląd zapisów temperatury i zarejestrowanych obrazów filmowych.

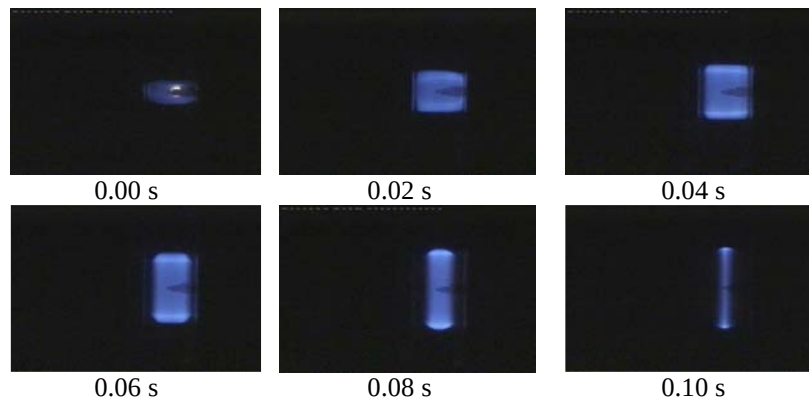


Rys. 5.35. Rozprzestrzenianie się płomienia w wirującej komorze spalania. Mieszanka propan-powietrze 3.0% C_3H_8 . Prędkość obrotowa 1000 obr/min ($\omega = 104.7 \text{ s}^{-1}$)

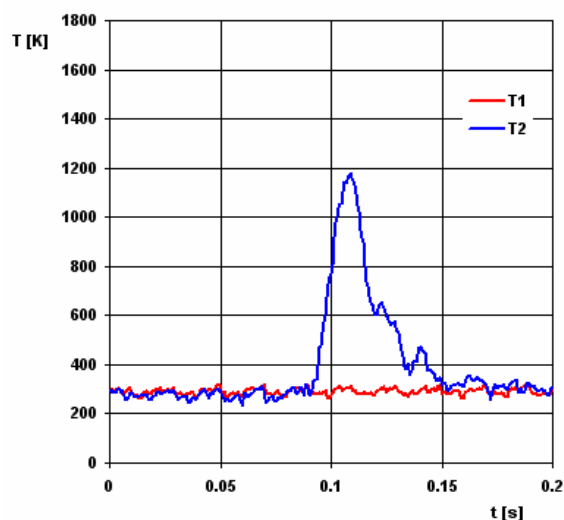


Rys. 5.36. Zarejestrowane profile temperatury w wirującej komorze spalania o średnicy 90 mm, długości 30 mm, mieszanka propan-powietrze 3.0% C_3H_8 , prędkość obrotowa 1000 obr/min ($\omega = 104.7 \text{ s}^{-1}$)
 T_1 – czujnik w połowie długości komory, T_2 – czujnik w odległości 4 mm od ścianki

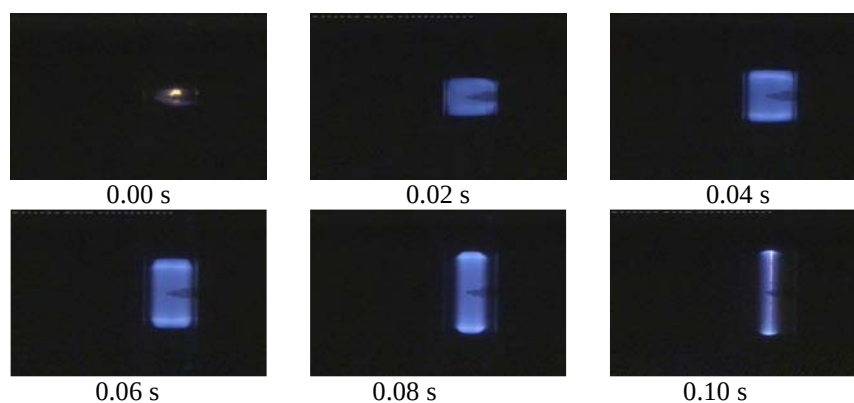
Na rysunku 5.35 przedstawiono przebieg rozprzestrzeniania się płomienia w wirującej komorze spalania wypełnionej mieszanką propan-powietrze 3.0% C_3H_8 przy prędkości obrotowej 1000 obr/min, a na rysunku 5.36 zmiany temperatur czoła płomienia na promieniu 28 mm w środku komory i w odległości 4 mm od ścianki bocznej. Płomień rozprzestrzeniał się całą szerokością komory, osiągając promień komory (45 mm) – nie następowało gaszenie płomienia, płomień i spaliny w sposób prawie równoczesny (identyczny) przekroczyły promień 28 mm.



Rys. 5.37. Rozprzestrzenianie się i gaszenie płomienia w wirującej komorze spalania. Mieszanka propan-powietrze 3.0% C_3H_8 . Prędkość obrotowa 4400 obr/min ($\omega = 460.8 \text{ s}^{-1}$)



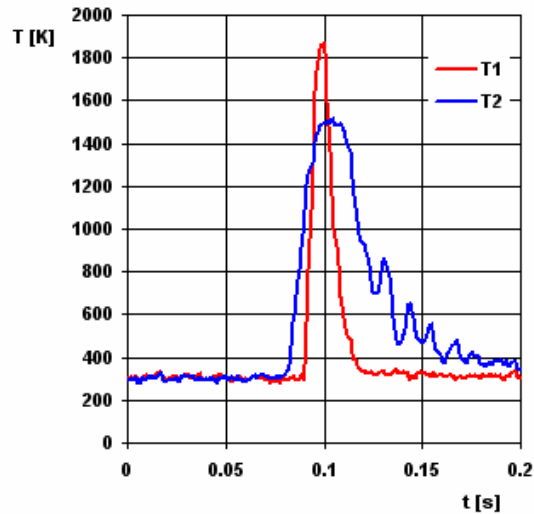
Rys. 5.38. Zapis temperatur płomienia T_1 i spalin T_2 na promieniu 28 mm. Mieszanka propan-powietrze 3.0% C_3H_8 . Prędkość obrotowa 4400 obr/min ($\omega = 460.8 \text{ s}^{-1}$), T_1 – czujnik w połowie długości komory, T_2 – czujnik w odległości 4 mm od ścianki



Rys. 5.39. Rozprzestrzenianie się i gaszenie płomienia w wirującej komorze spalania. Mieszanka propan-powietrze 3.0% C_3H_8 . Prędkość obrotowa 4400 obr/min ($\omega = 460.8 \text{ s}^{-1}$)

Na rysunkach 5.37 i 5.39 pokazano zarejestrowane kolejne fazy rozprzestrzeniania i gaszenia płomienia w wirującej komorze spalania na granicy gaszenia 4400 obr/min ($\omega = 460.8 \text{ s}^{-1}$), a na rysunkach 5.38 i 5.40 odpowiadające im wyniki pomiarów temperatur płomienia i spalin.

W przypadku pokazanym na rysunku 5.37 i 5.38 płomień zgaśł, nie osiągając promienia 28 mm, spaliny doszły i przekroczyły promień 28 mm.



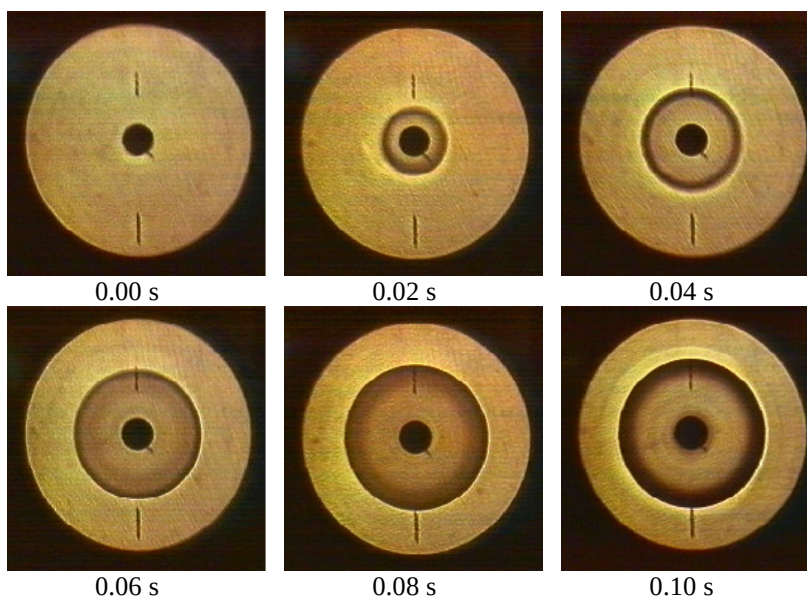
Rys. 5.40. Zapis temperatur płomienia T_1 i spalin T_2 na promieniu 28 mm. Mieszanka propan-powietrze 3.0% C_3H_8 . Prędkość obrotowa 4400 obr/min ($\omega = 460.8 \text{ s}^{-1}$)

Dla przypadku przedstawionego na rysunku 5.39 i 5.40 płomień zgaśł, dochodząc częściowo do promienia 28 mm, a spaliny doszły i przekroczyły promień 28 mm.

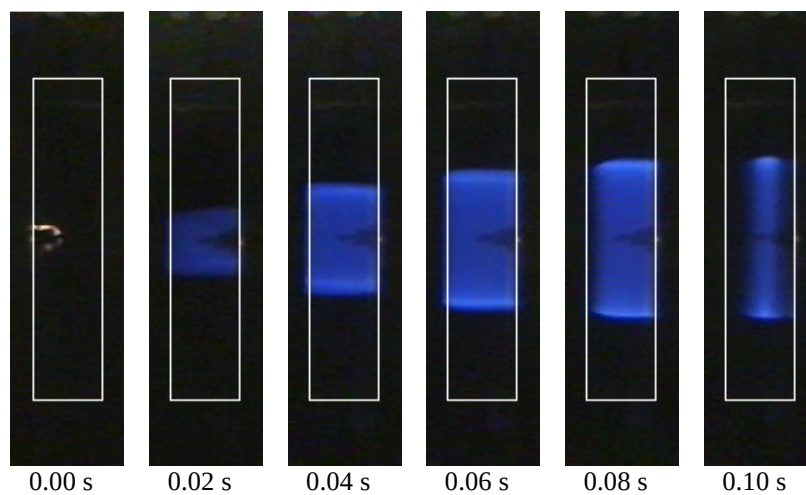
5.8. Badania rozprzestrzeniania się płomienia w wirującej komorze spalania przy wykorzystaniu metody cieniowej

W przeprowadzonych wcześniej eksperymentach fotografowano płomień metodą bezpośrednią w świetle własnym. Stwierdzono, że płomień zainicjowany iskrą elektryczną w osi wirowania komory rozprzestrzenia się najpierw symetrycznie wąską ścieżką wzdłuż osi do ścianki przedniej i tylnej, a następnie propaguje w kierunku promieniowym jako powierzchnia cylindryczna. Kiedy płomień rozprzestrzenia się promieniowo, zarówno on jak i gazy spalinowe mają kontakt z zimnymi ściankami cylindra – przednią i tylną. Spaliny przylegające do ścianek ulegają ochłodzeniu i pod wpływem siły odśrodkowej mają tendencję do przemieszczania się przed czoło płomienia do niespalonej mieszanki. Gdy płomień przy ścianie lokalnie zaniknie, ochłodzone spaliny przedostają się przed krawędź płomienia, co powoduje zubożenie mieszanki postępujące od ścianek bocznych (przedniej i tylnej) do środka komory i dalsze gaszenie płomienia.

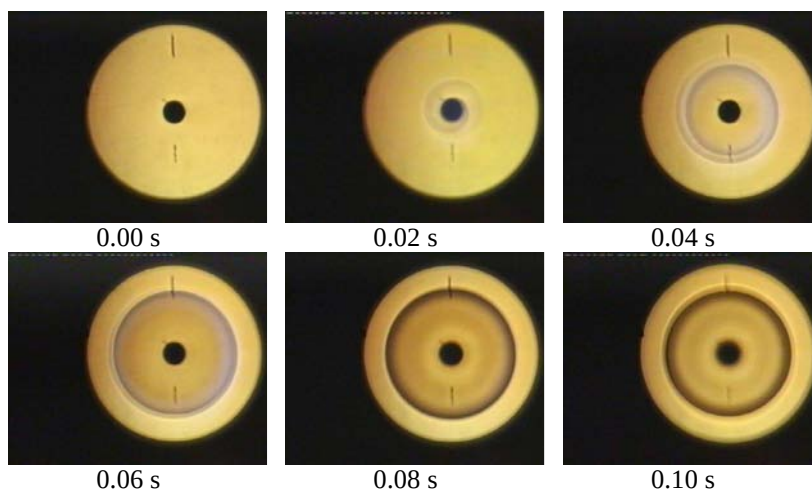
Więcej informacji uzyskano, stosując fotografowanie metodą cieniową na stanowisku opisanym w rozdziale 4.10, rys. 4.14.



Rys. 5.41. Kolejne klatki filmu video obrazu cieniowego rozprzestrzeniania się płomienia w wirującej komorze spalania. Mieszanka propan-powietrze 3.8% C_3H_8 , prędkość obrotowa 5000 obr/min. Czas ekspozycji 1/250 s



Rys. 5.42. Kolejne klatki filmu video obrazu w widoku z boku rozprzestrzeniania się płomienia w wirującej komorze spalania. Mieszanka propan-powietrze 3.8% C_3H_8 , prędkość obrotowa 5000 obr/min. Czas ekspozycji 1/75 s



Rys. 5.43. Kolejne klatki filmu video obrazu cieniowego rozprzestrzeniania się płomienia w wirującej komorze spalania. Mieszanka propan-powietrze 3.8% C_3H_8 , prędkość obrotowa 6000 obr/min. Czas ekspozycji 1/75 s

Przykładowy przebieg procesu zilustrowano zdjęciami cieniowymi na rysunku 5.41 i 5.43 (obraz cieniowy zarejestrowano kamerą szybką Redlake) i zdjęciami (bezpośrednimi) w świetle własnym w ujęciu bocznym na rysunku 5.42 (obraz boczny uzyskany cyfrową kamerą video).

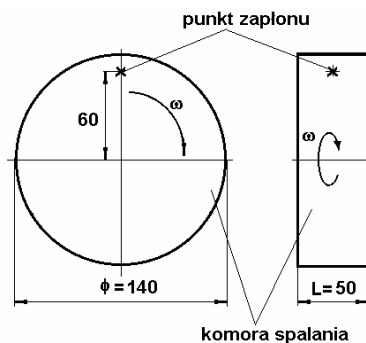
Metoda cieniowa pozwoliła na ujawnienie pewnych nowych zjawisk, których nie zaobserwowano przy stosowaniu fotografii bezpośredniej. Stwierdzono przede wszystkim, że część gazów o gęstości różnej od gęstości świeżej mieszanki przepływa promieniowo przed i za czoło płomienia. Na filmie ekspozowanym w zwolnionym tempie zaobserwowano także, że spaliny z centralnej części komory spalania, w przeciwieństwie do świeżej mieszanki palnej, znajdują się w ruchu promieniowym względem ścianek komory. Można spodziewać się, że zjawisko to występuje pod wpływem działania sił odśrodkowych. Z obserwacji tych wynika, że w dalszych rozważaniach ruch promieniowy spalin powinien być uwzględniany w obliczeniach wymiany ciepła do ścianek komory. W wirującej zamkniętej cylindrycznej komorze spalania rozprzestrzenianie się widzialnego płomienia jest połączonym efektem laminarnej prędkości spalania i ekspansji gorących spalin. Ta ekspansja spalin jest czynnikiem, który powoduje, że analiza mechanizmu gaszenia jest trudna.

5.9. Rozprzestrzenianie się płomienia w wirującej komorze spalania przy zapłonie inicjowanym z dala od osi komory spalania

5.9.1. Zapłon przy cylindrycznej ścianie bocznej

W celu lepszego zrozumienia i analizy zjawisk towarzyszących przepływowi gorących spalin wykonano eksperymenty, w których punkt zapłonu przeniesiony był z osi wirowania ku ścianie cylindrycznej komory spalania

Przedstawione wyniki badań dotyczyły rozprzestrzeniania i gaszenia płomienia przy zapłonie centralnym (w osi wirowania). Inaczej zachowuje się płomień przy zapłonie inicjowanym z dala od osi wirowania (przy ścianie cylindrycznej) rys. 5.44.



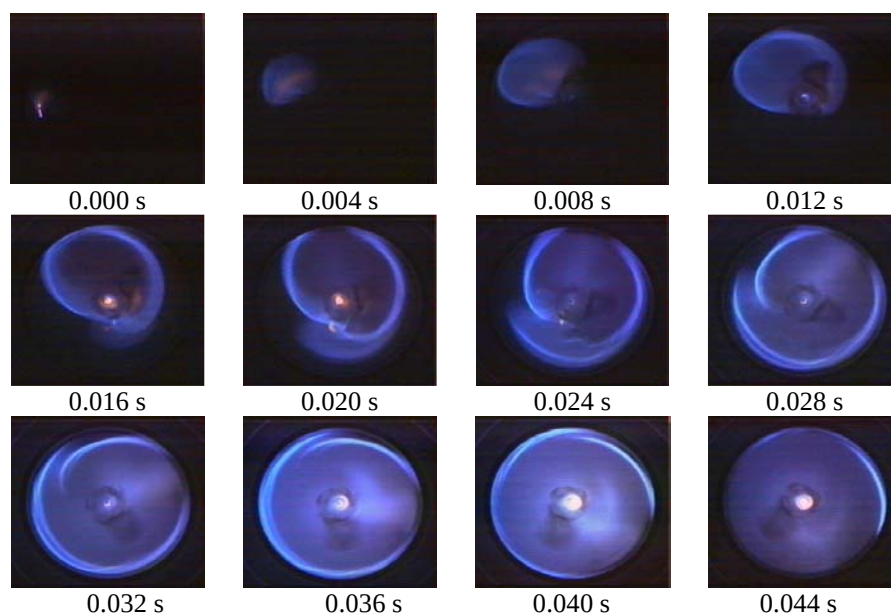
Rys. 5.44. Zapłon inicjowany w odległości 60 mm od osi wirowania (w pobliżu ścianki bocznej cylindrycznej) komory spalania

5.9.2. Wyniki pomiarów

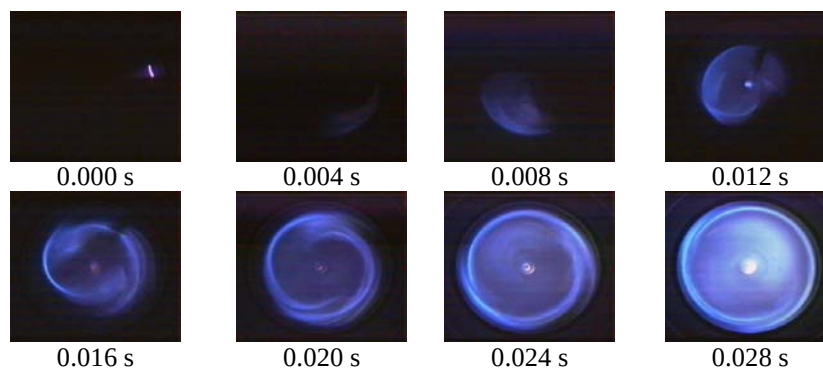
Badania rozprzestrzeniania się płomienia w wirującej cylindrycznej komorze spalania z zapłonem przy ścianie bocznej wykonano dla zamkniętej komory o średnicy 140 mm i długości 50 mm. Umieszczenie punktu zapłonu przedstawiono na rys. 5.44.

Eksperymenty wykonano dla bogatych mieszanek propan-powietrze o składzie 4.4% C_3H_8 i prędkości obrotowych 1000 do 5000 obr/min.

Rysunki 5.45÷5.47 przedstawiają historie rozprzestrzeniania się płomienia dla zapłonu przy ścianie komory, przy spalaniu mieszanki propan-powietrze o składzie 4.4% C_3H_8 i prędkości obrotowej 1000, 3000 i 5000 obr/min (rejestrację obrazów wykonano kamerą szybką 250 klatek na sekundę, czas 1/250 s).

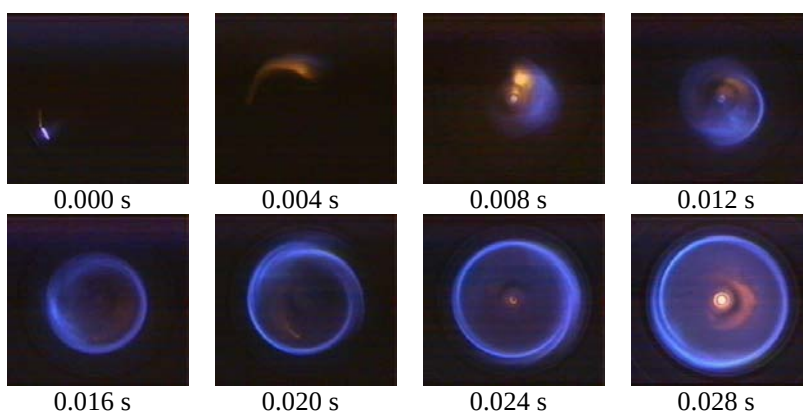


Rys. 5.45. Historia spalania w wirującej cylindrycznej komorze spalania o średnicy 140 mm i długości 50 mm z zapłonem przy ścianie bocznej dla mieszanki propan-powietrze 4.4% C_3H_8 i prędkości obrotowej 1000 obr/min ($\omega = 104 \text{ s}^{-1}$)



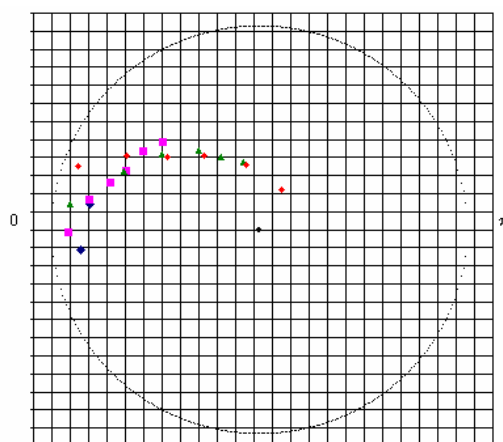
Rys. 5.46. Historia spalania w wirującej cylindrycznej komorze spalania o średnicy 140 mm i długości 50 mm z zapłonem przy ścianie bocznej dla mieszanki propan-powietrze 4.4% C_3H_8 i prędkości obrotowej 3000 obr/min ($\omega = 314 \text{ s}^{-1}$)

Analizując kolejne klatki filmu video, można zauważyć, że płomień zainicjowany przy ścianie cylindrycznej komory spalania zaczyna rozprzestrzeniać się po linii spiralnej zbieżnej do środka komory, rozszerzając się jednocześnie na boki. Po dojściu w pobliże osi wirowania komory płomień rozprzestrzenia się dalej, tak jak przy zapłonie centralnym.

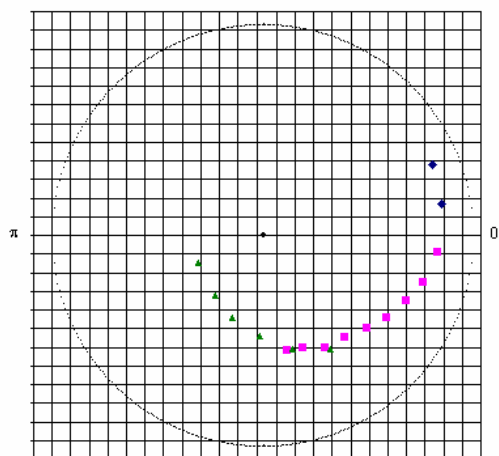


Rys. 5.47. Historia spalania w wirującej cylindrycznej komorze spalania o średnicy 140 mm i długości 50 mm z zapłonem przy ścianie bocznej dla mieszanki propan-powietrze 4.4% C_3H_8 i prędkości obrotowej 5000 obr/min ($\omega = 524 \text{ s}^{-1}$)

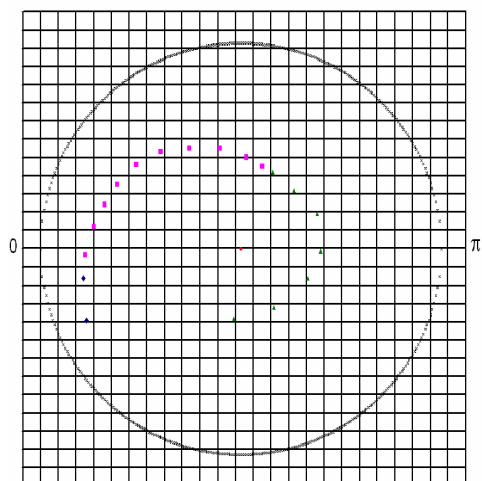
Na podstawie sfilmowanych historii określano położenie toru, po którym poruszał się geometryczny środek płomienia, od momentu zapłonu do stanu, gdy przybierał kształt powierzchni walcowej współosiowej z osią wirowania komory. Przykładowe przebiegi dla prędkości obrotowych 1000÷5000 obr/min przedstawiają rysunki 5.48÷5.50. W rzucie na płaszczyznę daje to fragment spirali (dla każdej klatki punkty geometrycznego środka osi płomienia oznaczono tym samym kolorem).



Rys. 5.48. Położenia osi płomienia w wirującej komorze spalania $\phi 140$, $L = 50 \text{ mm}$ z zapłonem inicjowanym przy ścianie bocznej cylindrycznej komory spalania dla mieszanki propan-powietrze 4.4% C_3H_8 i prędkości obrotowej 1000 obr/min ($\omega = 104 \text{ s}^{-1}$)



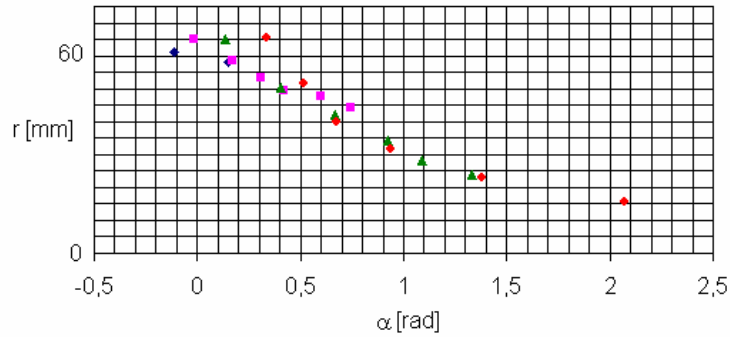
Rys. 5.49. Położenia osi płomienia w wirującej komorze spalania o średnicy 140 mm i długości 50 mm z zapłonem inicjowanym przy ścianie bocznej cylindrycznej komory spalania dla mieszanki propan-powietrze 4.4% C_3H_8 i prędkości obrotowej 3000 obr/min ($\omega = 314 \text{ s}^{-1}$)



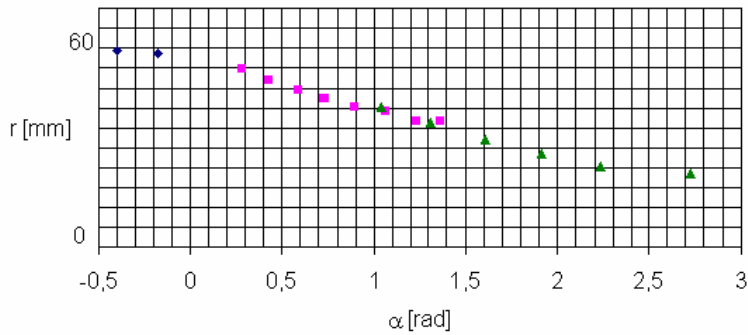
Rys. 5.50. Położenia osi płomienia w wirującej komorze spalania o średnicy 140 mm i długości 50 mm z zapłonem inicjowanym przy ścianie bocznej cylindrycznej komory spalania dla mieszanki propan-powietrze 4.4% C_3H_8 i prędkości obrotowej 5000 obr/min ($\omega = 524 \text{ s}^{-1}$)

Na podstawie rysunków 5.48÷5.50 wykonano wykresy położenia kolejnych punktów geometrycznego środka płomienia jako funkcji promienia r od współrzędnej kątowej α i przedstawiono to na rysunkach 5.51÷5.53.

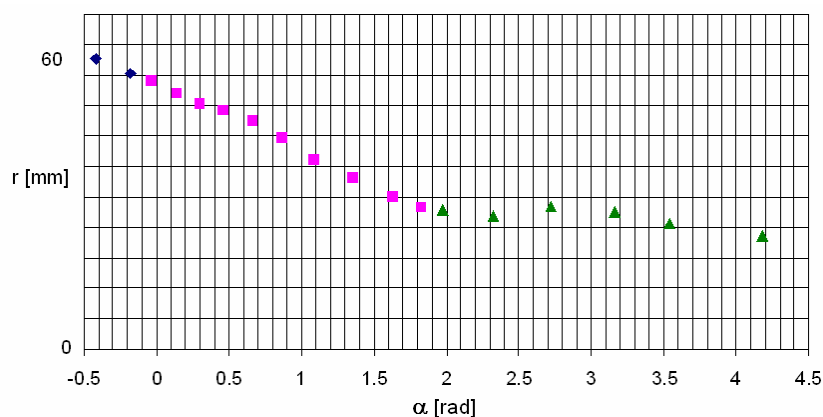
W analizie wyników przedstawiono zależność opisującą tor środka geometrycznego osi płomienia dla prędkości obrotowych 104, 314 i 524 s⁻¹ w funkcji czasu.



Rys. 5.51. Położenia osi płomienia jako funkcja $r = f(\alpha)$ w wirującej komorze spalania o średnicy 140 mm i długości 50 mm z zapłonem inicjowanym przy ścianie bocznej cylindrycznej komory spalania dla mieszanki propan-powietrze 4.4% C₃H₈ i prędkości obrotowej 1000 obr/min ($\omega = 104 \text{ s}^{-1}$)



Rys. 5.52. Położenia osi płomienia jako funkcja $r = f(\alpha)$ w wirującej komorze spalania o średnicy 140 mm i długości 50 mm z zapłonem inicjowanym przy ścianie bocznej cylindrycznej komory spalania dla mieszanki propan-powietrze 4.4% C₃H₈ i prędkości obrotowej 3000 obr/min ($\omega = 314 \text{ s}^{-1}$)



Rys. 5.53. Położenia osi płomienia jako funkcja $r = f(\alpha)$ w wirującej komorze spalania o średnicy 140 mm i długości 50 mm z zapłonem inicjowanym przy ścianie bocznej cylindrycznej komory spalania dla mieszanki propan-powietrze 4.4% C_3H_8 i prędkości obrotowej 5000 obr/min ($\omega = 524 \text{ s}^{-1}$)

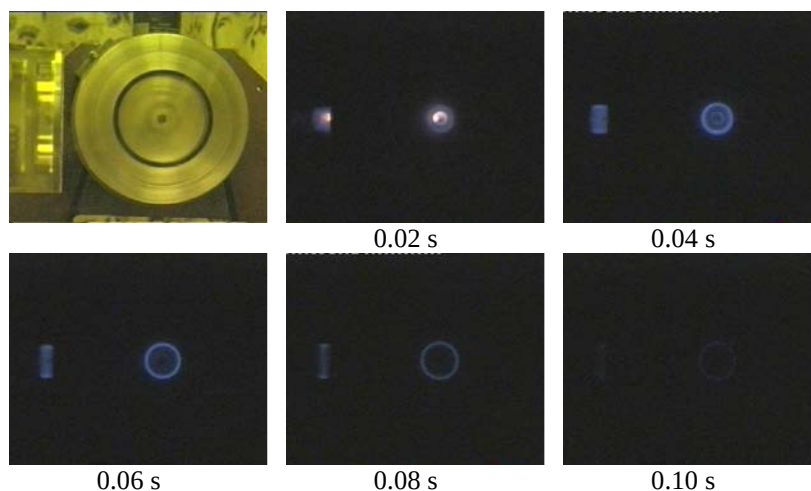
5.10. Mechanizm rozprzestrzeniania się i gaszenia płomienia w otwartej komorze przy stałym ciśnieniu ($p = \text{const}$)

5.10.1. Wyniki pomiarów

Badania przeprowadzone w wirującej otwartej cylindrycznej komorze spalania, opisanej w rozdziale 4.7 (rys. 4.11), miały na celu pogłębienie analizy wpływu przepływu ochłodzonych spalin na mechanizm gaszenia płomienia. Dzięki tym badaniom możliwe stało się rozszerzenie analizy oddziaływania strat ciepła na czoło rozprzestrzeniającego się płomienia, opisano to w rozdziale 6.9.

Przykładowy przebieg procesu rozprzestrzeniania się płomienia i jego gaszenia przedstawiono przykładowo na rys. 5.54 dla mieszanki metan-powietrze o koncentracji 8.45% CH_4 .

Na kolejnych klatkach widać promieniowe rozprzestrzenianie się płomienia w postaci cylindrycznej powierzchni w kierunku zwiększonych sił odśrodkowych. Płomień w momencie zapłonu ma pewien minimalny promień, który wynosi ok. 10÷12 mm i prawie natychmiast przyjmuje cylindryczny kształt. Przylepiona folia zamykająca objętość komory odkleja się, gdy przyrost ilości spalin powoduje wzrost ciśnienia. Po odklejeniu się folii centralna część komory spalania zostaje połączona z otoczeniem. Od tego momentu płomień rozprzestrzenia się swobodnie w kierunku promieniowym, zachowując swój regularny walcowy kształt o tworzącej równoległej do osi wirowania. Prędkość rozprzestrzeniania stopniowo maleje aż do zgaśnięcia płomienia. Płomień nie osiąga ścianki cylindrycznej.



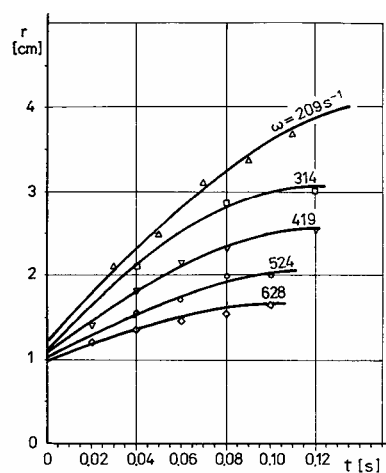
Rys. 5.54. Historia rozprzestrzeniania płomienia i proces gaszenia w wirującej otwartej komorze o wysokości cylindra 20 mm; mieszanka metan-powietrze o zawartości 8.45% CH_4 ; prędkość kątowna $\omega = 524 \text{ s}^{-1}$; czas ekspozycji 1/50 s

Na podstawie rys. 5.54 wykonano wykresy zależności promienia r rozprzestrzeniającego się płomienia od czasu t dla różnych prędkości kątowych ω (rys. 5.55). Im większa prędkość obrotowa komory spalania, tym mniejsza jest prędkość rozprzestrzeniania się płomienia (wyrażana nachyleniem krzywych) i mniejszy jest promień gaszenia płomienia r_{cr} .

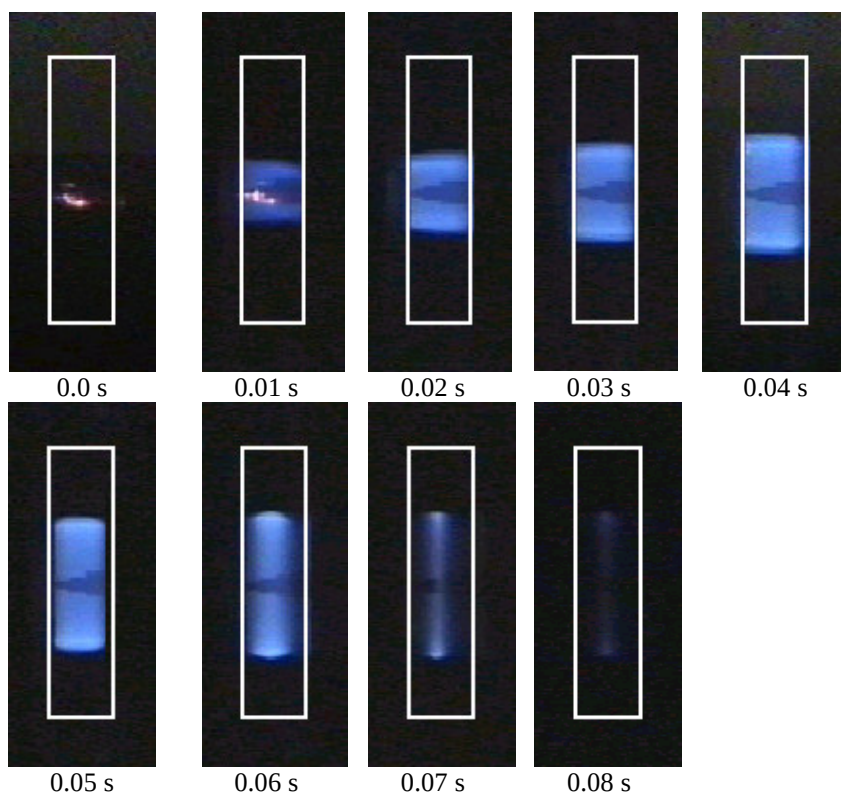
W początkowym stadium rozprzestrzeniania się płomienia w polu powiększającego się wraz ze wzrostem promienia przyspieszenia dośrodkowego prędkość rozprzestrzeniania się płomienia jest bliska prędkości spalania laminarnego. Podczas dalszego rozwoju procesu płomień jest lokalnie gaszony w pobliżu ścianek i prędkość rozprzestrzeniania się znacznie spada, aż do momentu gdy w końcu płomień zostanie zgaszony całkowicie. Proces gaszenia płomienia zawsze zaczyna się przy ściankach prostopadłych do osi wirowania. Lokalne gaszenie płomienia zmienia warunki rozprzestrzeniania się płomienia między ściankami.

W celu otrzymania szerszego zakresu danych eksperymentalnych procesu gaszenia płomienia przeprowadzono również badania dla mieszanek propan-powietrze o składach od ubogich do stechiometrycznej, przy której występuje maksymalna prędkość laminarnego spalania. Oprócz badań w komorze o średnicy 90 mm wykonano również badania w komorze o średnicy 140 mm, co umożliwiała obserwacje gaszenia płomienia przy mniejszych prędkościach kątowych.

Na rysunku 5.56 przedstawiono przykładowo historię rozprzestrzeniania się i gaszenia płomienia, w tej samej komorze, dla mieszanki propan-powietrze o składzie 3.75% C_3H_8 .

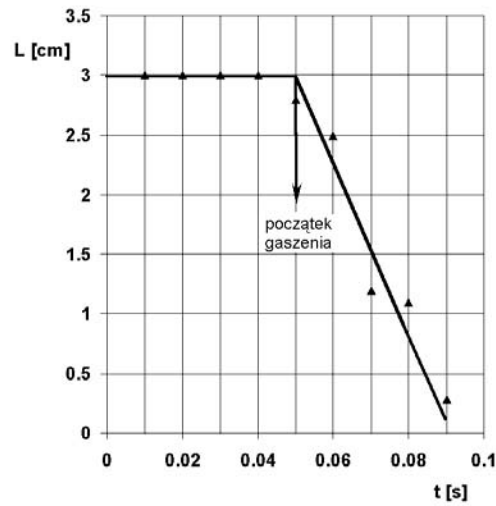


Rys. 5.55. Zależność promienia czoła płomienia r od czasu t dla mieszanki palnej metan-powietrze o zawartości 8.45% CH_4 i różnych wartościach prędkości kątowych

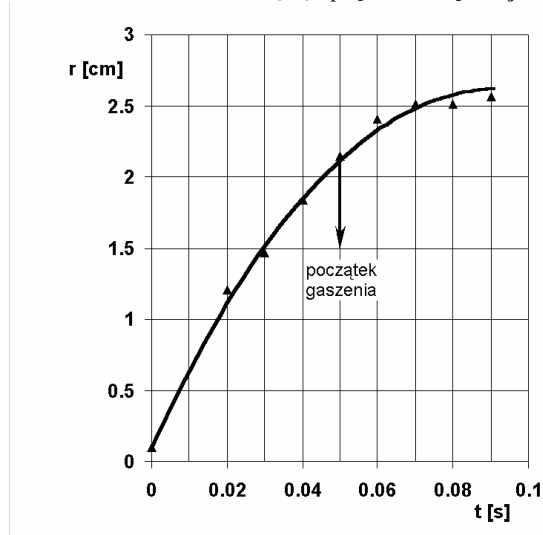


Rys. 5.56. Przebieg procesu spalania mieszanki propanu z powietrzem (o składzie 3.75% C_3H_8) w wirującej wentylowanej (otwartej) komorze o średnicy 90 mm i długości 20 mm, prędkość kątowa $\omega = 628 \text{ s}^{-1}$. Migawka 1/50 s.

Kolejne klatki filmu z widokiem bocznym płomienia zostały użyte do wyznaczenia wykresu funkcji $r = f(\tau)$ i $L = \varphi(\tau)$ (rys. 5.57 i 5.58), gdzie r jest promieniem osiągniętym przez czoło płomienia, L szerokością płomienia i τ czasem.



Rys. 5.57. Długość L płomienia w funkcji czasu spalania τ dla mieszanki propan-powietrze o składzie 3.75% C_3H_8 i prędkości kątowej $\omega = 628 \text{ s}^{-1}$ [52]



Rys. 5.58. Promień r czoła płomienia w funkcji czasu spalania τ dla mieszanki propan-powietrze o składzie 3.75% C_3H_8 i prędkości kątowej $\omega = 628 \text{ s}^{-1}$ [52]

W punkcie, w którym szybkość przemieszczania się płomienia spada do zera, płomień gaśnie.

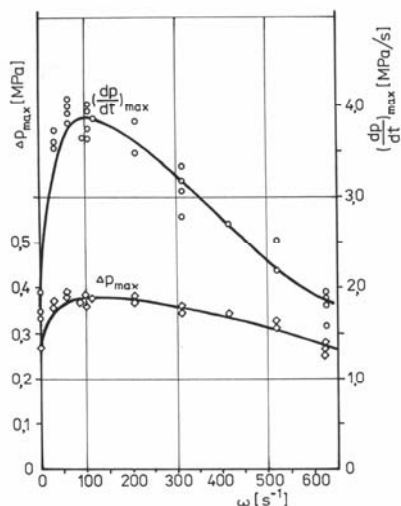
6. ANALIZA WYNIKÓW BADAŃ

6.1. Zamknięta komora spalania

W mieszance gazowej wirującej wraz z zamkniętą komorą spalania zapalony płomień w jej środku najpierw rozprzestrzenia się wzdłuż osi obrotu, a po osiągnięciu ścianek bocznych kontynuuje ekspansję w kierunku promieniomym. Płomień rozprzestrzenia się w kierunku obszaru, gdzie działają coraz większe siły odśrodkowe, prędkość jego rozprzestrzeniania się stopniowo maleje i jest on gaszony przed dotarciem do ścianki cylindrycznej komory (rys. 5.10).

Początkowo sądzono, że przyczyną spadku prędkości jest to, iż rozprzestrzeniający się cylindrycznie płomień jest początkowo wypukły (co wynika ze niestabilności Landau'a-Darrieus'a) [71]. Przy wzroście wpływu sił odśrodkowych jego kształt staje się cylindryczny, a przebieg tych zmian jest zależny od prędkości kątowej mieszanki i jej składu.

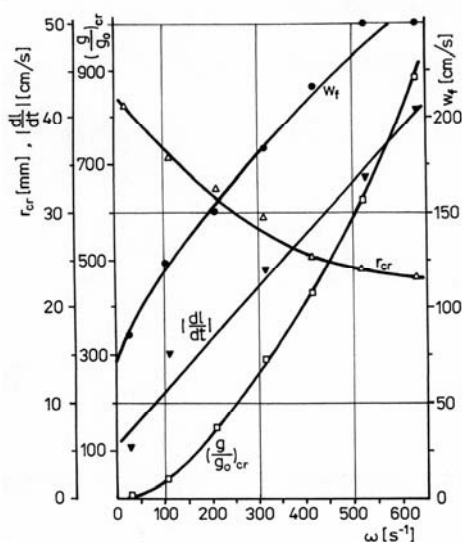
Dalsze obserwacje i analizy zweryfikowały ten pogląd i za przyczynę spadku prędkości uznano powstanie przepływów przed i za płomieniem, warstw Ekmana, wywołanych ochłodzonymi przy ścianie spalinami. Można więc uznać, że główną przyczyną spadku prędkości są straty ciepła w warstwach Ekmana.



Rys. 6.1. Zmiana maksymalnego ciśnienia $\Delta p_{\max}$ i maksymalnej szybkości przyrostu ciśnienia $(dp/dt)_{\max}$ w funkcji prędkości kątowej ω dla mieszanki metan-powietrze 6.3% CH₄ [48]

Na rysunku 6.1 przedstawiono maksymalne wartości ciśnienia Δp_{max} i maksymalne szybkości przyrostu ciśnienia $(dp/dt)_{max}$ dla mieszanki 6.3% CH_4 w funkcji prędkości kątowej ω . Maksymalna szybkość przyrostu ciśnienia $(dp/dt)_{max}$ była zawsze wyższa dla płomienia rozprzestrzeniającego się w polu sił odśrodkowych niż dla płomienia w nieruchomej komorze spalania (rozdz. 5.2, rys. 5.15).

Na rysunku 6.2 pokazano zmianę promienia r_{cr} , przy którym zaczyna się gaszenie płomienia, osiową prędkość rozprzestrzeniania się płomienia w_f , osiową prędkość gaszenia płomienia (dl/dt) i przyspieszenia promieniowego przy promieniu gaszenia $(g/g_0)_{cr}$, w funkcji prędkości kątowej ω . Promień krytyczny r_{cr} maleje wraz ze wzrostem prędkości obrotowej ω . Prędkości osiowe rozprzestrzeniania się płomienia w_f i gaszenia płomienia (dl/dt) rosną w funkcji prędkości kątowej ω . Przyspieszenie promieniowe $(g/g_0)_{cr}$ przy promieniu gaszenia r_{cr} również rośnie w funkcji prędkości kątowej ω .

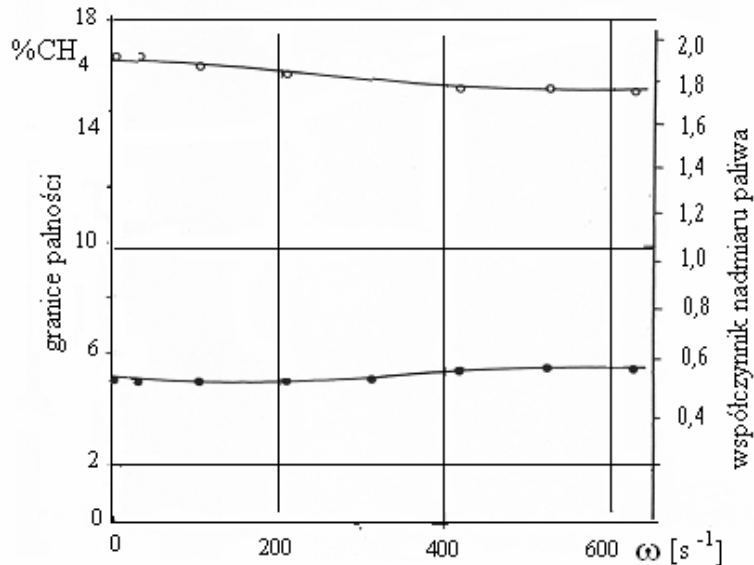


Rys. 6.2. Zmiana promienia, przy którym zaczyna się gaszenie płomienia r_{cr} , osiowej prędkości rozprzestrzeniania się płomienia w_f , osiowej prędkości gaszenia płomienia (dl/dt) i przyspieszenia promieniowego przy promieniu gaszenia $(g/g_0)_{max}$, w funkcji prędkości kątowej ω dla mieszanki metan-powietrze 6.3% CH_4 [48]

Stwierdzono, że osiowo-symetryczne rozprzestrzenianie się płomieni zachodzi przy prędkościach kątowych powyżej $\omega = 31.4 \text{ s}^{-1}$ ($n = 300 \text{ obr/min}$) i im wyższa jest prędkość kątowa, tym mniejszy jest promień powierzchni cylindrycznego płomienia, a większe są prędkości rozprzestrzeniania się płomienia wzdłuż osi obrotów komory oraz prędkość gaszenia płomienia (przy zmniejszaniu szerokości płomienia).

Na rysunku 6.3 przedstawiono wpływ szybkości wirowania komory na granice palności. Zwiększenie prędkości kątowej najpierw nieznacznie rozszerza, a potem redukuje zakres granic palności.

Płomienie rozprzestrzeniające się w ubogich mieszankach przy wysokich obrotach są szybko gaszone, co nie pozwala na spalenie całej objętości mieszanki zawartej w komorze spalania. Gdy mieszanka jest uboga lub szybkość obrotowa jest wyższa, to rozpoczęcie procesu gaszenia płomienia zostaje przyspieszone.



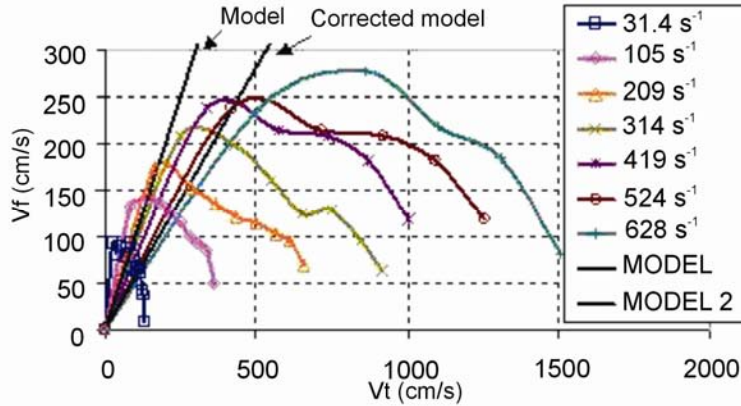
Rys. 6.3. Zmiana dolnej i górnej granicy palności dla mieszanek metan-powietrze w zależności od szybkości wirowania

6.2. Korelacja wyników badań z modelem początkowego rozwoju płomienia

Analityczne rozwiązanie równania (5.12) przedstawionego w teoretycznym modelu rozprzestrzeniania płomienia (rozdz. 5.3) porównano z wynikami eksperymentalnymi komory spalania o średnicy 90 mm i długości 100 mm dla mieszanki metan-powietrze o składzie 6.3% CH₄ i szybkości wirowania od 300 do 6000 obr/min [49].

W równaniu (5.12) przyjęto na podstawie eksperymentu jako stan odniesienia (promień i czas) jądro płomienia, którego objętość jest taka sama jak płomienia kulistego o promieniu 5 mm. Dla mieszanki o składzie 6.3% CH₄ prędkość laminarnego spalania wynosi $S_L \cong 21.9$ cm/s, adiabatyczna temperatura spalania $T_{ad} \cong 1935$ K.

Korzystając z opisanych w rozdziale 5.2 i przedstawionych na rysunku 5.10 wyników rozprzestrzeniania się płomienia (Promień cylindrycznego czoła płomienia r i długość osiowa l w funkcji czasu dla mieszanki metan-powietrze 6.3% CH₄ dla różnych prędkości kątowych ω) wyznaczono prędkość osiową v_f w funkcji prędkości obwodowej v_t i przedstawiono na rysunku 6.4.



Rys. 6.4. Prędkość osiowa v_f w funkcji prędkości obwodowej v_t mieszanki metan-powietrze o składzie 6.3% CH₄. Linia prosta (Model) przyjęta prędkość do obliczeń, (Corrected model) prędkość skorygowana [49]

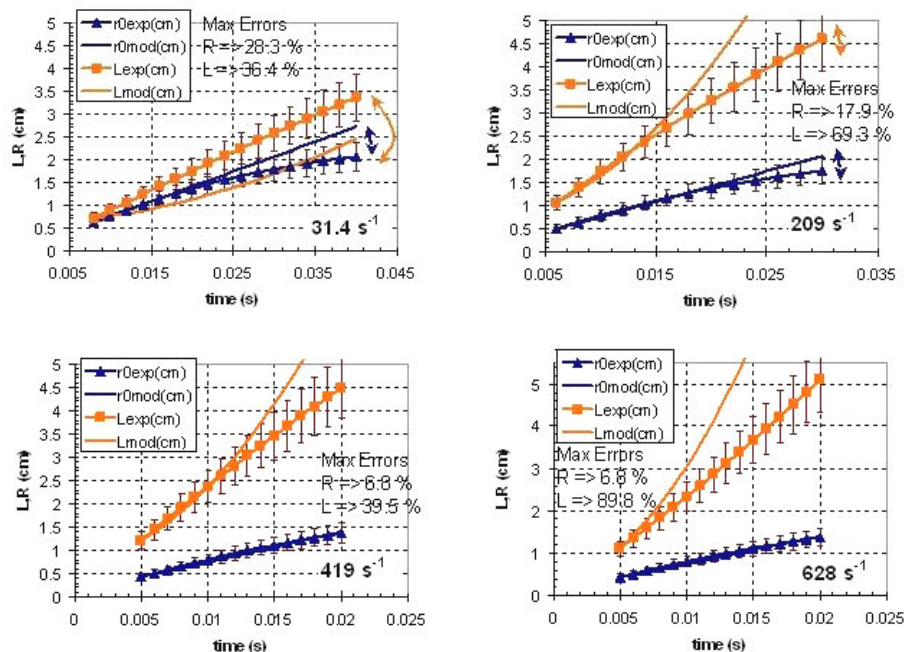
Wprowadzając do równania na prędkość obwodową u_0 (równanie 5.6, rozdział 5.3) współczynnik korygujący $K \cong 0.56$ [49], otrzymujemy

$$u_0 = K \omega r_0 \quad (5.6')$$

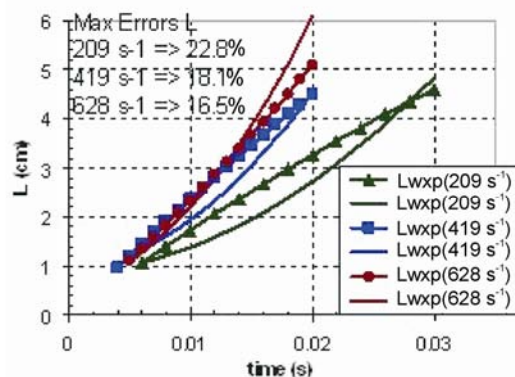
Rysunek 6.5 przedstawia zestawione wyniki eksperymentalne promienia $R = r_0$ i długości L oraz obliczone z równania (5.12) bez korekcji.

Z analizy wykresów widać dobrą korelację promienia wyznaczonego eksperymentalnie z wynikami obliczonymi wg modelu z równania (5.12). Maksymalny błąd przy dużych prędkościach wirowania nie przekracza 7%. Przy małych prędkościach wirowania błąd wynosi 28÷18%.

Na rysunku 6.6 przedstawiono zależność długości płomienia L w funkcji czasu dla prędkości u_0 obliczonej z równania (5.6'), uwzględniającego współczynnik korygujący.



Rys. 6.5. Promień i długość płomienia w funkcji czasu dla mieszanki 6.3% CH₄ i prędkości wirowania $\omega = 31.4\div 628 \text{ s}^{-1}$. Na krzywe eksperymentalne naniesiono pionowe odchyłki $\pm 15\%$ [49]



Rys. 6.6. Długość płomienia w funkcji czasu dla mieszanki 6.3% CH₄ i prędkości wirowania $\omega = 209, 419$ i 628 s^{-1} z uwzględnieniem współczynnika korygującego K [49]

Po wprowadzeniu współczynnika korygującego K błąd nie przekracza 23%.

6.3. Straty ciepła do ścianki

Stosując opisaną w rozdziale 5.4 metodę, wykonano obliczenia strumienia ciepła do ścianki dla danych:

- komora 90 x 20 mm,
- mieszanka propan-powietrze 3% C₃H₈,
- prędkość obrotowa 3000 obr/min, (314 s⁻¹),
- płomień osiąga promień $r = 28$ mm dla czasu $\tau = 0.046$ s,
- płomień wypełnia całą szerokość komory $L = 20$ mm od $\tau = 0.010$ s do $\tau = 0.070$ s,
- płomień osiąga promień $r_{\max} = 42$ mm dla czasu $\tau = 0.110$ s, (płomień gaśnie),
- maksymalne ciśnienie $p_{\max} = 0.26$ MPa dla czasu $\tau = 0.110$ s,
- temperatura płomienia zmienia się od 2334 K do 2470 K,

Przykładowe wydruki wartości zmian temperatur i strumienia ciepła (od 85 do 101 kroku).

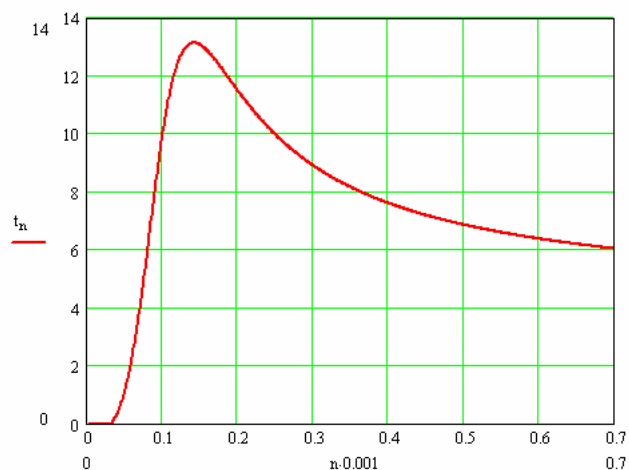
	0
85	6.754
86	6.965
87	7.174
88	7.383
89	7.592
90	7.798
91	8.003
92	8.207
93	8.408
94	8.607
95	8.803
96	8.996
97	9.185
98	9.372
99	9.555
100	9.734
101	9.908

t =

	0
85	2.311·10 ⁴
86	2.352·10 ⁴
87	2.391·10 ⁴
88	2.428·10 ⁴
89	2.464·10 ⁴
90	2.497·10 ⁴
91	2.528·10 ⁴
92	2.558·10 ⁴
93	2.585·10 ⁴
94	2.609·10 ⁴
95	2.632·10 ⁴
96	2.652·10 ⁴
97	2.67·10 ⁴
98	2.686·10 ⁴
99	2.699·10 ⁴
100	2.71·10 ⁴
101	2.719·10 ⁴

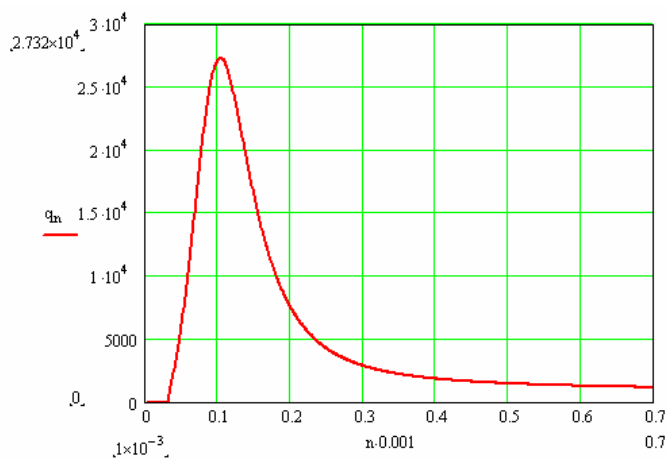
q =

Na rysunku 6.7 przedstawiono wygładzony eksperymentalny wykres przyrostu temperatury ścianki, na podstawie którego obliczono gęstość strumienia ciepła (rys. 6.8).



Rys. 6.7. Wygładzony wykres przyrostu temperatury ścianki Δt w punkcie na promieniu 28 mm w funkcji czasu dla mieszanki propan-powietrze 3.0% C_3H_8 i prędkości obrotowej 3000 obr/min

Po przejściu płomienia przez punkt $r = 28$ mm ($\tau = 0.046$ s) jego miejsce zajmują spaliny przemieszczające się promieniowo wzdłuż ścianki, a po czasie $\tau = 0.070$ s rozpoczyna się gaszenie płomienia, płomień zmniejsza swoją szerokość, aż do zgaśnięcia w momencie $\tau = 0.110$ s. Po tym czasie zmniejsza się strumień ciepła doprowadzany do ścianki, ciepło przekazywane jest tylko przez ochładzane spaliny przy ciągłym przewodzeniu przez ściankę.



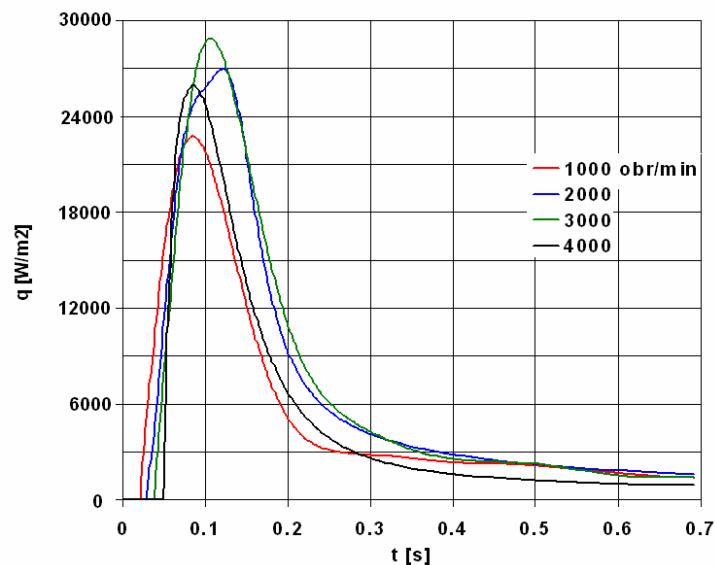
Rys. 6.8. Gęstość strumienia ciepła q [W/m^2] w funkcji czasu obliczona dla ścianki z polimetakrylanu metylu (plexiglas) w punkcie na promieniu 28 mm w funkcji czasu dla mieszanki propan-powietrze 3.0% C_3H_8 i prędkości obrotowej 3000 obr/min

Przedstawione wyniki obliczeń gęstości strumienia ciepła wykorzystano do porównania z obliczonymi stratami ciepła do ścianek, opisanymi w rozdziale 5.6, i oceny poprawności przyjęcia wymiaru liniowego δ , na którym występuje gradient temperatury.

Z obliczeń, bilansowych opisanych w rozdziale 5.6 dla omawianego przypadku, tj. komory 90 x 20 mm, skład mieszanki propan-powietrze 3% C_3H_8 , prędkości obrotowej 3000 obr/min, (314 s^{-1}), otrzymano następujące charakterystyczne wielkości dla czasu $\tau = 0.85\text{ s}$ (patrz rozdz. 6.5):

- szybkość wydzielania ciepła $(dQ_{ch}/dt)_{max} = 1505\text{ W}$,
- szybkość przyrostu energii wewnętrznej mieszanki i spalin $(dU/dt) = 1000\text{ W}$,
- strumień ciepła strat do ścianek komory obliczony wg schematu rozdz. 5.6, wzór (5.42) $(dQ_w/dt) = 400\text{ W}$,
- strumień ciepła strat do ścianek komory obliczony z wykorzystaniem obliczonej gęstości strumienia ciepła q_n (rys.5.22), $(dQ_s/dt) = 270\text{ W}$.

Wykorzystując pomiary temperatury powierzchni ścianki, przedstawione na rys. 5.19, obliczono gęstości strumienia ciepła dla materiału ścianki polimetakrylan metylu (plexiglas) dla prędkości obrotowych $n = 1000\div 4000\text{ obr/min}$, które przedstawiono na rys. 6.9



Rys. 6.9. Gęstość strumienia ciepła przekazywanego powierzchni czołowej ścianki (plexiglas) komory spalania w punkcie na promieniu 28 mm w funkcji czasu dla mieszanki propan-powietrze 3% C_3H_8 i prędkości obrotowych 1000÷4000 obr/min

Różną intensywność wymiany ciepła między gorącym gazem a ścianką można tłumaczyć tym, że warstwy przyścienne o małej grubości przemieszczają się promieniowo wzdłuż ścianki z małą prędkością dla $n = 1000$ obr/min, większą dla $n = 2000$ i 3000 obr/min, natomiast dla $n = 4000$ obr/min płomień na promieniu 28 mm jest już zgaszony, temperatura warstwy obniżona (przy $n = 5000$ obr/min płomień zgasł, nie osiągając promienia 28 mm).

Jak widać, intensywność wymiany ciepła silnie zależy od prędkości przemieszczania warstw i ich temperatury średniej.

Dysponując obliczonymi wartościami gęstości strumienia ciepła i znając zmianę wielkości powierzchni kontaktu płomienia i spalin ze ściankami czołowymi komory spalania w funkcji czasu i promienia $r(t)$, można obliczyć straty ciepła do ścianek czołowych komory w czasie procesu spalania.

6.4. Obliczanie strat ciepła wg modelu teoretycznego

Obliczenia strat ciepła od płomienia i spalin do ścianek komory wykonano dla komory spalania o średnicy 90 mm i długości 20 mm, mieszanki metan powietrze 6.3% CH₄ i prędkości wirowania $\omega = 628$ s⁻¹.

Przyjęto następujące dane do obliczeń:

- temperatura gazu (płomienia i spalin) $T_b = 2100 \div 2250$ K,
- temperatura ścianki $T_0 = 293$ K (20°C),
- współczynnik przewodności cieplnej spalin $\lambda_b = 0.0707$ W/(mK),
- grubość warstwy, w której występuje gradient temperatury $\delta_b = 0.005$ m [59],
- efektywny stopień czarność ścianki, $\varepsilon_w = 0.7$, [60, 70],
- stała promieniowania ciała doskonale czarnego $C_0 = 5.67$ W/(m²K) [60, 70],
- emisyjność gazu $\varepsilon_g = 0.007$, [60, 70],
- absorpcyjność gazu $a_g = 0.024$

Dla modelu przewodzenia i promieniowania

- gęstość strumienia ciepła przewodzenia

$$q_{przew} = \frac{\lambda_b}{\delta_b} (T_b - T_0) = \frac{0.0707}{0.005} (2100 - 293) = 25298 \frac{W}{m^2} \quad (6.1)$$

- gęstość strumienia ciepła promieniowania

$$\begin{aligned}
q_{prom} &= \varepsilon'_w C_0 \left[\varepsilon_g \left(\frac{T_b}{100} \right)^4 - a_g \left(\frac{T_{0c}}{100} \right)^4 \right] = \\
&= 0.7 \cdot 5.67 \left[0.007 \left(\frac{2100}{100} \right)^4 - 0.024 \left(\frac{293}{100} \right)^4 \right] = 5396 \frac{W}{m^2}
\end{aligned} \tag{6.2}$$

– sumaryczna gęstość strumienia ciepła

$$q = q_{przew} + q_{prom} = 25298 + 5396 = 30696 \frac{W}{m^2} \tag{6.3}$$

Dla modelu przejmowania i promieniowania

– gęstość strumienia ciepła przejmowania

$$q_{przejm} = \alpha_r (T_b - T_0) \tag{6.4}$$

gdzie lokalny współczynnik przejmowania ciepła α_r wyznaczono z liczb podobieństwa dla następujących danych;

- prędkość promieniowa spalin $w_r = 1.0$ m/s (patrz fig. 2.4 [59]),
 - prędkość wirowania komory $\omega = 314$ s⁻¹,
 - charakterystyczny wymiar liniowy $r = 0.028$ m, promień, na którym znajduje się płomień (spaliny), dla którego obliczono lokalny współczynnik przejmowania ciepła,
 - współczynnik lepkości kinematycznej spalin $\nu = 153 \cdot 10^{-6}$ m²/s ($T_{sr} = 1200$ K),
 - liczba Prandtla $Pr_{sp} = 0.59$ ($T_{sr} = 1200$ K),
 - współczynnik przewodności cieplnej spalin $\lambda = 0.0707$ W/(mK) ($T_{sr} = 1200$ K),
- Liczba Reynoldsa

$$Re_r = \frac{w_r r}{\nu} = \frac{1.0 \cdot 0.028}{153 \cdot 10^{-6}} = 183 \tag{6.5}$$

Dla przypadku opływu izotermicznej płyty przy laminarnej warstwie przyściennej stosuje się wzór (5.25)

$$Nu_{r-1} = 0.332 Re_r^{0.5} Pr^{0.33} = 0.332 \cdot 183^{0.5} \cdot 0.59^{0.33} = 3.77 \tag{6.6}$$

Lokalny współczynnik przejmowania ciepła α_r określa się z liczby Nusselta:

$$Nu_{r-1} = \frac{\alpha r_r}{\lambda} \tag{6.7}$$

$$\alpha_{r-1} = \frac{Nu_{r-1} \cdot \lambda}{r} = \frac{3.77 \cdot 0.0707}{0.028} = 9.43 \frac{W}{m^2 K} \tag{6.8}$$

W przypadku modelu konwekcji mieszanej liczbę Nusselta obliczano, stosując wzór (5.26)

$$Nu_{r_2} = -0.5 Re_r^{0.5} \vartheta^{+'}(0) \quad (6.9)$$

Liczbę Grashofa określa się:

$$Gr_r = \frac{a_r r^3 \beta \Delta T}{\nu^2} = \frac{2761 \cdot 0.028^3 \cdot (1/1200) \cdot 1807}{(153 \cdot 10^{-6})^2} = 3898000 \quad (6.10)$$

$$\frac{Gr_r}{Re_r^2} = \frac{3898000}{183^2} = 116.4 \quad (6.11)$$

Z tablic zawartych w podręczniku Wiśniewskiego [60] wartość maksymalna $\frac{Gr_r}{Re_r^2} = 100$ i dla tej wartości odczytano $\vartheta^{+'}(0) = -2.27$.

Dla rozpatrywanego przypadku liczba Nusselta Nu_{r_2} przyjmuje wartość:

$$Nu_{r_2} = -0.5 Re_r^{0.5} \vartheta^{+'}(0) = -0.5 \cdot 183^{0.5} \cdot (-2.27) = 15.4 \quad (6.12)$$

– współczynnik przejmowania ciepła α_{r_2} określa się:

$$Nu_{r_2} = \frac{\alpha_{r_2} r}{\lambda} \quad (6.13)$$

$$\alpha_{r_2} = \frac{Nu_{r_2} \cdot \lambda}{r} = \frac{15.4 \cdot 0.0707}{0.028} = 38.4 \frac{W}{m^2 K} \quad (6.14)$$

Gęstości strumienia ciepła przejmowania

$$q_{przejm} = \alpha_r (T_b - T_0) \quad (6.15)$$

$$q_{przejm_1} = 9.43(2100 - 293) = 17040 \frac{W}{m^2} \quad (6.16)$$

$$q_{przejm_2} = 38.4(2100 - 293) = 69389 \frac{W}{m^2} \quad (6.17)$$

– sumaryczna gęstość strumienia ciepła

$$q = q_{przejm} + q_{prom} \quad (6.18)$$

$$q_1 = 17040 + 5396 = 22436 \frac{W}{m^2} \quad (6.19)$$

$$q_2 = 69389 + 5396 = 74785 \frac{W}{m^2} \quad (6.20)$$

Otrzymana wartość gęstości strumienia ciepła q_2 wykazała, że model konwekcji mieszanej nie może być stosowany w danym przypadku. Liczba Grashofa $Gr = 3898000$ dla wartości przyspieszenia odśrodkowego $a_r = 2760 \text{ m/s}^2$, gdzie w warunkach grawitacji ziemskiej $Gr = 13853$ wydaje się być wartością o wiele za dużą.

Porównując obliczone całkowite gęstości strumienia ciepła 30696 W/m^2 (6.3), 22436 W/m^2 (6.19) z wielkością otrzymaną z pomiaru $q_{pom} = 27320 \text{ W/m}^2$ (rys. 6.8), widać że model zastępczy przewodzenia i model opływu izotermicznej płyty przy laminarnej warstwie przyściennej dają wyniki – pierwszy większy o 12%, drugi mniejszy o 18% od wartości wyznaczonej eksperymentalnie i mogą być użyte do obliczeń wymiany ciepła między płomieniem (spalinami) a ścianką komory.

W przypadku przewodzenia na otrzymany wynik wpływa przyjęta grubość warstwy, w której występuje gradient temperatury δ , w przypadku przejmowania prędkość promieniowa spalin w_r .

Widać również, że nie można pominąć gęstości strumienia ciepła wymienianego drogą promieniowania między płomieniem (spalinami) a ścianką komory, gdyż stanowi ono 17÷24% całkowitej gęstości strumienia ciepła.

W obliczeniach gęstości strumienia ciepła przyjmowano temperaturę gazu równą temperaturze adiabatycznej, zmieniającą się wskutek izentropowego sprężania.

W celu pokazania zmian gęstości strumienia ciepła wymienianego drogą przewodzenia, przejmowania i promieniowania i ich proporcji wykonano obliczenia dla różnych hipotetycznych temperatur gazu $T_b = 2100 \div 1000 \text{ K}$, temperatury ścianki $T_0 = 293 \text{ K}$ i wielkości współczynnika przewodności cieplnej $\lambda = 0.0707 \text{ W/(mK)}$, grubości warstwy, w której występuje gradient temperatury $\delta = 0.005 \text{ m}$, współczynnika przejmowania ciepła $\alpha = 15 \text{ W/(m}^2\text{K)}$, współczynników emisyjności ścianki $\epsilon_w' = 0.7$, gazu $\epsilon_g = 0.007$, współczynnika absorpcyjności gazu $a_g = 0.024$ i zestawiono w tabeli poniżej.

Tabela 6.1. Gęstości strumienia ciepła w funkcji temperatury

T_b	2100	2000	1750	1500	1250	1000
q_{przew}	25551	24137	20602	17067	13532	9997
q_{przejm}	17040	16097	13740	11382	9025	6667
q_{prom}	5396	4438	2599	1399	671	270
q_{prom}/q_{przejm}	0.32	0.28	0.19	0.12	0.07	0.04

Widać dużą zgodność wartości strumieni przewodzenia i przejmowania, a stosunek strumienia ciepła promieniowania do ciepła przejmowania stanowi od 32% (2100 K) do 4% (1000 K).

W przypadku obliczania strat ciepła od mieszanki do ścianki występuje tylko przewodzenie, przy współczynniku przewodności cieplnej mieszanki $\lambda_u = 0.0274 \text{ W/(mK)}$ grubość warstwy, w której występuje gradient temperatury, oszacowano na $\delta_u = 0.002 \text{ m}$ w oparciu o ostatnią pracę Marry [59] (fig. 2.2). Temperatura mieszanki zmienia się wskutek izentropowego sprężania (równanie 5.38), $T_m = 293\div 318 \text{ K}$

$$q_{przew} = \frac{\lambda_u}{\delta_u} (T_u - T_0) = \frac{0.0274}{0.002} (318 - 293) = 342.5 \frac{\text{W}}{\text{m}^2} \quad (6.21)$$

Strumień strat ciepła od mieszanki do ścianek komory stanowi niecałe 2% strat od płomienia, spalin i w dalszych rozważaniach może być pominięty.

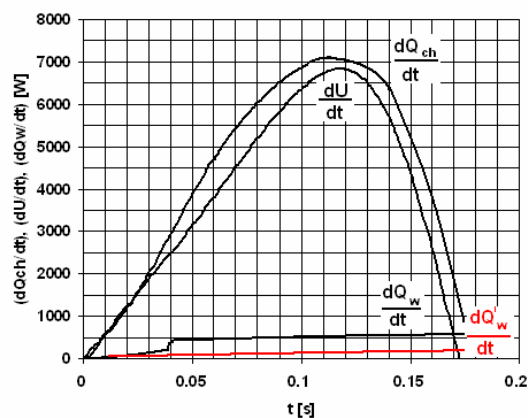
6.5. Bilans cieplny

Po raz pierwszy obliczenia ciepła wymienianego między płomieniem spalinami i mieszanką palną a ściankami komory spalania dla składu 6.3% CH_4 i prędkości kątovej $\omega = 628 \text{ s}^{-1}$ wykonano w roku 2000 [48] w oparciu o następujące dane:

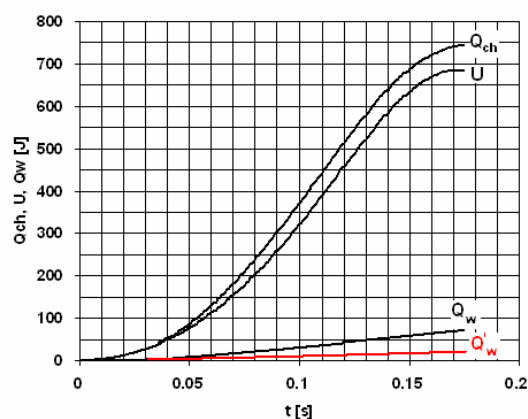
- współczynniki przewodności cieplnej $\lambda_u = 0.0274$ i $\lambda_b = 0.0707 \text{ [W/(m K)]}$,
- gradienty temperatury $\Delta T_u = T_u - T_0$ oraz $\Delta T_b = T_b - T_0$, obliczono z zależności (5.11) i (5.12),
- powierzchnie styku S_u i S_b , obliczono z zależności (5.16) i (5.17),
- grubość warstwy, w której występuje gradient temperatury $\delta = 1 \text{ mm}$.

Nie uwzględniono wtedy recyrkulacji spalin i istnienia przepływu w pobliżu ścianek. Zakładano, że wymiana ciepła zachodzi drogą przewodzenia.

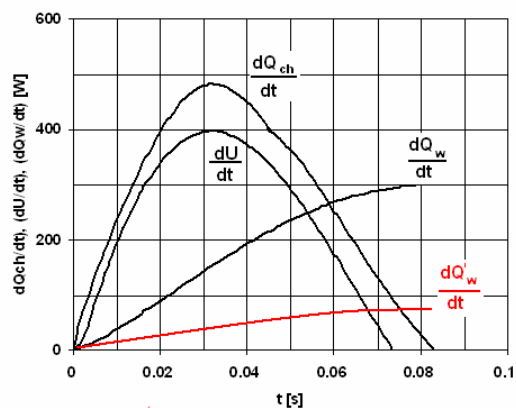
Na rysunkach 6.10 i 6.11 przedstawiono strumienie ciepła oraz bilans cieplny dla komory 90x100 mm, składu 6.3% CH_4 prędkości wirowania 6000 obr/min. Dla czasu $\tau = 0.04 \text{ s}$ promień gaszenia $r_{cr} = 2.0 \text{ cm}$. W czasie $\tau = 0.175 \text{ s}$ płomień osiąga promień $r = 4.5 \text{ cm}$ i gaśnie. Błąd obliczanych wielkości w oparciu o bilans cieplny oszacowano jako $\pm 5\%$. Na wykresy wprowadzono skorygowany (obliczony jako konwekcyjny) strumień strat ciepła (dQ'_w/dt) i strat ciepła Q'_w (patrz tabela 6.2).



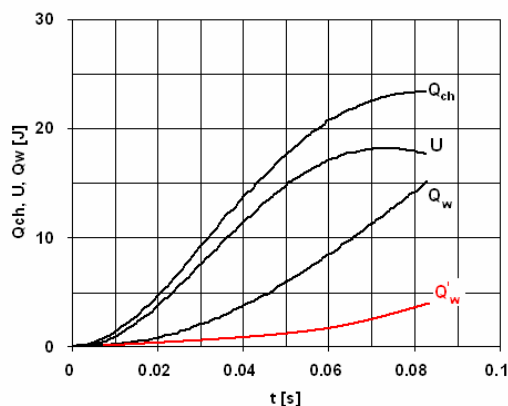
Rys. 6.10. Obliczone strumienie ciepła reprezentujące ciepło uwolnione dQ_{ch}/dt , energię wewnętrzną ładunku dU/dt i wymianę ciepła do ścianek dQ_w/dt i dQ'_w/dt . Warunki wykonania eksperymentu: mieszanka metan-powietrze 6.3% CH_4 , prędkość kątowna $\omega = 628 \text{ s}^{-1}$, komora 90x100 mm



Rys. 6.11. Obliczony bilans cieplny składający się z ciepła uwolnionego Q_{ch} , zmiany energii wewnętrznej ładunku U , ciepła wymienianego do ścianek Q_w i Q'_w dla warunków: mieszanka metan-powietrze 6.3% CH_4 , prędkość kątowna $\omega = 628 \text{ s}^{-1}$, komora 90x100 mm



Rys. 6.12. Obliczone strumienie ciepła reprezentujące ciepło uwolnione dQ_{ch}/dt , energię wewnętrzną ładunku dU/dt i wymianę ciepła do ścianek dQ_w/dt i dQ'_w/dt . Warunki wykonania eksperymentu: mieszanka metan-powietrze 6.3% CH_4 , prędkość kątowna $\omega = 628 \text{ s}^{-1}$, komora 90x30 mm

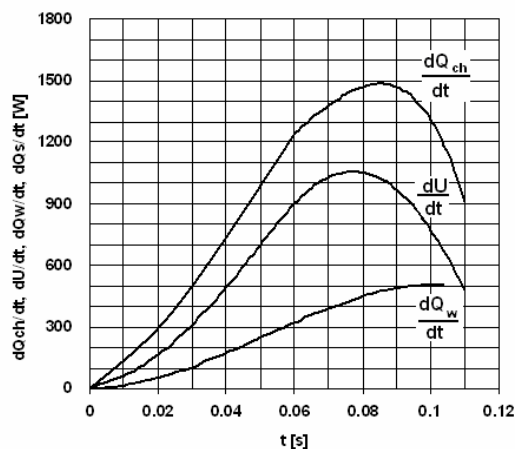


Rys. 6.13. Obliczony bilans cieplny składający się z ciepła uwolnionego Q_{ch} , zmiany energii wewnętrznej ładunku U , ciepła wymianianego do ścianek Q_w i Q'_w dla warunków: mieszanka metan-powietrze 6.3% CH_4 , prędkość kątowna $\omega = 628 \text{ s}^{-1}$, komora 90x30 mm

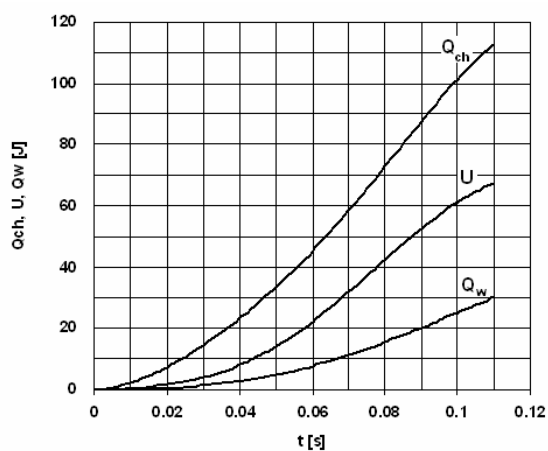
Na rysunkach 6.2 i 6.3 przedstawiono strumienie ciepła oraz bilans cieplny komory 90x30 mm w funkcji czasu. Dla czasu $\tau = 0.04 \text{ s}$ promień gaszenia $r_{cr} = 2.0 \text{ cm}$. W czasie $\tau = 0.083 \text{ s}$ płomień osiąga promień $r = 2.6 \text{ cm}$ i gaśnie. Błąd obliczanych wielkości w oparciu o bilans cieplny oszacowano jako $\pm 30\%$.

Dla mieszanki palnej metan-powietrze o zawartości 6.3% metanu uważano, że wartość $\delta = 1 \text{ mm}$ jest najbardziej adekwatna. Wartość ta w przybliżeniu jest równa połowie grubości b (równanie 5.47) płomienia laminarnego dla danej

mieszanki. Okazało się jednak, że wielkość ta jest większa i wynosi ok. 5 mm, co potwierdziły obliczenia wg teoretycznego modelu obliczania strat ciepła (rozdz. 5.5), jak również wyniki obliczeń numerycznych Marry [59].



Rys. 6.14. Obliczone strumienie ciepła reprezentujące ciepło uwolnione dQ_{ch}/dt , energię wewnętrzną ładunku dU/dt i wymianę ciepła do ścianek dQ_w/dt . Warunki wykonania eksperymentu: mieszanka propan-powietrze 3% C_3H_8 , prędkość kątowna $\omega = 314 \text{ s}^{-1}$, komora 90x30 mm



Rys. 6.15 Obliczony bilans cieplny składający się z ciepła uwolnionego Q_{ch} , zmiany energii wewnętrznej ładunku U , ciepła wymienianego do ścianek Q_w , dla warunków: mieszanka propan-powietrze 3% C_3H_8 , prędkość kątowna $\omega = 314 \text{ s}^{-1}$, komora 90x30 mm

Dla komór spalania ($L = 20$ mm i $L = 30$ mm), wykonano pomiary dla mieszanki propan-powietrze 3% C_3H_8 i prędkości wirowania $\omega = 314$ s⁻¹. Wykonano obliczenia bilansowe, przy czym straty ciepła do ścianek obliczono jako ciepło wymieniane drogą przejmowania.

Na rysunkach 6.14 i 6.15 przedstawiono strumienie ciepła oraz bilans cieplny komory 90x30 mm w funkcji czasu. Dla czasu $\tau = 0.06$ s promień gaszenia $r_{cr} = 3.1$ cm. W czasie $\tau = 0.13$ s płomień osiąga promień $r = 4.3$ cm i gaśnie. Błąd obliczanych wielkości w oparciu o bilans cieplny oszacowano jako $\pm 10\%$.

Zestawienie bilansów przedstawiono w tabelach 6.2 i 6.3

Tabela 6.2. Bilans komory o średnicy 90 mm, mieszanka metan-powietrze 6.3% CH_4

L [mm]	Q_{ch} [J]	U [J]	Q_w [J]	Q_w' [J]	Q_k [J]	x
30	30	18	15	4	396	0.06
100	750	690	75	16	1320	0.57

Tabela 6.3. Bilans komory o średnicy 90 mm, mieszanka propan-powietrze 3% C_3H_8

L [mm]	Q_{ch} [J]	U [J]	Q_w [J]	Q_k [J]	x
20	90	50	22	320	0.23
30	112	60	30	481	0.28

gdzie stopień wypalenia x obliczono

$$x = \frac{Q_{ch}}{Q_k}$$

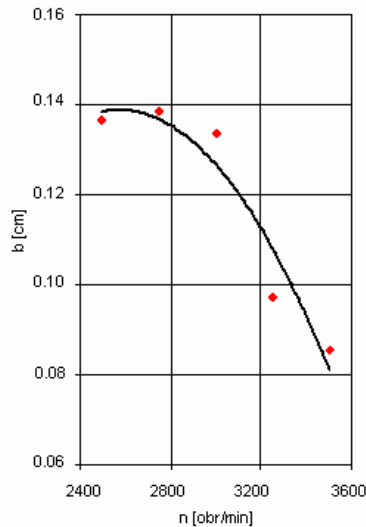
Q_k jest ilością ciepła wydzieloną przy spalaniu całej mieszanki wypełniającej komorę spalania.

Z zestawienia widać, że przyjęta grubość $\delta = 0.001$ mm dla mieszanki 6.3% CH_4 komór 30 i 100 mm nie bilansuje się, tzn. suma $U + Q_w$ jest różna od Q_{ch} .

Z porównania strat ciepła Q_w z ilością ciepła uwolnionego (wydzielonego) Q_{ch} widać, że straty dla wąskich komór 20 i 30 mm stanowią około 25% ciepła wydzielonego, w przypadku komory szerokiej 100 mm (rys. 6.11) jest to ok. 10% dla $\delta = 0.001$, a dla grubości $\delta = 0.005$ równe Q_w' byłoby 5 razy mniejsze, czyli około 2%.

6.6. Grubość płomienia

Przedstawione w rozdziale 5.7 wyniki pomiarów temperatury czoła płomienia (rys. 5.27 i 5.29) oraz prędkości czoła płomienia (rys. 5.36) pozwoliły na obliczenie grubości czoła płomienia. Na rysunku 6.16 przedstawiono przykładowe obliczone grubości czoła płomienia dla mieszanki metan-powietrze o składzie 6.3% CH_4 w funkcji prędkości obrotowej.



Rys. 6.16. Grubość czoła płomienia dla mieszanki metan-powietrze 6.3% CH_4 w funkcji prędkości obrotowej, komora 90x30 mm

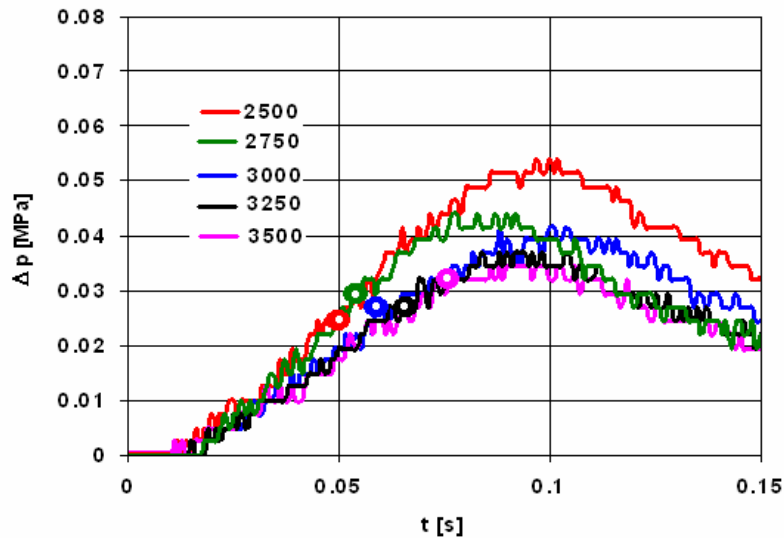
Uzyskany rząd wielkości grubości płomienia w wirującej komorze spalania jest zbliżony do danych przedstawionych przez Andrewsa i Bradleya [68].

Na podstawie przeprowadzonych badań widać, że grubość płomienia maleje ze wzrostem szybkości obrotowej cylindrycznej komory spalania.

Struktura płomienia i prędkość spalania ubogich mieszanek silnie zależą od prędkości wirowania komory. Można przypuszczać, że czynnikiem, który ma wpływ na zmniejszanie się grubości płomienia, jest tutaj działanie sił odśrodkowych i Coriolisa, powodujące rozciąganie płomienia. Przyczyną może być również to, że pomiar grubości odbywał się na promieniu 26.5 mm, a płomień dla różnych prędkości obrotowych na tym promieniu był w różnych stadiach (etapach) przed zgaszeniem. Z analizy rysunków 5.29 $r(t)$ 5.31 (dr/dt) widać, że prędkości rozprzestrzeniania się płomienia zmieniają się od wartości 21.4 cm/s (2500 obr/min), 18.6 cm/s (2750 obr/min), 12.6 cm/s (3000 obr/min), 10 cm/s (3250 obr/min) i 7 cm/s (3500 obr/min). Tak różne wartości prędkości wskazują

różne etapy (stadia) płomienia, dalszy spadek prędkości i to może być przyczyną zmniejszania grubości płomienia przedstawionych na rys. 6.16.

Ciśnienia w komorze spalania w punktach pomiaru grubości są zbliżone i wynoszą 0.025 do 0.032 MPa, oznacza to, że nie ciśnienie jest tu przyczyną zmiany grubości (rys. 6.17 na krzywych naniesione punkty). Przyczyną może być wpływ barodyfuzji, ciśnień przed i za płomieniem wywołanych przepływami warstw Ekmana. Otrzymane wyniki są zgodne z wynikami obliczeniowymi przedstawionymi w pracy Zhang i in. [66].



Rys. 6.17. Przyrosty ciśnienia i punkty, dla których mierzono grubość płomienia dla mieszanki metan-powietrze 6.3% CH₄ na promieniu 26.5 mm

6.7. Zapłon inicjowany z dala od osi komory spalania

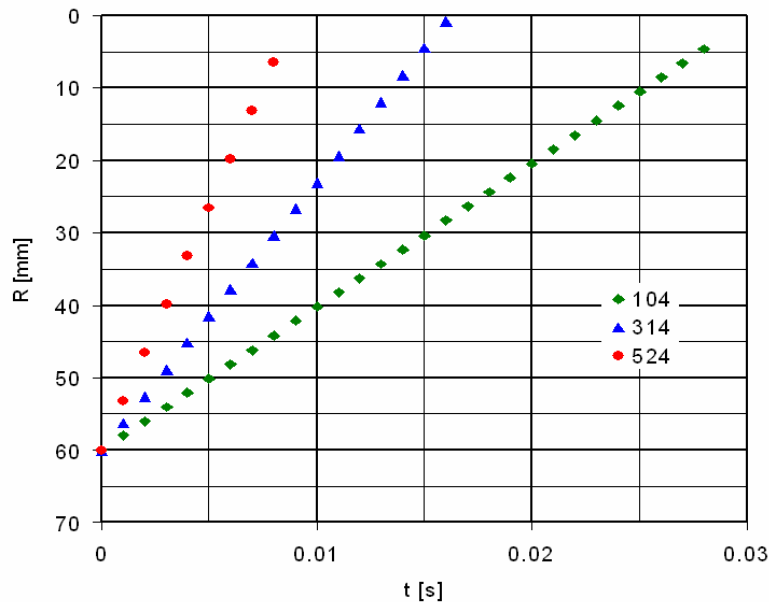
Można z dużym przybliżeniem przyjąć, że przedstawione na rysunkach 5.53÷5.55 zależności promienia r od czasu t położenia osi płomienia $R = f(\omega)$ dla różnych szybkości wirowania są linowe. Wykres zależności $R = f(t, \omega)$ przedstawiono na rysunku 6.18.

W związku z powyższym równanie opisujące przebieg zmienności toru środka geometrycznego płomienia można zapisać w postaci

$$R = -Ct + B \quad (6.22)$$

gdzie: $B = 60$ mm jest odległością punktu zapłonu od osi wirowania, C jest szybkością zmiany położenia toru rozprzestrzeniającego się płomienia i jest dla danego składu mieszanki funkcją prędkości wirowania ω . Tor ten dąży zbieżnie

do środka komory spalania (osi wirowania), a płomień dalej zachowuje się jak zapalony w osi komory.



Rys. 6.18. Zależność położenia osi płomienia jako funkcja $R = f(t)$ w wirującej komorze spalania o średnicy 140 mm i długości 50 mm z zapłonem inicjowanym przy ścianie bocznej cylindrycznej komory spalania dla mieszanki propan-powietrze 4,4% C_3H_8 i prędkości obrotowych 1000÷5000 obr/min ($\omega = 104\div 524\text{ s}^{-1}$)

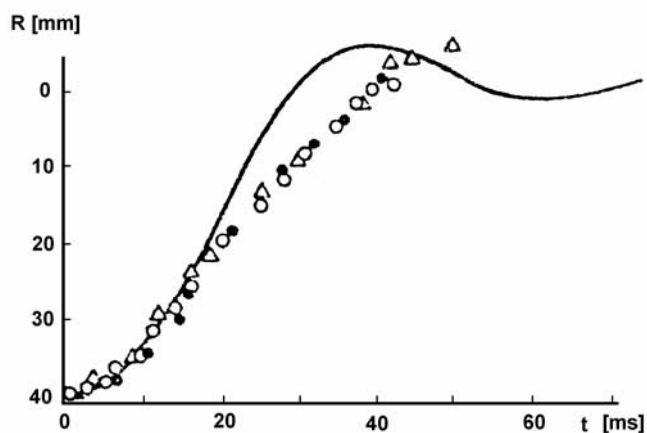
Widać, że im większa prędkość obrotowa komory spalania, tym krótszy czas, po którym płomień osiągnie oś obrotu, a następnie rozprzestrzeni się jak płomień zapalony w osi komory [73]. Przyczyną takiego zachowania się płomienia jest działanie sił odśrodkowych, spaliny lżejsze od mieszanki są „wpychane” do osi komory spalania.

Margolin i Karpow [17] badali deformację płomienia, zapalonego w miejscu nie leżącym w osi wirowania, lecz w polu sił odśrodkowych. Przedstawili wyniki eksperymentu rozprzestrzeniania się płomienia w wirującej komorze spalania, o średnicy 80 mm, długości 50 mm, przy spalaniu mieszanki metan-powietrze o składzie 5.3% CH_4 , prędkości wirowania $\omega = 130\text{ s}^{-1}$, zapalanej 40 mm od osi wirowania.

Wykres $R = f(t)$ (rys. 6.19) ma podobny charakter jak przedstawiony na rys. 6.18. Punkty to wyniki eksperymentu, linia ciągła przedstawia rozwiązanie analityczne.

Bezpośrednie porównanie otrzymanych wyników z wynikami Margolina i Karpowa [17] nie jest możliwe, ponieważ użyli oni mieszanek ubogą na granicy palności (5.3% CH_4), a w prezentowanej pracy zastosowano mieszanek

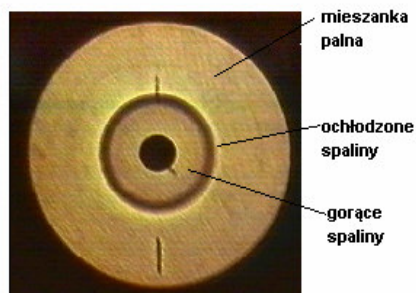
przebogaconą (4.4% C_3H_8). Proces rozprzestrzeniania się płomienia to przyrost objętości, który zależy od prędkości spalania (a te są różne) oraz od ruchu do osi wirowania (działanie przyspieszenia dośrodkowego). Można jedynie porównywać ten proces jakościowo i stwierdzić prawie liniową zależność przemieszczania się osi płomienia w funkcji czasu.



Rys. 6.19. Zależność położenia osi płomienia jako funkcja $R = f(t)$ w wirującej komorze spalania o średnicy 80 mm i długości = 50 mm z zapłonem inicjowanym przy ścianie bocznej cylindrycznej komory spalania dla mieszanki metan-powietrze 5,3% CH_4 i prędkości obrotowej $\omega = 130 \text{ s}^{-1}$ (1240 obr/min) [17]

6.8. Wykorzystanie metody cieniowej

Na rysunku 6.20 przedstawiono interpretację fizyczną obrazu cieniowego rozprzestrzeniającego się płomienia mieszanki propan-powietrze.

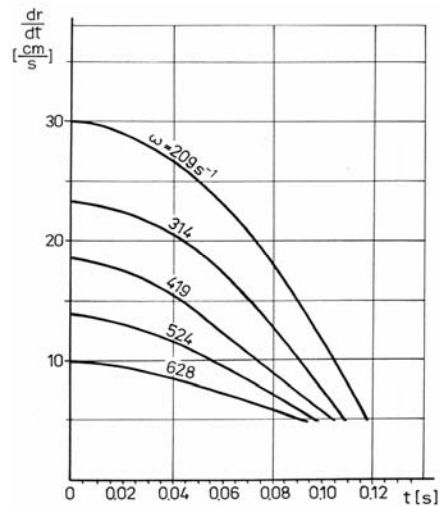


Rys. 6.20. Pojedynczy obraz cieniowy ($t = 0.04 \text{ s}$) wyjaśniający proces spalania i gaszenia w wirującej komorze spalania. Mieszanka propan-powietrze 3.8% C_3H_8 , prędkość obrotowa 5000 obr/min

Metoda cieniowa potwierdziła wyniki pomiarów temperatury płomienia i spalin (rozdz. 5.7.4) oraz to, że spaliny z centralnej części komory spalania przemieszczają się promieniowo przed front płomienia i są czynnikiem powodującym jego gaszenie. Zjawisko to nie było możliwe do zaobserwowania przy stosowaniu fotografii bezpośredniej.

6.9. Otwarta (wentylowana) komora spalania

Charakterystyczną cechą gaszonego płomienia w wirującej komorze spalania jest stałe zmniejszanie się jego powierzchni. Ponieważ dokładne określenie wymiany ciepła i jej wpływ na gaszenie jest trudny, wykonano eksperymenty w otwartej (wentylowanej) komorze spalania. Możliwość wypływu spalin zmniejszała przepływy ochłodzonych spalin między płomieniem a ścianką czołową komory spalania, a tym samym zmniejszyła wpływ oddziaływania strat ciepła na czoło rozprzestrzeniającego się płomienia [50, 52].

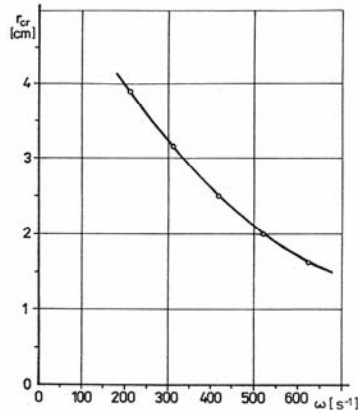


Rys. 6.21. Prędkość rozprzestrzeniania się płomienia jako funkcja czasu t dla mieszanki palnej metan-powietrze o zawartości 8.45% CH_4 i różnych prędkości kątowych ω . Zbiornik wentylowany w osi wirowania

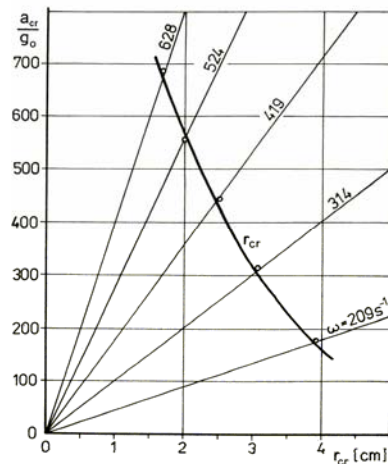
Na podstawie wykresów $r = f(t)$ (rys. 5.55) sporządzono wykresy $\frac{dr}{dt} = f(t, \omega)$ prędkości promieniowej rozprzestrzeniania się płomienia w funkcji czasu dla różnych prędkości wirowania (rys. 6.21). Obserwowana prędkość rozprzestrzeniania się nie może być dalej uważana za prędkość spalania laminarnego, ponieważ istnieje możliwość przepływów spalin między płomieniem

a ściankami. Na rysunku tym widać gwałtowny spadek prędkości rozprzestrzeniania się płomienia ze wzrostem szybkości wirowania komory spalania. Dla mieszanki metan-powietrze 8.45% CH_4 graniczna prędkość rozprzestrzeniania się płomienia w warunkach gaszenia wynosi około 5 cm/s.

Na rysunku 6.22 pokazano krzywą charakteryzującą wpływ prędkości kątowej komory spalania ω na wielkość promienia r_{cr} , przy którym następuje początek gaszenia płomienia, wykonaną na podstawie wykresów $r = f(t)$ i $L = f(t)$, takich jak pokazanych na rysunkach 5.57 i 5.58.

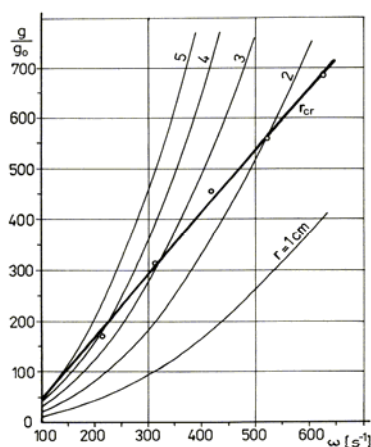


Rys. 6.22. Zależność promienia gaszenia płomienia r_{cr} od prędkości obrotowej ω dla mieszanki palnej metan-powietrze o zawartości 8.45% CH_4

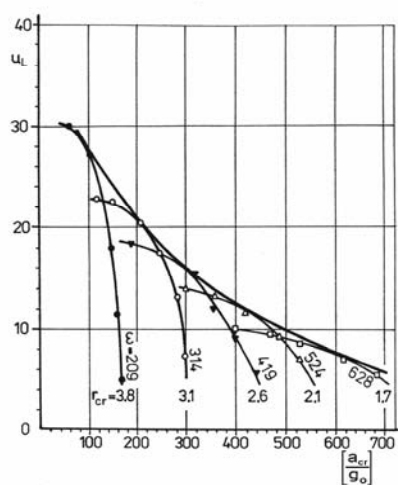


Rys. 6.23. Przyspieszenie dośrodkowe odniesione do przyspieszenia ziemskiego a_{cr}/g_0 jako funkcja promienia gaszenia płomienia r_{cr} dla mieszanki palnej metan-powietrze o zawartości 8.45% CH_4

Promień, na którym rozpoczyna się gaszenie przy danej prędkości kątowej, pozwala obliczyć przyspieszenie dośrodkowe $a_{cr} = \omega^2 r$ i sporządzić wykres a_{cr}/g_0 w funkcji r_{cr} , co przedstawiono na rys. 6.23 i w funkcji ω na rys. 6.24.



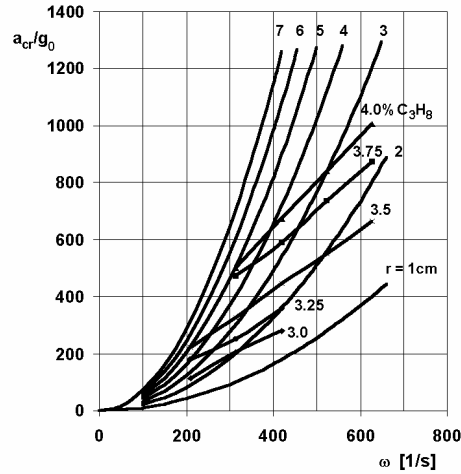
Rys. 6.24. Przyspieszenie dośrodkowe odniesione do przyspieszenia ziemskiego g/g_0 związane z promieniem gaszenia płomienia r_{cr} w funkcji prędkości obrotowej ω dla mieszanki palnej metan-powietrze o zawartości 8.45% CH_4



Rys. 6.25. Prędkość spalania u_L jako funkcja bezwymiarowego przyspieszenia promieniowego a/g_0 dla mieszanki palnej metan-powietrze o zawartości 8.45% CH_4

Wyniki uzyskane na drodze eksperymentalnej użyto także do określenia wpływu przyspieszenia promieniowego na prędkość spalania laminarnego (rys. 6.25). Widać tu, że prędkość spalania laminarnego pozostaje pod dużym wpływem przyspieszenia promieniowego a_{cr} . Prędkość rozprzestrzeniania się płomienia silnie zależy od prędkości kątowej ω i graniczna prędkość rozprzestrzeniania się w warunkach gaszenia wynosi około 5 cm/s, podobnie jak na rys. 6.21.

Na podstawie wyników pomiarów wykonanych w wentylowanej komorze spalania dla mieszanek propan-powietrze o składach 3÷4% C_3H_8 w oparciu o wykresy $r = f(\tau)$ i $L = \varphi(\tau)$ (przykładowe wykresy rys. 5.57 i 5.58) wykonano złożony wykres $a_{cr}/g_0 = f(\omega)$, pokazany na rys. 6.26.



Rys. 6.26. Bezwymiarowe przyspieszenie promieniowe a_{cr}/g_0 przy promieniu gaszenia r_{cr} dla różnych mieszanek propan-powietrze w funkcji prędkości kątowej ω [52]

Analiza wyników doświadczalnych wykazała, że dla danego składu mieszanki krytyczne bezwymiarowe przyspieszenie promieniowe a_{cr}/g_0 przy promieniu gaszenia r_{cr} jest liniową funkcją prędkości kątowej ω

$$\frac{a_{cr}}{g_0} = A\omega \quad (6.23)$$

gdzie A jest stałą.

Ta zależność jest równoważna następującej:

$$a_{cr} = Ag_0\omega = B\omega \quad (6.24)$$

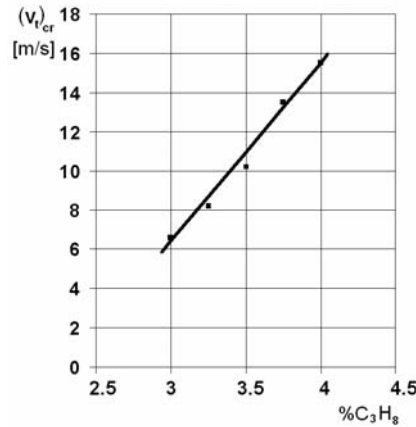
gdzie B jest następną stałą równą $B = Ag_0$. Z drugiej strony krytyczne przyspieszenie promieniowe a_{cr} można ogólnie wyrazić jako:

$$a_{cr} = \omega^2 r_{cr} \quad (6.25)$$

Porównując (6.24) i (6.25) można stwierdzić, że $B = \omega r_{cr} = (v_t)_{cr}$, gdzie $(v_t)_{cr}$ jest prędkością styczną przy promieniu gaszenia r_{cr} . Ostatecznie, zależność między r_{cr} i ω można wyrazić jako:

$$a_{cr} = (v_t)_{cr} \omega \quad (6.26)$$

Zależność ta pokazuje, że iloczyn prędkości kątowej i promienia gaszenia ωr_{cr} jest stały dla danego składu mieszanki. Oznacza to, że płomień rozprzestrzeniający się w mieszance o danym składzie, jest zawsze gaszony przy tej samej prędkości stycznej $(v_t)_{cr} = \omega r_{cr}$. Wartości liczbowe prędkości stycznej, wyznaczone eksperymentalnie jako funkcje stężenia propanu, pokazano na rys. 6.27.



Rys. 6.27. Prędkość styczna $(v_t)_{cr}$ przy promieniu gaszenia r_{cr} w funkcji składu mieszanki propan-powietrze [52]

W wyniku badań wentylowanej komory spalania okazało się, że podstawowym warunkiem gaszenia płomienia jest osiągnięcie przez płomień promienia krytycznego r_{cr} . Przy danej prędkości kątowej występuje charakterystyczna prędkość obwodowa (styczna) $(v_t)_{cr} = \omega r_{cr}$ będąca funkcją danego składu mieszanki. Powyżej tej prędkości płomień nie może rozprzestrzeniać się – gaśnie. Tak więc głównymi przyczynami gaszenia płomienia nie są straty ciepła do ścianki i przekroczenie pewnej wartości sił odśrodkowych wynikających z przyspieszenia dośrodkowego, lecz główną przyczyną jest to że płomień przekracza promień o granicznej prędkości obwodowej dla danego składu mieszanki.

Można wykorzystać analizę wymiarową do wyciągnięcia ogólnych wniosków na temat gaszenia płomienia. Jak widać na rys. 6.26, gaszenie płomienia zależy od własności mieszanki (wyrażonych przez laminarną prędkość spalania u_L),

krytycznego przyspieszenia dośrodkowego a_{cr} i promienia krytycznego r_{cr} . Z tych trzech parametrów możemy stworzyć tylko jedną liczbę bezwymiarową – liczbę Frouda (wg literatury angielskiej)

$$Fr = \frac{u_L^2}{a_{cr} r_{cr}} = \frac{u_L^2}{\omega^2 r_{cr}^2} = \frac{u_L^2}{(v_t)_{cr}^2} \quad (6.27)$$

(W literaturze polskiej liczba Frouda jest definiowana $Fr = \frac{a_{cr} r_{cr}}{u_L^2}$).

Jak widać, liczba Frouda jest wyrażona przez stosunek krytycznej prędkości stycznej $(v_t)_{cr}$ do prędkości laminarnego spalania u_L .

Wartości liczby Frouda, jako funkcji składu mieszanki, obliczono w oparciu o dane eksperymentalne i przedstawiono w tabeli 6.4. Dla danego składu mieszanki eksperymentalnie znaleziono wartości u_L w funkcji prędkości wirowania ω (do obliczeń przyjęto wartość średnią z kilku pomiarów). Ten sam rząd wielkości obliczonych liczb Frouda wskazuje, że liczba ta jest odpowiednim kryterium do opisu warunków gaszenia płomienia w polu sił odśrodkowych.

Tabela 6.4. Liczba Frouda jako funkcja składu mieszanki obliczona w oparciu o parametry wyznaczone w warunkach gaszenia płomienia

C ₃ H ₈ [%]	3.00	3.25	3.50	3.75	4.00
u_L [m/s]	0.16	0.21	0.25	0.31	0.35
$(v_t)_{cr}$ [m/s]	6.48	8.28	10.3	13.9	15.7
Fr	0.000648	0.000646	0.000589	0.000497	0.000497
Fr^{-1}	1642.5	1544.6	1697.4	2010.5	2012.2

7. PODSUMOWANIE PRACY

7.1. Główne wyniki badań eksperymentalnych uzyskane w ramach przedstawianej pracy

Badania prowadzono w zbiornikach cylindrycznych o stałej objętości o średnicy wewnętrznej 90 mm i różnych szerokościach, jak również w zbiornikach otwartych o średnicach wewnętrznych 90 mm i 140 mm i szerokościach 20 mm i 30 mm, wentylowanych w osi wirowania.

Eksperymenty w zbiornikach zamkniętych obejmowały badania wpływu prędkości wirowania ładunku na granicę palności, na kształt i strukturę płomienia, na warunki początku gaszenia płomienia, na charakterystyki płomienia po zapoczątkowaniu gaszenia oraz na przebieg ciśnień. Badano również wpływ prędkości wirowania ładunku na charakterystyki spalania mieszanki w zależności od jej składu. Określono też odprowadzanie ciepła do ścianek zbiornika i sporządzono bilans cieplny komory spalania. Główne wyniki tych badań opublikowano w pracy [48].

Eksperymenty przeprowadzone w zbiornikach otwartych umożliwiły zebranie danych charakteryzujących płomień rozprzestrzeniający się swobodnie w polu dużych sił odśrodkowych. Określono wpływ prędkości wirowania ładunku na prędkość przemieszczania się płomienia względem ścianek i na promień krytyczny zapoczątkowujący gaszenie płomienia przy ściankach czołowych cylindra. Początkowo doświadczenia prowadzono tylko z jednym składem mieszanki metan/powietrze wynoszącym 8.45% CH_4 . Dane z tych badań opublikowano w pracy [50]. W następnym etapie prowadzono badania rozprzestrzeniania się płomieni i ich gaszenia w mieszkankach propan/powietrze dla pięciu różnych składów: 3%, 3.25%, 3.50%, 3.75%, i 4% C_3H_8 . W badaniach tych dla każdego promienia krytycznego r_{cr} zapoczątkowującego gaszenie płomienia określano krytyczne przyspieszenie promieniowe a_{cr} dla różnych składów mieszanki ϕ w funkcji prędkości wirowania ładunku ω .

Analiza wyników eksperymentów wykazała, że dla danego składu mieszanki płomień jest zawsze gaszony na promieniu wyznaczającym tę samą prędkość styczną $(v_t)_{\text{cr}} = \omega r_{\text{cr}}$. Wynika stąd, że przy danym składzie mieszanki płomień może być gaszony dla różnych prędkości wirowania ładunku na różnych promieniach, przy różnych przyspieszeniach promieniowych. Fizyczna analiza wymiarowa wykazała, że w charakterze kryterium gaszenia płomienia może wystąpić liczba Frouda [69, 72], zdefiniowana jako

$$Fr = \frac{u_L^2}{a_{cr} r_{cr}} = \left[\frac{u_L}{(v_t)_{cr}} \right]^2$$

a więc wyrażona przez stosunek prędkości. Analiza danych eksperymentalnych wykazała, że płomień jest gaszony, gdy $\frac{u_L}{(v_t)_{cr}} \cong \frac{1}{40}$.

Główne wyniki tych badań opublikowano w pracy [52].

W pracach eksperymentalnych prowadzonych przez wiele lat w zbiornikach zamkniętych i wentylowanych wszechstronnie przebadano i poznano zachowanie się płomieni od momentu zapłonu do początku gaszenia i od początku gaszenia do ich pełnego zaniku. Choć określono empiryczne kryterium gaszenia płomienia, to sam fizyczny mechanizm tego zjawiska pozostawał nierozstrzygnięty, aż do czasu wprowadzenia do rozważań przepływów wewnętrznych wynikających z oddziaływania płomienia na strukturę przepływu gazów.

Oddziaływanie płomienia na przepływ gazów w wirującym zbiorniku analizował Chomiak [61] i Marra w przeprowadzanych przez siebie symulacjach komputerowych ([59], [67]).

W oparciu wyniki tych analiz Chomiak przedstawił najbardziej prawdopodobny fizyczny mechanizm gaszenia płomienia w wirującym zbiorniku [61].

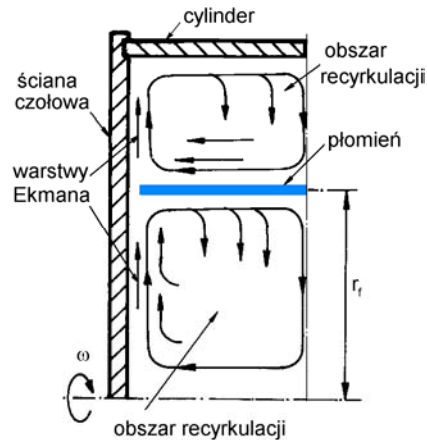
7.2. Mechanizm gaszenia płomienia

W wirującej komorze spalania o stałej objętości prędkość propagacji płomienia podczas jego rozwoju w mieszanke o stałym składzie i różnych prędkościach wirowania jest największa na początku, a następnie stopniowo zmniejsza się. Do momentu zgaśnięcia płomienia przy ścianie przebieg prędkości jego rozprzestrzeniania się jest taki sam dla różnych prędkości wirowania (patrz rys. 5.10). Nieznaczny spadek prędkości rozprzestrzeniania się płomienia względem ścianek w początkowej fazie jego rozwoju można objaśnić ich studzącym oddziaływaniem na spaliny (wzrost powierzchni kontaktu spalin ze ściankami). Zapoczątkowanie gaszenia powoduje radykalny spadek prędkości rozprzestrzeniania się płomienia (rys. 5.10).

Główne cechy oddziaływania płomienia na przepływ są przedstawione schematycznie przez Chomiaka na rys. 7.1. [61] oraz przez Marrę na rys. 7.2 jako fragment wyników jego symulacji komputerowych.

W obszarze spalin ograniczonym czołem płomienia formują się dwie struktury wirowe recyrkulacji spalin, częścią których są intensywnie chłodzone przez ścianki warstwy spalin. Warstwy te (tzw. warstwy Ekmana) przylegają do ścianek bocznych cylindra usytuowanych prostopadle do osi wirowania. Również w obszarze na zewnątrz płomienia dwie cylindryczne struktury recyrkulacji są napędzane przez warstwy mieszanki schładzanej na bocznych

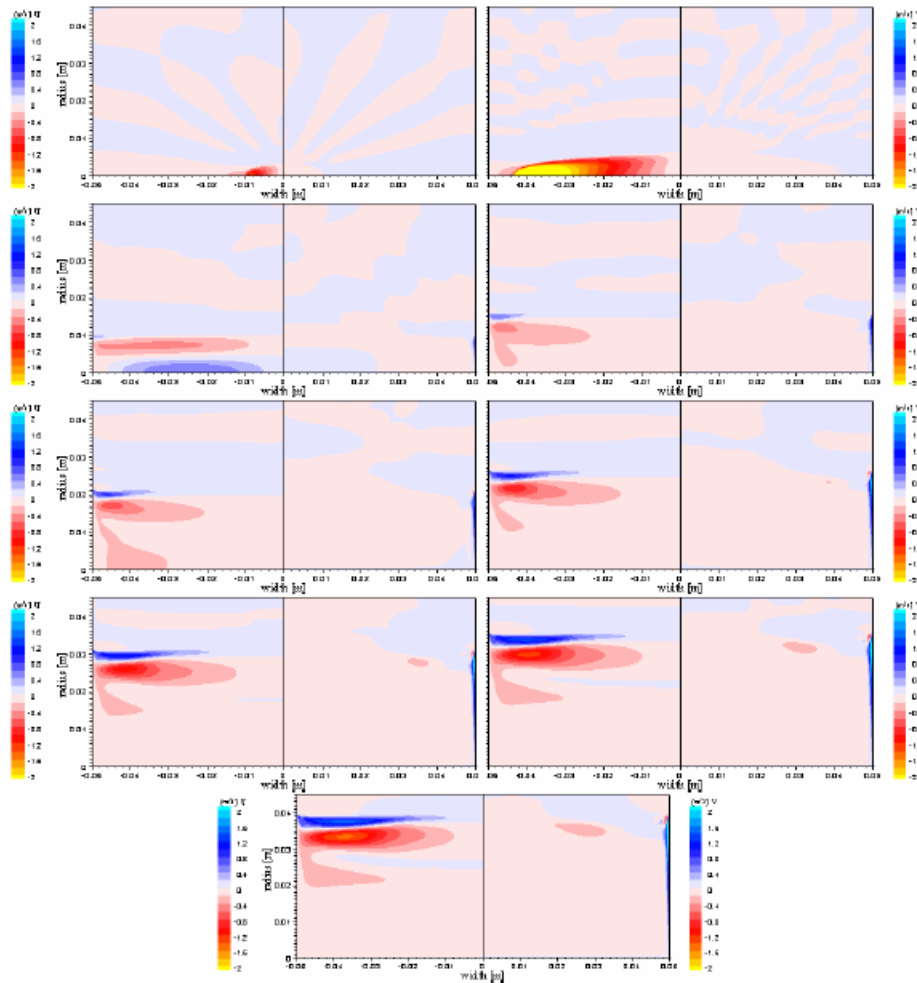
ściankach cylindra. Obszary recyrkulacji mieszanki przed płomieniem nie mają większego znaczenia, ponieważ prędkości przepływu w tych obszarach nie oddziałują na płomień, za wyjątkiem minimalnych efektów powodowanych rozciąganiem. Również wymiana ciepła tam zachodząca jest wielkością drugiego rzędu, ponieważ różnica temperatur między mieszanką a ścianką jest mała.



Rys. 7.1. Oddziaływanie płomienia na przepływ w wirującym zbiorniku z widocznymi obszarami recyrkulacji i warstwami Ekmana [61]

Zupełnie inna jest sytuacja w warstwie Ekmana przy ściance bocznej w części za płomieniem. Warstwa ta transportuje tam spaliny, które są silnie schładzane przez ściankę. Gdy schłodzona warstwa spalin zderza się z płomieniem, nie może ona przebić się przez niego, gdyż gęstość spalin, nawet po ich wystudzeniu, jest ciągle mniejsza niż gęstość świeżej mieszanki, w związku z czym warstwa ta jest kierowana pod płomień i przemieszcza się wzdłuż jego powierzchni. Pierścieniowy strumień wystudzonych spalin przesuwający się tuż za czołem płomienia efektywnie obniża prędkość spalania, nawet jeżeli temperatura pozostałych spalin jest ciągle wysoka. Mechanizm ten wyjaśnia zaobserwowane zjawisko dużego wpływu prędkości obwodowej (określanej na promieniu zajmowanym przez powierzchnię płomienia) na prędkość spalania, jak również to, że wpływ ten jest prawie natychmiastowy. Płomień znajduje się w pewnej małej odległości od ścianki (odległość gasząca), dopóki prędkość warstwy Ekmana jest mniejsza od prędkości spalania na krawędzi płomienia. Gdy prędkość warstwy osiągnie większą wartość od prędkości spalania, płomień zostanie odsunięty od ścianki, jego szerokość zacznie się zmniejszać, aż do całkowitego zaniku. Mechanizm ten jest zgodny z wynikami symulacji komputerowych Marry ([59], [67]). Na rysunku 7.2 widoczne są warstwy ochłodzonych spalin, poruszające się pod powierzchnią płomienia (równoległe do jego powierzchni w obszar spalin) – po lewej stronie rysunku, jak również można

zaobserwować przepływy warstw Ekmana w kierunku promieniowym w sąsiedztwie płomienia – po prawej stronie rysunku.



Rys. 7.2. Prędkość osiowa U (strona lewa) i promieniowa V (strona prawa) warstw dla czasów: 0.01, 0.03, 0.05, 0.07, 0.09, 0.11, 0.13, 0.15 s; komora 90x100 mm, prędkość kątowa $\omega = 628 \text{ s}^{-1}$, mieszanka 6.3% CH_4 ($\phi = 0.640$) [59]

Po odsunięciu się krawędzi płomienia od ścianki i po zapoczątkowaniu zmniejszania jego szerokości powstają trzy obszary, które funkcjonują równolegle obok siebie. Jest to obszar płomienia i dwa obszary przylegające do ścianek czołowych zbiornika, w których płomień nie występuje i gdzie temperatura spalin jest niższa niż za czołem płomienia. Wszystko to ma miejsce w polu dużych przyspieszeń odśrodkowych, które wzbudzają swobodne przepływy

konwekcyjne płomienia i spalin tuż za powierzchnią płomienia w kierunku osi wirowania. Ruch ten zmniejsza prędkość spalania względem ścianek zbiornika obserwowaną podczas eksperymentu. Prędkość swobodnej konwekcji jest proporcjonalna do pierwiastka kwadratowego z przyspieszenia odśrodkowego razy wymiar charakterystyczny obszaru za płomieniem, który jest proporcjonalny do promienia, na którym usytuowany jest płomień. I tak prędkość swobodnej konwekcji obniża obserwowaną prędkość spalania wprost proporcjonalnie do szybkości wzrostu prędkości obwodowej w miejscu zajmowanym przez płomień. To objaśnia systematyczny spadek prędkości spalania w funkcji czasu i bardzo silną zależność prędkości spalania od prędkości kątowej, co widać na rysunkach 5.32 i 5.33. Jest ciekawe, że zarówno zmniejszenie szerokości płomienia, jak i spadek prędkości spalania są proporcjonalne do prędkości obwodowej w miejscu, w którym znajduje się płomień. Nic więc dziwnego, że płomień rozprzestrzeniający się w wirującym zbiorniku, w mieszanke o pewnym składzie, nie może przetrwać określonej prędkości obwodowej właściwej dla danego składu i która w ten sposób staje się czynnikiem kontrolującym zachowanie płomienia.

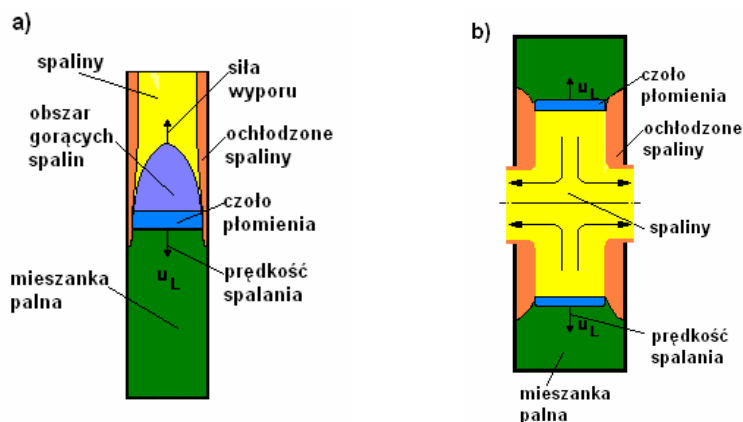
Wpływ przyspieszenia Coriolisa na strukturę płomienia i prędkość spalania, zgodnie z posiadaną wiedzą, nie był do tej pory analizowany w literaturze. Z analizy przeprowadzonej przez Chomiaka [61] wynika, że prędkość kątowa odgrywa ważną, ale nie najważniejszą rolę w przepływach gazów pod wpływem rotacji. Płomień w mieszkach ubogich są bardziej czułe na rotację niż w mieszkach stechiometrycznych. Możliwe, że efekt Coriolisa obecny na początku rozprzestrzeniania się płomienia stanowi dodatkowy powód tego, że prędkość spalania wirującego płomienia jest mniejsza niż płomienia nie poddanego wirowaniu [61]. Z fizycznego punktu widzenia przyspieszenie Coriolisa może prowadzić do deformacji elementów płynu (gazu) w strefie podgrzania płomienia równoważnych działaniu rozciągania (flame stretch). Ten aspekt oddziaływania sił Coriolisa wymaga dalszych badań.

7.3. Mechanizm zaniku płomienia po zapoczątkowaniu jego gaszenia

W celu zrozumienia istoty zjawiska zaniku płomienia po zainicjowaniu jego gaszenia przeanalizujemy pewne właściwości granicznego płomienia rozprzestrzeniającego się w pionowej kolumnie od otwartego górnego końca do zamkniętego dolnego końca w polu sił grawitacyjnych (rys. 7.3). Kształt czoła płomienia jest dla granicznego składu mieszanki płaski.

Płomień zainicjowany u góry otwartej kolumny przemieszcza się w dół. Po zaniku płomienia przy ścianie (wskutek oziębienia przez jej powierzchnię) czoło płomienia w swej centralnej części nadal rozprzestrzenia się, do dołu,

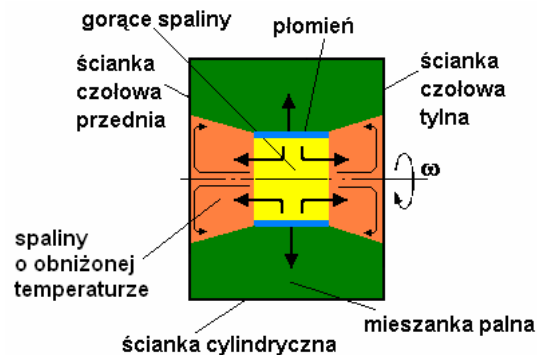
z prędkością bliską prędkości laminarnego spalania. Jednak na sam płomień i rdzeń gorących spalin za czołem płomienia oddziałują siły wyporu, starające się unieść gorącą część obszaru. Powoduje to obsuwanie się ochłodzonych spalin przy ściankach i ich stopniowe przenikanie przed czoło płomienia (rys. 7.3a). Jest to głównym powodem jego stopniowego zaniku.



Rys. 7.3. Rozprzestrzenianie się płomienia płaskiego bądź cylindrycznego:
a) kanał pionowy otwarty u góry i zamknięty u dołu, b) wirująca komora spalania wentylowana w osi wirowania

Podobnie zachowuje się płomień w otwartej wirującej komorze spalania. Zainicjowany w środku komory spalania rozprzestrzenia się promieniowo, aż do osiągnięcia promienia krytycznego, któremu odpowiada prędkość obwodowa specyficzna dla danego składu mieszanki. Powyżej tej prędkości rozpoczyna się proces gaszenia, podczas którego płomień stopniowo zmniejsza swoją szerokość (rys. 7.3b) aż do kompletnego zaniku. Gaszenie to ma swe źródło w recyrkulacji spalin. Zależność krytycznego promienia czoła płomienia w funkcji prędkości wirowania i składu mieszanki przedstawiono na rys. 6.24 i 6.26. W polu działania dużych przyspieszeń odśrodkowych wzbudzone są swobodne przepływy konwekcyjne płomienia i spalin tuż za powierzchnią czoła płomienia. Zjawisko to zmniejsza prędkość ruchu płomienia względem ścianek zbiornika.

Podobny obraz występuje podczas rozprzestrzeniania się płomienia w wirującej komorze spalania o stałej objętości i stosunkowo dużej szerokości.



Rys. 7.4. Rozprzestrzenianie się płomienia w wirującej komorze spalania o stałej objętości

Cechą charakterystyczną takiego płomienia, po jego lokalnym wygaszeniu przy ściankach czołowych, jest stałe zmniejszanie się jego powierzchni. Maleje ilość produktów spalania, co przy dużej objętości ochłodzonych spalin zmniejsza prędkość przemieszczania się płomienia (rys. 7.4). Na zewnątrz cylindrycznej powierzchni płomienia o promieniu r znajduje się niespalona mieszanka, a między cylindrem i ściankami bocznymi komory ochładzane cyrkulujące spaliny. Objętość tych spalin jest dużo większa od objętości świeżych produktów spalania (co jest powodowane zmniejszającą się powierzchnią płomienia). Prowadzi to do spadku obserwowanej prędkości rozprzestrzeniania się płomienia względem ścianek.

7.4. Historia powstawania płomienia, jego rozwoju, lokalnego wygaszania przy ścianie i stopniowego zaniku (na przykładzie spalania w zbiorniku o stałej objętości)

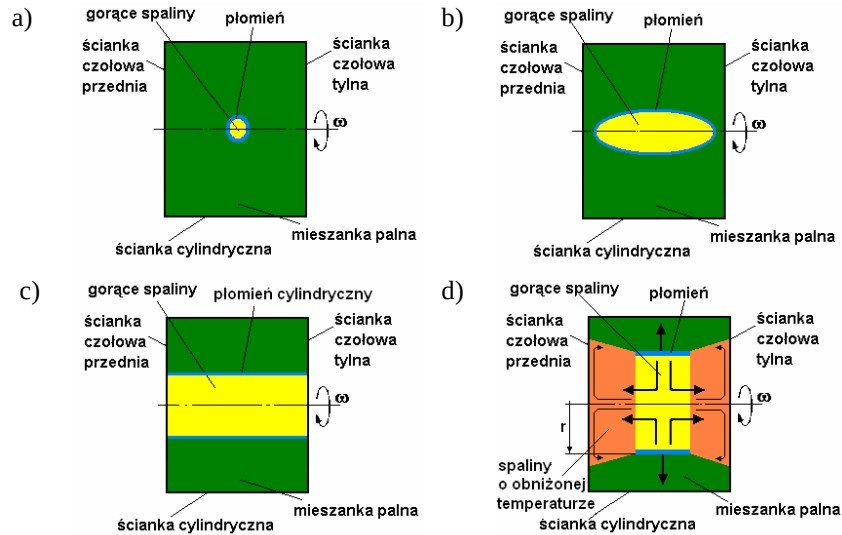
Poszczególne etapy tej historii można scharakteryzować w następujący sposób:

1. W fazie początkowej, przedstawionej na rysunku 7.5a, następuje zapłon mieszanki w centralnej części wirującego zbiornika cylindrycznego, w wyniku czego formuje się kuliste jądro płomienia o średnicy ok. 5 mm.
2. W następnej fazie, pokazanej na rysunku 7.5b, następuje szybkie rozprzestrzenianie się płomienia wzdłuż osi wirowania, w kierunku ścianek czołowych zbiornika. Płomień przyjmuje kształt cygara.
3. W kolejnej fazie, zilustrowanej rysunkiem 7.5c, płomień osiągnął ścianki czołowe zbiornika i rozprzestrzeniał się promieniowo w kształcie powierzchni cylindrycznej. Po osiągnięciu promienia krytycznego r_{cr} (zależnego od składu mieszanki ϕ i prędkości wirowania ładunku ω) płomień przy ściankach

czołowych gaśnie, w wyniku czego rozpoczyna się zmniejszanie jego szerokości.

4. W ostatniej fazie, przedstawionej na rysunku 7.5d, płomień stopniowo zmniejsza swoją szerokość, rozprzestrzeniając się promieniowo względem ścianek z coraz to mniejszą prędkością, a w końcu całkowicie zanika.

Każdy z wymienionych etapów był przedmiotem szczegółowych badań, choć jeszcze wiele kwestii nie zostało do końca wyjaśnione.



Rys. 7.5. Historia powstawania płomienia, jego rozwoju, lokalnego wygaszania przy ścianie i stopniowego zaniku

7.5. Wnioski

1. W wyniku prowadzenia wieloletnich badań eksperymentalnych, zarówno w zbiornikach zamkniętych, jak i wentylowanych, określono wszystkie podstawowe parametry charakteryzujące zachowanie płomienia, począwszy od jego powstania, poprzez moment początku gaszenia, aż do jego kompletnego zaniku.
2. Szczególne znaczenie miały wyniki badań uzyskane w zbiornikach wentylowanych, w oparciu o które stwierdzono, że podstawowym warunkiem gaszenia płomienia jest osiągnięcie przezeń promienia krytycznego z charakterystyczną dla niego prędkością obwodową $v_t = \omega r$, specyficzną dla każdego składu mieszanki. Powyżej tej prędkości płomień przy ścianie nie może przetrwać.

3. W oparciu o analizę wymiarową określono kryterium gaszenia płomienia w postaci stałej liczby Frouda, wyrażonej przez stosunek prędkości

$$Fr = \left(\frac{u_L}{(v_t)_{cr}} \right)^2$$
 . Analiza danych eksperymentalnych wykazała, że gaszenie płomienia występuje wtedy, gdy prędkość obwodowa (v_t) przekracza prędkość laminarnego spalania u_L czterdziestokrotnie ($\frac{(v_t)_{cr}}{u_L} \cong 40$).
4. Zebrane dane eksperymentalne były pomocne przy określaniu fizycznego mechanizmu gaszenia płomienia w wirującym ładunku.
5. Wyniki badań pozwoliły również określić mechanizm zaniku płomienia po zapoczątkowaniu jego gaszenia przy ścianie.

Literatura

- [1] Kordylewski W., Spalanie i paliwa, Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 1999.
- [2] Oppenheim A.K., Pulsed Jet Combustion - Its Past, Present, and Future, Archivum Combustionis, Vol. **11**, No. 1-2, 1991, pp. 3-18.
- [3] Wolanski P., Application of Pulsed Jet Combustion to Internal Combustion Engines, [in:] Dynamics of Exothermicity, J. Ray Bowen Ed., Gordon and Reach Publications, 1996, pp. 131-150.
- [4] May M.S. and Spinnler F., Betriebserfahrungen Hochverdichteten Ottomotoren nach dem May Fireball-Verfahren, MTZ, No. 6, **39**: 243-246, 1978.
- [5] Overington M.T., Gasoline Engine Combustion – The High Ratio Compact Chamber, SAE Technical Paper Series 820166, 1982.
- [6] Downs D., The Passenger Car Power Plant; Future Perspectives, paper presented at the XIX International FISITA Congress, Melbourne, Australia, 8-12 November 1982, Ricardi Report DP 82/2165.
- [7] Jarosiński J., Łapucha R., Mazurkiewicz J. and Wójcicki S., Investigation of a Lean-Burn Piston Engine with Catalytic Prechamber, SAE Technical Paper Series 960083, 1996.
- [8] Takagi T., A New Era in Spark-Ignition Engines Featuring High-Pressure Direct Injection, Twenty-Seventh Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 2055-2068, 1998.
- [9] Kuwahara K., Ueda K. and Ando H., Mixing Control Strategy for Engine Performance Improvement in a Gasoline Direct Injection Engine, SAE Technical Paper 980158, 1998.
- [10] Zhao F., Lai M.C., Harrington D.L., Automotive spark-ignited direct-injection gasoline engines, Progress in Energy and Combustion Science, Vol. **25**, No. 5, 1999, pp. 437-562.
- [11] Moore N.P.W., Martin D.G., Flame propagation in vortex flow, Fuel, **32**, pp. 393-394, 1953.
- [12] Beer J.M. and Chigier N.A., Combustion aerodynamics, Chapter 5. Swirling flows, Applied Science Publishers LTD, London 1972.
- [13] McCormack P.D., Combustible vortex rings, Proc R Irish Acad. Sect A, **71**(6), pp. 73-83, 1971.
- [14] McCormack P.D., Scheller K., Mueller G., Tisher R., Flame propagation in a vortex core, Combust. Flame **19**(2): pp. 297-303, 1972.
- [15] Krivulin V.N., Lovachev L.A. and Makeev V.I., A study of combustion limits in large volumes. II. Propane-air mixture. Combustion and Explosion, pp. 296, Nauka, Moscow, 1972.
- [16] Margolin A.D., Karpov V.P., Combustion of a rotating gas, Dokl. Acad. Nauk SSSR, **216**, 346, pp. 1-9, 1974.
- [17] Margolin A.D., Karpov V.P., Flame propagation in an eddy combustion chamber, Society of Automotive Engineers. No. 741165, International Stratified Charge Engine Conference, Troy, Michigan, October 30 – November 1, 1974.
- [18] Lovachev L.A., On flame propagation in vortices, Combustion and Flame **27**: pp. 125-127, 1976.

- [19] Lovachev L.A., Flammability limits; a review, *Combustion and Flame* **29**: pp. 204-209, 1979.
- [20] Babkin V.S., Badalyan A.M., Borysenko A.V., Zamanshchikov V.V., Flame quenching in a rotating gas, *Fizika Goreniya i Vzryva*, **18**: pp. 17-20, 1982.
- [21] Hanson R.J. and Thomas A., Flame development in swirling flows in closed vessels, *Combust. Flame*, **55**: pp. 255-277, 1984.
- [22] Chomiak J., Dissipation fluctuations and the structure and propagation of turbulent flames in premixed gases at high Reynolds numbers, *Proc. Combust. Inst.* **16**: pp. 1665-1673, 1977.
- [23] Daneshyar H.D., Hill P.G., The structure of small scale turbulence and its effect on combustion in spark ignition engines, *Prog. Energy Combust. Sci.* **13**: pp. 47-73, 1987.
- [24] Sakai Y. and Ishizuka S., The phenomena of flame propagation in a rotating tube, Twenty Sixth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 847-853, 1996.
- [25] Ishizuka S., Lifting mechanism of free jet diffusion flame, Twentieth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 287-294, 1984.
- [26] Sakai Y. and Ishizuka S., A comparison between experimental measurements and numerical calculations of the structure of premixed rotating counter flow methane-air flames, Twenty Fourth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 153-159, 1992.
- [27] Yamamoto K., Ishizuka S. and Hirano T., Effects of rotation on the stability and structure of tubular flame, Twenty Fifth Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, pp. 1399-1404, 1994.
- [28] Ishizuka S., Murakami T., Hamasaki T., Koumura K., Hasegawa R., Flame speeds in combustion vortex rings, *Combust. Flame*, **513**: pp. 542-553, 1998.
- [29] Ishizuka S., Characteristics of tubular flames, *Prog. Energy Combust. Sci.* **19**: pp. 187-226, 1993.
- [30] Ishizuka S., On the flame propagation in a rotating flow field, *Combust. Flame*, **82**: pp. 176-190, 1990.
- [31] Ishizuka S., Flame propagation along a vortex axis, *Progress in Energy and Combustion Science*, **28**: pp. 477-542, 2002.
- [32] Chen Z.H., Liu G.E., Sohrab S.H., Premixed flames in counterflow jet under rigid body rotation, *Combustion and Flame* **51**: pp. 39-50, 1987.
- [33] Sivashinsky G.I., Sohrab S.H., The influence of rotation on premixed flames in flow, *Combust. Sci. and Tech.*, **53**: pp. 67-74, 1987.
- [34] Umemura U., Tomita K., Rapid flame propagation in a vortex tube in perspective of vortex breakdown phenomena, *Combust. Flame*, **125**: pp. 820-838, 2001.
- [35] Hasegawa T., Nishikado K., Chomiak J., Flame propagation along a fine vortex tube, *Combust. Sci. and Tech.*, **108**: pp. 67-80, 1995.
- [36] Hasegawa T., Michikami S., Nomura T., Gotom D., Sato T., Flame development along a straight vortex, *Combust. Flame*, **129**: pp. 294-304, 2002.
- [37] Ashurst Wm. T., Flame propagation along a vortex: the baroclinic push, *Combust. Sci. and Tech.*, **112**: pp. 175-185, 1996.
- [38] Sivashinsky G.I., Rakib Z., Matalon M., Sohrab S.H., Flame propagation in a rotating gas, *Combust. Sci. and Tech.*, **77**: pp. 37-53, 1988.

- [39] Sheu W.J., Sohrab S.H., Sivashinsky G.I., Effect of rotation on Bunsen flame, *Combust. Flame*, **79**: pp. 190-198, 1990.
- [40] Cha J.M., Sohrab S.H., Stabilization of premixed flames rotating Bunsen burners, *Combust. Flame*, **106**: pp. 467-477, 1996.
- [41] Atobiloye R.Z. and Britter R.E., On flame propagation along vortex tubes, *Combust. Flame*, **98**: pp. 220-230, 1994.
- [42] Pischinger F., Taucar G., Der Mechanismus der Verbrennung im Germischwirbel, *Motortechnische Zeitschrift (MTZ)*, No. 6, **34**: pp. 67-74, 1987.
- [43] Ricardo Co. Eng. Report No EPA-460/3-74-011, 1975.
- [44] May M.S. and Spinnler F., Betriebserfahrungen Hochverdichteten Ottomotoren nach dem May Fireball-Verfahren, *MTZ*, No. 6, **39**: pp. 243-246, 1978.
- [45] Zawadzki A. and Jarosiński J., Laminarization of flame in rotating flow, *Combust. Sci. and Tech.*, **35**: pp. 1-13, 1983.
- [46] Jarosiński J., Łapucha R., Mazurkiewicz J. and Wójcicki S., Investigation of a lean-burn piston engine with catalytic prechamber, *SAE Technical Paper Series* 960083, pp. 1-8, 1996.
- [47] Jarosiński J., Łapucha R., Mazurkiewicz J. and Wójcicki S., Combustion System of a Lean-Burn Piston Engine with Catalytic Prechamber, *SAE Technical Paper Series* 2001-01-1186, 2001.
- [48] Gorczakowski A., Zawadzki A., Jarosiński J. i Veyssiere B., Combustion mechanism of flame propagation and extinction in a rotating cylindrical vessel, *Combustion and Flame* **120**: pp. 359-371, 2000.
- [49] Chomiak J., Gorczakowski A., Parra T. and Jarosiński J., *Flame Kernel Growth in a Rotating Gas*, *Combustion Science and Technology*, Volume **180** Issue 2, pp. 391-399, 2008.
- [50] Gorczakowski A. and Jarosiński J., The Phenomena of Flame Propagation in a Cylindrical Combustion Chamber with a Swirling Mixture. 2000 SAE Congress, Detroit 6-9, March 2000.
- [51] Jarosiński J., Gorczakowski A., The Mechanism of Laminar Flame Quenching under the Action of Centrifugal Forces . Paper presented at the XVII International Symposium on Combustion Preocesses 2-5 September 2003, Ustroń Poland.
- [52] Jarosiński J., Gorczakowski A., The Mechanism of Laminar Flame Quenching under the Action of Centrifugal Forces . *Combustion Science and Technology*, **178** (8), 1441-1456, 2006.
- [53] Shoshin Yu. and Gorczakowski A., Effect of Ignition Location on Premixed Flame Propagation in Rotating Vessel, *Archivum Combustionis*, (w druku 2008).
- [54] Gorczakowski A., Jarosiński J., The Mechanism of Flame Propagation Extinction in a Rotating Vessel, The Twenty-Eight International Symposium on Combustion, Edinburg, Scotland, 30 July 4 August 2000.
- [55] Jarosiński J., Gorczakowski A., The Mechanism of Flame Extinction in a Rotating Cylindrical Vessel, 17th International Colloquium on on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems, July 25-30 1999 Heidelberg Germany, CD-ISBN 3-932217-01-2 (173).
- [56] Carslaw H.S. & Jaeger J.C., *Conduction of heat in solids*, Oxford University Press, Oxford 1959.
- [57] Hall G.J. & Herzberg A., Recent advances in transient Temperature Thermometry, *Jet Propulsion*, **11**, pp. 719-723, 1958.

- [58] Jedrzejowski S., Numerical processing of the eroding thermocouple signals to heat transfer analysis in the reciprocating compressor, Proc. Heat Transfer '98, Cracow 1998.
- [59] Marra F.S., Numerical Simulation of Whirl Premixed Flames, Advancement Report, Report of activities of contract No. 509847.
- [60] Wiśniewski S., Wymiana ciepła, PWN, Warszawa 1988.
- [61] Chomiak J., Jarosiński J., (w książce) Combustion Phenomena - Selected Mechanisms of Flame Formation, Propagation, and Extinction, CRC Press Taylor&Francis Group, (w druku 2008).
- [62] Jarosiński J., Techniki czystego spalania, WNT, Warszawa 1996.
- [63] Zeldowicz J.B., Teorija gorenija i dietonacji gazow, Moskwa, Izdatielstwo Akademii Nauk SSSr, 1944.
- [64] Gaydon A.G., i Wolfhard H.G., Flames - Their Structures, Radiation and Temperature, Chapman and Hall, London 1953.
- [65] Spalding D.B., Some Fundamentals of Combustion, London 1955.
- [66] Zhang Y., Ishizuka S., Zhu H., Kee R.J., The effect of rotation rate on the characteristics of premixed propane swirling tubular flame, Proceedings of the Combustion Institute 31 (2007), 1101-1107.
- [67] Marra F.S., Analysis of Premixed Flame Propagation In a Rotating Closed Vessel by Numerical Simulation, Mediterranean Combustion Symposium, Manastir, Tunisia, September 2007.
- [68] Andrews G.E. and Bradley D., The burning velocity of methane-air mixtures, Combustion and Flame, **19**, 275-288, 1972.
- [69] Zeldovich Ya.B., Structure and Stability of Steady Laminar Flame at Moderately Large Reynolds Numbers, Academy of Sciences SSSR, Tchernogolovka, 1979.
- [70] Hobler T., Ruch ciepła i wymienniki, WNT, Warszawa 1979.
- [71] Daou J. and Rogg B., Proc. Combust. Inst., **26**: 1275-1281, 1996.
- [72] Davies R.M. and Taylor G.I., Proc. R. Soc., **A 200**: 375, 1950.
- [73] Gorczakowski A. and Shoshin Yu. Effect of the Off-Axis Ignition on Flame Propagation in a Rotating Cylindrical Vessel. First Baltic Combustion Meeting 2005, Warszawa, Poland, November 27-29, 2005.

Publikacje i prezentacje autora związane z treścią rozprawy habilitacyjnej (nieujęte w wykazie literatury)

Publikacje - samodzielne

1. Gorczakowski A., Heat Release Rate and Laminar Burning Velocity Calculation Technique with Use of Classical Methods. *Archivum Combustionis* **22**; 143-161, 2002.
2. Gorczakowski A., Wyznaczanie strat ciepła do ścianki przy spalaniu mieszaniny gazowej propan-powietrze w wirującej komorze spalania. XVII Sympozjum Wymiany Ciepła i Masy, Kraków, czerwiec 2004. Część I, s. 325÷330.

Publikacje - wspólne

1. Jarosinski J., Gorczakowski A., The Mechanism of Flame Extinction in a Rotating Cylindrical Vessel, 17th International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems, July 25-30 1999 Hewidelberg Germany, CD-ISBN 3-932217-01-2 (173).
2. Gorczakowski A., Jarosinski J. and Rusin M., Burning Rate of Homogeneous Mixture in a Model Combustion Chamber. *Archivum Combustionis* **21**; 179-190, 2001.
3. Gorczakowski A. and Jarosinski J., The Phenomena of Flame Propagation in a Cylindrical Combustion Chamber with a Swirling Mixture, *SAE Transactions* 2001.
4. Jarosiński J., Podfilipski J., Gorczakowski A. and Veyssiere B., Experimental Study of Flame Propagation in Propane – Air Mixture near Rich Flammability Limits in Microgravity. *Combustion Science and Technology*. **174** (9), 21-48, 2002.
5. Jarosiński J., Podfilipski J., and Gorczakowski A., Influence of Turbulence on Catalytic Combustion in Spark Ignition Engine. *SAE Technical Paper Series* 2003-01-0626.
6. Jarosinski J., Podfilipski J. and Gorczakowski A., Experimental Study of Turbulent Combustion in Spark Ignition Engine. *Proceedings of the European Combustion Meeting ECM 2003*, Orleans, October 18-21, 2003, artykuł opublikowano w postaci CD-ROM.
7. Jarosinski J., Gorczakowski A., The Mechanism of Laminar Flame Quenching under the Action of Centrifugal Forces. Paper presented at the XVII International Symposium on Combustion Preocesses 2-5 September 2003, Ustroń Poland.
8. Jarosinski J., Podfilipski J. and Gorczakowski A., Influence of Turbulent and Charge Swirling Rate on Combustion in Spark Ignition Engine. *Archivum Combustionis*. **24**, 39-52, 2004.
9. Gorczakowski A., Jarosinski J. and Rusin M., Burning Rate of Homogeneous Mixture in a Model Combustion Chamber, *Archivum Combustionis*. **24**, 229-240, 2004.

Prezentacje – samodzielne

1. Gorczakowski A., Burning Rate and Laminar Burning Velocity Calculation Method. *Proceedings of the 17th International Symposium on Combustion Processes*, Poznań 2001, pp. 229.

2. Gorczakowski A., Profil czoła płomienia przy spalaniu mieszanki jednorodnej w wirującej komorze spalania. XVIII Zjazd Termodynamików, wrzesień 2002.
3. Gorczakowski A., Wyznaczanie strat ciepła do ścianki przy spalaniu mieszaniny gazowej propan-powietrze w wirującej komorze spalania. XII Sympozjum Wymiany Ciepła i Masy, Kraków 15-18 czerwca 2004 r.

Prezentacje – wspólne

1. Gorczakowski, A. Zawadzki A., Jarosiński J., Badania wymiany ciepła podczas spalania mieszanki jednorodnej w komorze wirowej. X Sympozjum Wymiany Ciepła i Masy, Świeradów Zdrój, 14-18 września 1998, Część I, s. 286÷291.
2. Gorczakowski A., Jarosinski J., The Mechanism of Flame Extinction in a Rotating Cylindrical Vessel. 17th International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems, July 25-30 1999 Heidelberg, Germany, CD-ISBN 3-932217-01-2 (173).
3. Gorczakowski A., Jarosiński J., Mechanism of flame propagation and extinction during combustion of a homogeneous mixture in the rotating chamber. XVIth International Symposium on Combustion Processes - Kazimierz Dolny, 1-5 IX 1999, ss. 90-91.
4. Gorczakowski A., Jarosiński J., Gaszenie płomienia podczas spalania mieszanki jednorodnej w komorze wirowej. XVII Zjazd Termodynamików Zakopane 6 – 11 września 1999, t. II ss. 471-475.
5. Gorczakowski A., Jarosiński J., Velocity of Flame Propagation During Turbulent Combustion of Homogeneous Mixture in a Rotating Cylindrical Vessel. 26th International Scientific Conference on Combustion Engines – Nałęczów 10 – 13 września 2000, ss. 125-134.
6. Gorczakowski A. and Jarosiński J., The Phenomena of Flame Propagation in a Cylindrical Combustion Chamber with a Swirling Mixture. 2000 SAE Congress, Detroit 6-9 March 2000.
7. Gorczakowski A. and Jarosiński J., The Mechanism of Flame Propagation Extinction in a Rotating Cylindrical Vessel. The Twenty-Eight International Symposium on Combustion Edinburgh, Scotland, 30 July 4 August 2000.
8. Gorczakowski A. and Jarosinski J., The Phenomena of Flame Propagation in a Cylindrical Combustion Chamber with a Swirling Mixture, SAE Transactions 2001.
9. Jarosiński J., Podfilipski J., Gorczakowski A. and Veyssiere B., Experimental Study of Flame Propagation in Propane – Air Mixture near Rich Flammability Limits in Microgravity. Paper presented at the Colloque “Sciences de la matiere et microgravite, 14 et 15 Mai 2001, Paris, France.
10. Jarosinski J., Podfilipski J. and Gorczakowski A., Influence of Turbulent on Catalytic Combustion in Spark Ignition Engine. SAE Technical Paper Series 2003-01-0626-referat na Kongresie SAE Detroit USA.
11. Jarosinski J., Podfilipski J. and Gorczakowski A., Experimental Study of Turbulent Combustion in Spark Ignition Engine. Proceedings of the European Combustion Meeting ECM 2003, Orleans, October 18-21, 2003.
12. Gorczakowski A., Jarosiński J., The mechanism of laminar flame quenching under the action of centrifugal forces. XVIII International Symposium on Combustion Processes Ustroń, September 2003.

13. Jarosinski J. Gorczakowski A. Experimental Study of Flame Propagation in a Swirling Mixture. PTNSS – Kongres 2005, Bielsko-Biała / Szczyrk, Poland, September 25th –28th, 2005.
14. Jarosinski J. and Gorczakowski A., Study of Laminar Flame Quenching in a Rotating Cylindrical Vessel. XXth International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems McGill University, Montreal, Quebec, Canada, July 31 – August 5, 2005.
15. Marra F. S., Gorczakowski A. and Jarosiński J., Experimental and Numerical Investigations of the Quenching of Premixed Flames in a Rotating Vessel. Thirty-First International Symposium on Combustion, The Combustion Institute, Abstracts of Work-in Progress, Heidelberg University, Germany, August 06-11, (2006). Pp. 420.
16. Marra F. S., Gorczakowski A. and Jarosinski J., Experimental and Numerical Investigations of Premixed Flame Quenching in Rotating Vessel. 29th Meeting on Combustion, Pisa, Italy, June 14-17, 2006.
17. Gorczakowski A., Jarosinski J., Jedrzejowski S., Wpływ szybkości wirowania na straty ciepła do ścianki przy spalaniu mieszanek gazowych w wirującej komorze spalania. European Congress KONES 2006, September 10-13, 2006, Naleczow, Poland.
18. Gorczakowski A., Jarosinski J., Flame Propagation in a Rotating Cylindrical Vessel and Conditions of its Quenching. 21st International Colloquium Dynamics of Explosion and Reactive Systems, ENSMA Poitiers France, 23-27 July 2007.
19. Gorczakowski A., Jarosinski J. and Podfilipski J., Turbulent Combustion of Lean Mixture in Spark Ignition Engine. PTNSS 2007.
20. Gorczakowski A., Zawadzki A., Straty ciepła do ścianki komory przy spalaniu mieszanek gazowych metan-powietrze w obracającej się komorze cylindrycznej. XIII Sympozjum Wymiany Ciepła i Masy, 2007.
21. Gorczakowski A., Zawadzki A., Badanie rozprzestrzeniania się płomienia przy obwodowym punkcie zapłonu w wirującej komorze spalania. XX Zjazd Termodynamików Wrocław 2-6 września 2008, t. II, ss. 325-330.
22. Gorczakowski A., Zawadzki A., Wpływ szerokości komory na rozprzestrzenianie się i gaszenie płomienia w otwartej wirującej komorze spalania. XX Zjazd Termodynamików Wrocław 2-6 września 2008, t. II, ss. 331-336.
23. Gorczakowski A., Jarosinski J., Lean – Burn Combustion Systems In Spark Ignition Engines: Advantages and limitations. European Congress KONES 2008, September 7-10, 2008, Stare Jabłonki, Poland, Vol. 15, No. 2, pp. 97-102.

STRESZCZENIE

Tematem pracy są zjawiska towarzyszące spalaniu jednorodnej mieszanki, a w szczególności rozprzestrzenianiu się płomienia w ładunku zawirowanym. Praca dotyczy związku ilościowego między parametrami płomienia a parametrami ruchu wirowego, zależności ilościowej między gaszeniem płomieni a składem mieszanki i prędkościami obwodowymi wiru. Opisuje także wielkości składające się na bilans cieplny komory spalania i mechanizm gaszenia płomienia w polu sił odśrodkowych. Badania prowadzono w zbiornikach cylindrycznych (wykonanych ze szkła organicznego – polimetakrylan metylu – „plexiglas”), o średnicach wewnętrznych 90 i 140 mm, szerokościach od 20 do 100 mm, o poziomej osi wirowania. Prędkości wirowania zmieniały się od 0 do 628 s^{-1} , ($0\div 6000\text{ obr/min}$). Na podstawie uzyskanych wyników stwierdzono, że osiowosymetryczne rozprzestrzenianie się płomieni zachodzi przy prędkościach kątowych powyżej $\omega = 30\text{ s}^{-1}$ (ok. 300 obr/min). W komorach spalano mieszanki gazowe metanu z powietrzem o składach $5.6\div 10\%\text{ CH}_4$ i propanu z powietrzem o składach $3\div 4\%\text{ C}_3\text{H}_8$. Przebieg eksperymentu był sterowany układem komputerowym inicjującym powstanie iskry i umożliwiającym rejestrację danych, a obraz rejestrowano kamerą wideo. Eksperymenty prowadzono przy założeniu wstępnego modelu wirowania ładunku zamkniętego w komorze spalania jako ciała sztywnego. Sytuacja taka występuje na początku eksperymentu w czasie wirowania. Słuszność tego założenia zweryfikowano przez wykonane pomiary eksperymentalne. Potwierdzenie uzyskano przez zarejestrowanie szybko kamerą wideo trajektorii świecących cząstek poruszających się prostopadle do osi wirowania komory spalania, a także przez pomiar prędkości gazu w wirującej komorze względem jej cylindrycznej ścianki. Otrzymane wyniki dowiodły słuszności przyjętego założenia początkowego. Zapłon mieszanki, rozprzestrzeniający się płomień i powstałe cyrkulacje ochłodzonych spalin powodują przemieszczanie się gazów oddziałujących na płomień. Analizowano mechanizm rozprzestrzeniania się płomienia w stałej objętości zamkniętej komory spalania, dla różnych składów mieszanki metan-powietrze i różnych prędkości obrotowych komory. Dla tych zmiennych parametrów określono szybkość przyrostu ciśnienia w komorze spalania, promień i szerokość czoła płomienia. Stwierdzono również, że zwiększenie prędkości kątowej najpierw nieznacznie rozszerza, a następnie redukuje zakres granic palności. Płomienie w ubogich mieszankach, przy wysokich obrotach są szybko gaszone, co uniemożliwia spalenie całej objętości mieszanki. Rozpoczęcie procesu gaszenia płomienia zostaje przyspieszone, gdy mieszanka jest uboga lub prędkość obrotowa wyższa. W oparciu o uzyskane wyniki zestawiono bilans

ciepły ładunku spalane w wirującej cylindrycznej komorze o stałej objętości. Wyznaczono również straty ciepła do ścianki komory, a w oparciu o zmierzone na powierzchni ścianki czołowej rozkłady temperatury, analitycznie zlinearyzowane, obliczono gęstość strumienia ciepła wnikającego do ścianki (plexiglas) dla różnych prędkości obrotowych. Zaproponowano sposoby obliczania strat ciepła drogą przewodzenia, przejmowania i promieniowania. Przedstawiono model początkowego stadium rozprzestrzeniania się płomienia, dla którego uzyskano zadowalającą korelację z wynikami eksperymentalnymi. W trakcie realizacji prac przeprowadzono również pomiary miejscowej temperatury płomienia i spalin w wirującej komorze spalania. Celem tych pomiarów było wyznaczenie profilu temperatury rozprzestrzeniającego się płomienia oraz określenie promieniowego przemieszczania się czoła płomienia w połowie szerokości komory i spalin przy ścianie. Otrzymane wyniki, tj. zarejestrowane profile temperatury, umożliwiły jakościową ocenę zachowania się czoła płomienia w wirującej komorze dla różnych składów mieszanki i różnych prędkości obrotowych. Stwierdzono, że grubość płomienia (określona na podstawie profilu temperatury) maleje przy wzroście prędkości obrotowej cylindrycznej komory spalania. Uzyskany rząd wielkości grubości czoła płomienia jest zbliżony do danych prezentowanych przez Andrews i Bradleya. W momencie zgaszenia płomienia spaliny „wyprzedzają” płomień, znajdują się na większym promieniu. Kolejnym etapem pracy były badania szybkości rozprzestrzeniania się i gaszenia płomienia w komorze otwartej, przy stałym ciśnieniu i różnych prędkościach kątowych, dla mieszanki metan-powietrze o koncentracji bliskiej stechiometrycznej, oraz dla mieszanek propan-powietrze o różnych składach – od mieszanki skrajnie ubogiej do stechiometrycznej. Na podstawie tych eksperymentów określono wpływ przyspieszenia promieniowego na prędkość spalania laminarnego. Analiza wyników doświadczalnych wskazuje, że dla danego składu mieszanki krytyczne bezwymiarowe przyspieszenie kątowe jest liniową funkcją prędkości kątowej, a iloczyn prędkości kątowej i promienia krytycznego, na którym rozpoczyna się gaszenie płomienia, jest stały dla danego składu mieszanki. Płomień jest gaszony przy określonej szybkości obwodowej. Oprócz płomieni inicjowanych centralnie w osi komory badano również mechanizm rozprzestrzeniania się płomienia w wirującej komorze spalania przy zapłonie inicjowanym z dala od osi obrotu komory spalania, dla bogatych mieszanek propan-powietrze przy różnych prędkościach obrotowych, rejestrując obrazy szybką kamerą. Sfilmowane przebiegi wykorzystano do określenia położenia toru, po którym poruszał się geometryczny środek płomienia. Opisano mechanizmy gaszenia płomienia i zaniku płomienia, których słuszność potwierdziły symulacje komputerowe, a zastosowana metoda cieniowa zdjęć schlierenowskich potwierdziła przyjęty model procesu rozprzestrzeniania się i gaszenia płomienia w wirującej komorze spalania.

SUMMARY

The Investigations of Flame Propagation and Extinction for Mixture Combustion in a Field of High Centrifugal Forces

The phenomena accompanying homogeneous mixture combustion, in particular flame propagation structure in swirling load of a combustion chamber, are the subject of the paper. The work concerns a quantitative relationship between flame parameters and rotating motion parameters, a quantitative relation between flame quenching and both a mixture composition and centrifugal acceleration. The quantities (elements) involved in a thermal balance of a combustion chamber and in a flame quenching mechanism in a centrifugal forces field are also described. The experimental investigations were conducted in rotating cylindrical combustion chambers made of organic glass with horizontal axis of rotation. The combustion chambers with different inner diameters (90 and 140 mm) and different lengths (from 20 to 100 mm) were used at rotation rates of up to 6000rpm (from 0 to 628 s^{-1}). Gaseous mixtures methane – air (5,6÷10% of methane) and propane – air (3÷4% of C_3H_8) were burned in the chambers. A special computer program was used to control an experimental procedure, to initiate a spark-over and to enable data recordings. The photographic records were made with a colour video camera. The experiments were conducted under the assumption of rigid – body rotation of the gas model. The legitimacy of the assumption was verified by experimental measurements. A confirmation was achieved by the recorded (with high-speed video camera) trajectories of radiant particles moving in radial direction in the section perpendicular to the axis of rotation of the cylindrical vessel, as well as gas velocity measurements inside a rotating chamber as regards its cylindrical wall. The achieved results proved the legitimacy of the assumption. A mixture ignition, propagating flame and arising circulation of cooled combustion gases cause gases interacting with the flame to move. During the experiments a propagation mechanism of flame combustion in a constant volume closed chamber was analyzed for different compositions of methane – air mixture and various rotation rates of the chamber. For above – mentioned varying parameters, the pressure increase rate in combustion chamber, as well as the radius and width of flame front, were determined. On the basis of the obtained results, the thermal balance of burned load in a rotating cylindrical vessel with constant

volume was put together, as well as heat loss to the wall. Relaying on measured and linearized temperature profiles, heat flux density for heat penetrating cylindrical wall (wall material – organic glass, polymethacrylate methyl) was calculated. Relaying on the obtained results, it was found that axis-symmetrical propagation took place for angular velocities over $\omega = 30 \text{ s}^{-1}$. An angular velocity increase caused at first small extend of the flammability limits and then caused reduction of the flammability limits. Lean mixture flames, for high rotation rates, were quickly quenched, that was the reason of incomplete combustion of gas mixture. The beginning of flame quenching process was advanced, when the mixture was lean or a rotational speed was higher. The calculation methods of heat losses by the way of conduction, convection and radiation were proposed. The model of the initial flame propagation stage was presented, for which the satisfactory correlation with experimental data had been achieved. During the course of the experimental work local flame and combustion gases temperature measurements were done inside a rotating combustion chamber. One of the main purposes of the measurements was to determine temperature profile of propagating flame, as well as to characterize radial flame front propagation (at the half width of the chamber) and combustion gases propagation at the wall. The obtained results, recorded temperature profile (temperature increase rate), made possible a qualitative evaluation of flame front behaviour inside rotating chamber for various mixture contents and for different rotational velocities. A temperature profile was used to determine flame front thickness. It was found that the thickness of flame front decreased when a rotational rate of combustion chamber increased. Obtained order of magnitude for flame front thickness was very similar to the results presented by Andrews and Bradley. Investigations of flame propagation and quenching mechanism in an open vessel, under constant pressure and varying rotational rates, for methane – air mixture with concentration 8.45% and for propane – air mixtures with different compositions (from lean mixture to stoichiometric one) were the next step in realization of the project. At the moment, when the flame was extinguished, the combustion gases “overtook” the flame and they were situated at the larger radius. On the basis of experiments done for open combustion chamber, the influence of radial acceleration on laminar combustion velocity was established. The experimental results analysis indicates, that for given mixture composition, critical dimensionless angular acceleration is a linear function of angular velocity, and the product of angular velocity and a quenching radius is constant for a given mixture composition. The flame is quenched at the specific rotational speed. Apart from the flames initiated in the centre of the combustion chamber axis, a flame propagation mechanism in a rotating chamber for ignition initiated far away from rotational axis of combustion vessel, for rich mixtures propane – air at

various rotational rates was also investigated with use of recordings from high-speed video camera. The photographic records were used to determine the trajectory of the geometric centre of the flame. The mechanisms of flame quenching and flame disappearance were described. The legitimacy of them was confirmed by computer simulations and applied Schlieren method confirmed the proposed model of flame propagation and quenching in a rotating combustion chamber.

CHARAKTERYSTYKA ZAWODOWA AUTORA

Andrzej Gorczakowski urodził się w Bielsku-Białej w 1946 roku. Ukończył studia na Wydziale Mechanicznym Politechniki Łódzkiej w roku 1972 uzyskując dyplom magistra inżyniera Mechanika specjalności Maszyny Urządzenia Przemysłu Chemicznego i Spożywczego – Chłodnictwo. W tym też roku rozpoczął pracę jako pracownik naukowo-dydaktyczny w Instytucie Techniki Ciepłej i Chłodnictwa Politechniki Łódzkiej. W latach 1973-1975 prowadził zajęcia dydaktyczne w Filii Politechniki Łódzkiej w Bielsku-Białej, a także odbył staże przemysłowe w Fabryce Automatyki Chłodniczej w Cieszyńie oraz w Instytucie Celulozowo Papierniczym w Łodzi.

W roku 1981 obronił pracę doktorską na Wydziale Mechanicznym Politechniki Łódzkiej pt.: Badania wymiany ciepła przy ruchu naturalnym płynu wokół pęku rur poziomych.

Andrzej Gorczakowski jest autorem i współautorem 17 publikacji krajowych i zagranicznych oraz 27 referatów wygłoszonych na konferencjach krajowych i zagranicznych. Uczestniczył w realizacji kilkunastu prac naukowo – badawczych dla przemysłu. Był kierownikiem i głównym wykonawcą w projektach KBN.

Od wielu lat jest członkiem Wydziałowej Komisji Praktyk oraz Pełnomocnikiem Kierownika Katedry Techniki Ciepłej i Chłodnictwa ds. Praktyk Specjalizacyjnych i Dyplomowych.

W ramach działalności dydaktycznej prowadzi wykłady z przedmiotów specjalizacyjnych: Podstawowe procesy w klimatyzacji, Instalacje klimatyzacyjne, Technika grzewcza, Wentylacja przemysłowa, Systemy i urządzenia klimatyzacyjne, Technika ciepła. Prowadzi także zajęcia laboratoryjne i prace dyplomowe.

Odbyte staże naukowe:

- Rosja, Rosyjska Akademia Nauk im. Siemionowa, Instytut Chemii Fizycznej w Moskwie, staż naukowy w laboratorium badawczym, 1 tydzień, 1996,
- Francja, Laboratoire de Combustion et Detonation, University of Poitiers, ENSMSA, wspólny projekt badawczy nr 6125, 1 tydzień, 1999,
- Francja, Laboratoire de Combustion et Detonation, University of Poitiers, ENSMSA, wspólny projekt badawczy nr 6125, 1 tydzień, 2002,
- Francja, Laboratoire de Combustion et Detonation, University of Poitiers, ENSMSA, projekt Echtra, 6 miesięcy, 2006-07.

Za działalność naukową i dydaktyczną wyróżniony nagrodami Ministra Nauki, Szkolnictwa Wyższego i Techniki, Rektora PŁ oraz Kierownika Katedry.

